Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Raimund Ruschmann

aus Bühl (Baden)

Januar 2002

Entwicklung und Untersuchung von Straw Tubes für den LHCb Detektor

Die Diplomarbeit wurde von Raimund Ruschmann ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Franz Eisele

Abstract

Das Physikalische Institut der Universität Heidelberg ist an der Entwicklung und Herstellung von Straw Tube Modulen für das Äußere Spurkammersystem des LHCb Experiments am CERN beteiligt. Die Auswahl des Zählgases ist für einen Gasdetektor von zentraler Bedeutung und bestimmt das Betriebsverhalten der Straw Tubes.
In dieser Arbeit wurden die Gasparameter für unterschiedliche Gasmischungen gemessen. Dabei wurde die Gasverstärkung, die Energieauflösung und der Plateaubereich mit einer γ (^{55}Fe) und einer β^- Quelle (^{106}Ru) bestimmt. Die gemessenen Gasparameter für das im TDR gewählte Zählgas (75%Ar:10%$CO_2$15%CF_4) zeigen an, dass mit diesem Zählgas ein sicherer Betrieb beim LHCb Outer Tracker gegeben ist.
Im Rahmen der Entwicklung von Straw Tube Modulen und dem Bau eines Prototypen wurden eine Reihe von mechanischen Untersuchungen durchgeführt. Es wurde eine Drahtspannungsmessung entwickelt, die beim Qualitätstest des Prototypen eingesetzt wurde. Bei einem Klebetest wurde die Leitfähigkeit verschiedener Klebeverbindungen zwischen den Aluminium Kapton Straws und einer Aluminiumfolie untersucht.
Im letzten Teil der Arbeit wurde ein Alterungstest mit einem 21 MeV Proton-Strahl an einem Prototypen am MPI für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt.

Development and research on straw tubes for the LHCb detector

The Physikalische Institut of the university of Heidelberg participates in the development and production of straw tube modules for the outer tracking system of the LHCb experiment at CERN. The choise of the drift gas is crucial for a gaseous detector and determines its operational behavior.
Diffrent gas parameters like gas gain, energy resolution and plateaus have been measured with an γ (^{55}Fe) and β (^{106}Ru) radioaktice source. The measured gas parameters confirm the TDR's choise of the (75%Ar:10%$CO_2$15%CF_4) gas mixture for the LHCb outer tracker.
There also have been done some mechanical testings concernig wire-tension measurement, conductive gluing, and leak tests with straw tubes
Furthermore an aging test at a 21 MeV proton-beam has been performed with a prototype at the MPI for Nuclear Physics in Heidelberg.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Das LHCb Experiment

1.1 Einleitung

Bis 1956 als Lee und Yang [Lee56] einen Test der Paritätsinvarianz in der schwachen Wechselwirkung vorschlugen nahm man an, das alle physikalischen Gesetze invariant unter einer Paritätsoperation, das heißt der Spiegelung des Raumes am Ursprung sind. 1957 wurde erstmals in dem Experiment von C.S.Wu [Wu57] die Paritätsverletzung im Beta Zerfall von ^{60}Co Kernen nachgewiesen. Danach ging man davon aus, dass die Kombination von CP erhalten sei. Wobei C die Ladungskonjungation ist, die ein Teilchen mit seinem Antiteilchen vertauscht. Im Jahr 1964 konnten V.L.Fitch und J.W.Cronin jedoch die CP Verletzung im neutralen K-Mesonen System nachweisen.

Mit T der Umkehrung der Zeitachse geht man heute davon aus, dass das Produkt aller drei Operatoren CPT in allen lokalen Eichtheorien für alle Wechselwirkungen eine Erhaltungsgröße, also eine Symmetrie ist. Die CP-Verletzung ist nicht nur ein wichtiges Forschungsgebiet in der Elementarteilchenphysik, sie ist auch in der Astrophysik von Interesse, da die Asymmetrie zwischen Teilchen und Antiteilchen das Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie im Universum erklären kann. Die beobachtete CP Verletzung reicht jedoch nicht aus um den beobachteten Materieüberschuss im Universum zu erklären.

Das Ziel des LHCb Experiments ist es die CP-Verletzung im B Mesonen System zu messen. Das B-System eignet sich besonders zur Messung der CP-Verletzung, da es hier genauere theoretische Vorhersagen gibt als im System der K-Mesonen, und da der Effekt der CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen größer ist. Ein wichtiger Test ist die Messung der Winkel des so genannten Unitaritätsdreiecks. Das Standardmodell fordert, dass die Summe dieser Winkel 180° beträgt. LHCb ermöglicht also mit der Messung aller Winkel des Unitaritätsdreiecks einen Test des Standardmodells.

1.1.1 Messung der CP-Verletzung bei LHCb

Die CP-Verletzung tritt im Standardmodell nur bei der schwachen Wechselwirkung auf. Man kann sie als Interferenzeffekt zweier Amplituden mit unterschiedlicher Phase auffassen. Wenn die CP-Symmetrie erhalten ist, sind die Zerfallsraten eines Teilchens sowie die seines Antiteilchen in den entsprechenden Endzustand gleich.

$$\Gamma(B \to f) = \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})$$

Wobei f und $\bar{f}$ die Zerfallsprodukte der Teilchen sind. Bei der CP-Verletzung sind die Raten unterschiedlich, und man misst eine Asymmetrie **A** zwischen dem Zerfall des Teilchens und dem Zerfall des Antiteilchens in den entsprechenden Endzustand.

$$\mathbf{A} = \frac{\Gamma(B \to f) - \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})}{\Gamma(B \to f) + \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})}$$

Um die Asymmetrie messen zu können, muss man jedoch wissen ob es sich bei dem beobachteten Zerfall um ein Teilchen oder Antiteilchen handelte. Da das bei der Gluonfussion entstandene $b\bar{b}$ Paar in zwei B-Mesonen hadronisiert, bestimmt man durch die Rekonstruktion des zweiten B-Mesons ob beim ersten Zerfall ein b oder $\bar{b}$ Quark beteiligt war. Durch dieses so genannte b-tagging weiß man ob im ersten Zerfall ein B oder $\bar{B}$ Mesonenzerfall beobachtet wurde. Um einen Test des Standardmodells durch die Messung der Winkel des Unitaritätsdreieck durchführen zu können, muss man verschiedene Zerfallskanäle im System der B-Mesonen mit hoher Präzision messen. Für die Messung der Winkel (α, β, γ) des Unitaritätsdreiecks eignen sich besonders die Zerfälle von neutralen Mesonen. Da die interessanten Zerfallskanäle ein Verzweigungsverhältnis aufweisen, das zum Teil kleiner als 10^{-5} ist, benötigt man eine sehr große Anzahl von B-Mesonen. Bei LHCb werden bei einer Luminosität von 2×10^{32} cm^{-2}s^{-1} 4,5$\times 10^{11}$ $B^0\bar{B}^0$ Paare und 1,3$\times 10^{11}$ $B_s^0\bar{B}_s^0$ Paare in einem Jahr erzeugt. Mit dieser großen Zahl von B-Mesonen ist eine Präzisionsmessung der CP-Verletzung und ein Test des Standardmodells möglich.

Die Winkel des Unitaritätsdreiecks kann man bei LHCb mit den folgenden Zerfällen messen [LHCC98] :

gemessener Winkel	Zerfallskanal
2β	$B_d \longrightarrow J/\Psi K_S$
$\gamma - 2\delta\gamma$	$B_S \longrightarrow D_S K$
$2\delta\gamma$	$B_S \longrightarrow J/\Psi\phi$
2γ	$B_d \longrightarrow DK^{*0}$
$\beta + \gamma = \pi - \alpha$	$B_d \longrightarrow \pi^+ pi^-$, $\rho\pi$
$2\beta + \gamma$	$B_d \longrightarrow D^*\pi$

Für die Rekonstruktion der interessanten Zerfallskanäle ist es von entscheidender Bedeutung, das der LHCb Detektor eine hervorragende Teilchenidentifikation für Elektronen, Myonen, Kaonen und Pionen bei einer hohen Effizienz und Reinheit besitzt. Für die Rekonstruktion der Zerfälle braucht man eine sehr genaue Bestimmung des Primärvertexes und der Sekundärvertizes der B-Mesonen.

1.2 Der LHCb Detektor

LHCb ist ein Experiment das speziell für die Untersuchung des B-Sektors entwickelt wurde. Da die produzierten B-Mesonen einen großen Lorentzboost haben und Teilchen und Antiteilchen in die selbe Hemisphäre fliegen, wurde der LHCb Detektor als Vorwärtsspektrometer konzipiert. Abbildung 1.2 zeigt den den LHCb-Detektor, der so konstruiert wurde, dass er genau in die bereits vorhandene und früher vom LEP Experiment DELPHI genutzte Halle passt.

1.2.1 Spursystem

Das Spursystem bestimmt die Teilchentrajektorien der geladenen Teilchen, und verbindet so die Informationen der unterschiedlichen Detektor-Subsysteme für die Rekonstruktion. Durchläuft ein geladenes Teilchen ein Magnetfeld, so wird es dabei abgelenkt, das Spursystem rekonstruiert den Ablenkwinkel und berechnet daraus den Impuls. Der Magnet, der eine Masse von 1500 t hat, besitzt eine integrierte Feldstärke von 4 Tm bei 10 m Spurlänge. Seine horizontale Apertur von ± 300 mrad und die vertikale von ± 250 mrad bestimmen die Größe des Magneten und der nachfolgenden Detektor-Subsysteme. Das Spursystem dient auch zur Bestimmung der Zerfallsvertizes, die bei der Rekonstruktion von zentraler Bedeutung sind.

Vertexdetektor

Der erste Detektor nach dem Wechselwirkungspunkt ist der Vertexdetektor (Vertex Locator VELO), er ist in Abbildung 1.2 bei x=0 m dargestellt. Der Vertexdetektor befindet sich in einem Vakuum-Tank direkt am Strahlrohr.
Die Anforderungen an den Vertexdetektor sind:

- Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes
- Rekonstruktion der Zerfallsvertizes insbesondere von B- und D-Mesonen
- Messung der Zerfallszeit
- Spurrekonstruktion

Der Vertexdetektor besteht aus in R und ϕ Richtung segmentierten Silizium Streifendetektoren. Jede der 25 Stationen besteht aus je zwei R und ϕ Halb-Scheiben mit jeweils 2048 Auslesekanälen, also insgesamt über 200 000 Kanälen. Die Segmentierung der Scheiben beträgt in Strahlrohrnähe in R Richtung 40 μm und in ϕ Richtung 37 μm. Die Auflösung in z-Richtung beträgt für den Primärvertex 42 μm und 50 μm für die meisten B-Zerfallsspuren. Die transversale Auflösung beträgt beim Primärvertex 10 μm. Die Genauigkeit der Zerfallslängenbestimmung hängt vom Zerfallskanal ab und liegt zwischen 220 μm und 370 μm.

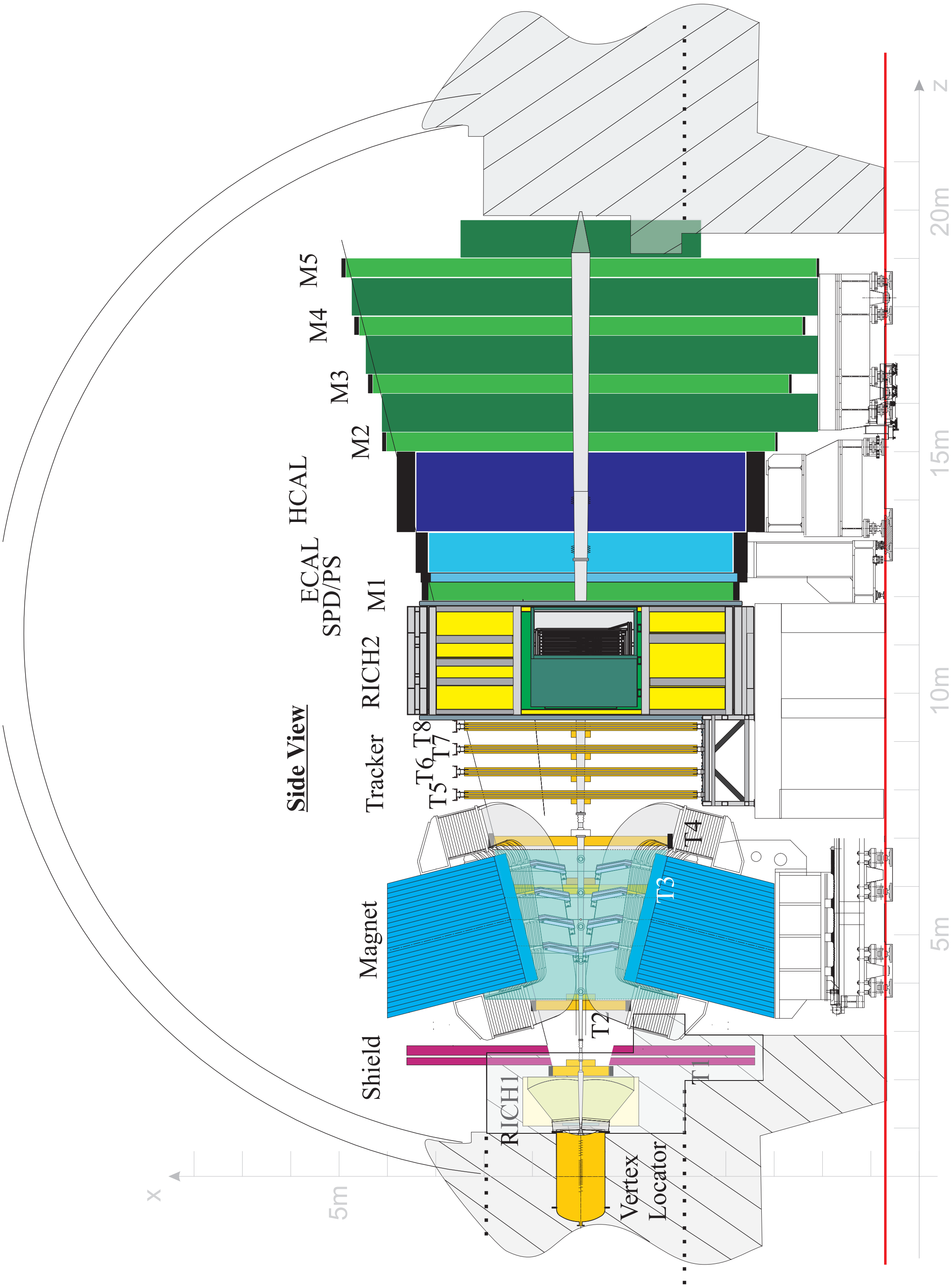

Abbildung 1.1: Seitenansicht des LHCb Detektors in der Experimentierhalle

Inneres Spurkammersystem - Inner Tracker

Das innere und das äußere Spurkammersystem sind in gemeinsamen Stationen zusammengefasst. Die Auftrennung in den Inner und Outer Tracker war notwendig, da der Outer Tracker nicht für die hohen Teilchenraten im unmittelbaren Bereich des Strahlrohres geeignet ist. Dieser Bereich wird vom feiner segmentierten Inner Tracker abgedeckt. Das innere Spurkammersystem wird mit Silizium-Streifendetektoren gebaut, die einen Streifenabstand von 240 μm haben. Die Silizium-Elemente werden in der Form eines Schweizer Kreuzes so angeordnet, dass sie den Bereich zwischen dem Strahlrohr und dem Outer Tracker überdecken. Je Station werden zwei um $\pm 5°$ geneigte Stereolagen zwischen zwei senkrecht stehenden Silizium-Streifenlagen montiert. Die Anzahl der Auslese-Kanäle wird beim jetzigen Design etwa 300000 betragen.

Äußeres Spurkammersystem - Outer Tracker

Das äußere Spurkammersystem deckt den Bereich zwischen dem inneren Spurkammersystem nach außen bis zu einem Winkel von 300 mrad in der horizontalen Ebene ab, in der die geladenen Teilchen durch den Magneten abgelenkt werden. In der vertikalen Ebene wird der Bereich bis zu 250 mrad abgedeckt. Da Messungen und Untersuchungen zur Entwicklung des äußeren Spurkammersystems Gegenstand dieser Diplomarbeit sind, wird dieses im Kapitel 1.3 Outer Tracker ausführlicher beschrieben.

1.2.2 Teilchenidentifikation

Um den Zerfallskanal eines Ereignisses bestimmen zu können, ist es notwendig die Zerfallsprodukte zu identifizieren, indem man die invariante Masse aus dem Vierervektor berechnet. Um den Vierervektor bestimmen zu können benötigt man außer dem Impuls des Teilchens seine Masse, die man aus der Geschwindigkeits- und Impulsmessung erhält. Die Teilchenidentifikation muss bei LHCb den Impulsbereich von $p_{min} \approx$ 1 GeV/c für die Kaonidentifikation bis zu $p_{max} \approx$ 150 GeV/c für die Zwei-Körper-Zerfallsprodukte wie bei $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ abdecken. Ohne eine effiziente Teilchenidentifikation würde man bei LHCb im hadronischen Untergrund ertrinken.

Cherenkov Detektoren RICH 1 und RICH 2

Ist ein Teilchen beim Durchgang durch durch ein Medium schneller als die Phasengeschwindigkeit des Lichts in diesem Medium, so emittiert es Cherenkov Licht. Der Winkel $\cos\Theta_c = (\beta n)^{-1}$ unter dem das Cherenkovlicht emittiert wird hängt von der Geschwindigkeit β und dem Brechungsindex n des Radiators ab, in dem das Cherenkov Licht emittiert wird . Beim Ringbild Cherenkov Zähler wird der abgestrahlte Lichtkegel über zwei sphärische Spiegel auf einen Photodetektor abgebildet, der die Radien der Lichtkegel misst und über den rekonstruierten Winkel die Geschwindigkeit des Teilchen berechnet. RICH 1 benutzt zwei verschiedene Radiatoren, ein Silikon Aerogel (n=1.03) und C_4F_{10} (n=1.0014). Bei RICH 2 wird CF_4 (n=1.0005) als Radiator verwendet. Die mit einer Simulation ermittelte Reinheit betrug bei $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ für die Pionen 98% und die Effizienz lag bei 81% [RICH00] .

Elektromagnetische Kalorimeter ECAL

Das Elektromagnetische Kalorimeter hat mehrere wichtige Funktionen im LHCb Detektor.

- Identifikation von Elektronen, Positronen und geladenen Pionen
- Energiemessung von vor allem hochenergetischen Photonen und Elektronen
- Elektron Level 0 Trigger
- Nachweis von hochenergetischen Pionen $\pi^0 \to 2\gamma$
- Unterdrückung des pp Untergrundes um 99%

Das Elektromagnetische Kalorimeter befindet sich hinter dem RICH 2 etwa 12m hinter dem Wechselwirkungspunkt. Vor dem Elektromagnetische Kalorimeter befindet sich noch ein Preshower Detektor zur Elektron/Hadron und Elektron/Photon Separation. Das ECAL wird in Schaschlik Technologie gebaut, mit 2mm Bleiabsorbern und 4mm Szintilatoren, die über Wellenlängenschieber-Fasern ausgelesen werden. Der Preshower Detektor besitzt 2×6000 Auslesekanäle und das ECAL 6000 Auslesekanäle. Das ECAL ist in drei Bereiche unterschiedlicher Granularität unterteilt. Die Strahlungslängen beträgt beim Preshower 2 X_0 und beim ECAL 25 X_0. Die Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1.5\%$ (E in GeV) bestimmt die Massenauflösung des B Mesons in Zerfällen mit π^0 .

Hadronisches Kalorimeter

Das Hadronische Kalorimeter liefert die Level 0 Triggerinformation für Hadronen mit hohen Transversalimpuls. Das Hadronische Kalorimeter ist ein Eisen Szintilator Tile Kalorimeter mit WLS-Fiebern, die Absorberdicke ist 16mm und die Szintilatordicke 1.2mm. Das Elektromagnetische Kalorimeter hat eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 80\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ und ist 1.2m dick.

Myondetektor

Die erste Myon Station befindet sich wie in Abbildung 1.2 zu sehen ist vor dem Preshower-Kalorimeter, die restlichen vier Stationen stehen hinter dem Hadronischen Kalorimeter. Der Myondetektor stellt die Level 0 Triggerinformation für Myonen mit hohem Transversalimpuls bereit. Die Identifikation von Myonen bei einer Reihe von B Zerfällen erfolgt mit dem Myondetektor. Unter diesen B-Zerfällen ist auch der so genannte “Goldene Zerfall” $B_d^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)K_s^0$. Der Myondetektor besteht zum größten Teil aus Vieldraht Proportionalkammern (MWPCs) zwischen denen die Myonen-Filter stehen. Der Gasraum ist 5mm breit, die 30μm dicken Zähldrähte sind in einem Abstand von 1,5 mm in der Mitte angeordnet. Das verwendete Zählgas ist 40%Ar:50%CO_2:10%CF_4 und die Hochspannung beträgt 3,0 - 3,2 kV. Jede Station verfügt über vier Gaszwischenräume. Als zweite Technologie werden RPCs, Resistive Plate Chambers eingesetzt, bei denen eine Hochspannung von etwa 10kV an zwei parallelen Platten im Abstand von 2mm angelegt wird. Die typische Gasverstärkung beträgt $\approx 10^7$, die Auslese geschieht über kapazitive Kopplung zu Elektroden. Die Zeitauflösung beträgt etwa 6ns für die MWPCs und 1.4ns bei den RPCs.

1.3 Outer Tracker

Die Hauptaufgaben des Outer und Inner Tracker sind die Verbindung der Spurbruchstücke zwischen dem Vertexdetektor und den Kalorimetern, die Impulsmessung geladener Teilchen und die Information über den Teilchendurchgang für die Cherenkov Detektoren.

1.3.1 Anforderungen an den Outer Tracker

Die Anforderungen an den Outer Tracker sind:

- der Nachweis geladener Teilchen mit einer hohen Effizienz und Ortsauflösung,
- eine schnelle Signalauslese ,
- eine große Strahlungshärte,
- eine möglichst geringe Strahlungslänge .

Abbildung 1.2 zeigt die simulierten Teilchenspuren einer Wechselwirkung im LHCb Detektor. Um bei der hohen Spurdichte und Rate eine schnelle Auslese, sowie eine gute Ortsauflösung für die große abzudeckende Detektorfläche zu erhalten, wird der Outer Tracker mit Straw Tubes genannten Proportionalzählrohren aufgebaut.

Das Spurkammersystem des LHCb Outer Trackers wird aus abgeschlossenen Modulen aufgebaut, die beim Ausfall eines Moduls ausgetauscht werden können. Abbildung 1.3 zeigt einen Schnitt durch ein Modul. Ein Modul besteht aus zwei Ebenen von je 64 Straws, die wegen der großen Teilchenrate in der Mitte geteilt sind, wobei die Teilungsstellen innerhalb eines Moduls gegeneinander versetzt angeordnet sind, so das mindestens eine Straw-Ebene in diesem Bereich vorhanden ist. In einem Modul sind somit 256 Straws mit einem Durchmesser von 5 mm in einem Abstand (Pitch) von 5,25 mm auf die Modul-Platten aufgeklebt und werden über Front-End Boards an den Modul-Enden ausgelesen, wo sich auch die HV-Verteiler-Boards und die Gasanschlüsse befinden. Die beiden Lagen eines Moduls sind, wie in Abbildung 1.3 zu sehen ist, um die

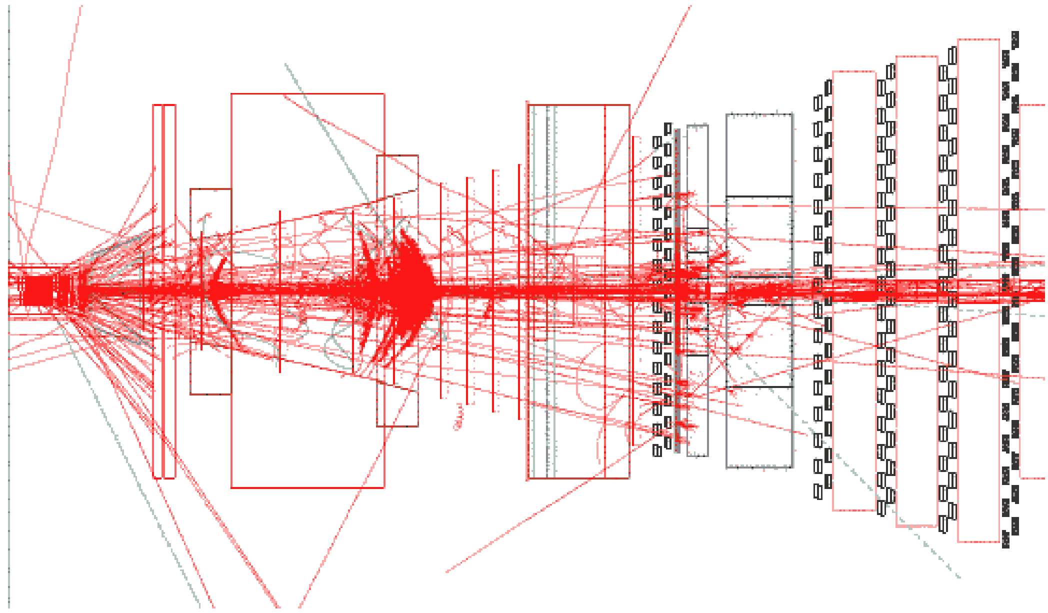

Abbildung 1.2: Eventsimulation im LHCb Detektor

Hälfte des Pitches gegeneinander versetzt angebracht, um auch hier den insensitiven Bereich zwischen den Straws der anderen Straw-Ebene abzudecken. Die Zähldrähte werden durch Draht-Positionierer (Wire Locator/Twister) konzentrisch in der Mitte des Straw-Querschnitts gehalten.

In einer Station werden zwei um $\pm 5°$ gedrehte Modul-Lagen zwischen zwei senkrecht stehenden Modul-Lagen angeordnet, um so eine Berechnung der Koordinate entlang des Zähldrahtes zu ermöglichen. Somit erhält man aus der Driftzeit-Information und der Orts-Driftzeit-Relation den radialen Abstand der Teilchenspur zu den Drähten, die einen Treffer hatten. Durch die Kombination der gemessenen radialen Abstände innerhalb der vier Modul-Lagen einer Station werden die x- und y-Koordinaten des Teilchendurchgangspunktes berechnet. In Abbildung 1.4 sind die Stationen T6-T9 des LHCb Outer Tracker gezeigt, man erkennt außen die auf einem Schlitten befestigte Tragekonstruktion, in der die Module der vier Stationen befestigt werden. In der Mitte ist die Aussparung für das Strahlrohr und den Inner Tracker zu sehen. Im Vordergrund sieht man die senkrecht stehenden Module und an der Schnittstelle in der Mitte die Module der um $\pm 5°$ gedrehten Stereolagen.

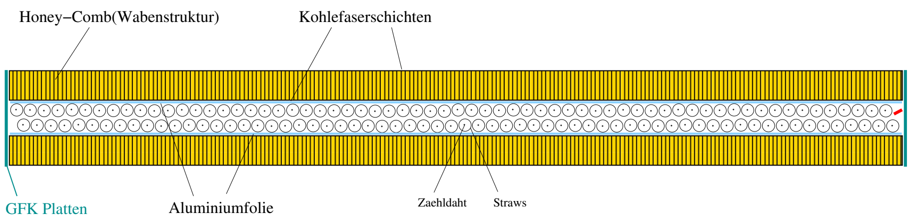

Abbildung 1.3: Schnitt durch ein Modul. Die einzeln produzierten Hälften werden mit zwei GFK-Streifen zusammengeklebt. Je Modulhälfte werden 2 mal 64 Straws aufgeklebt.

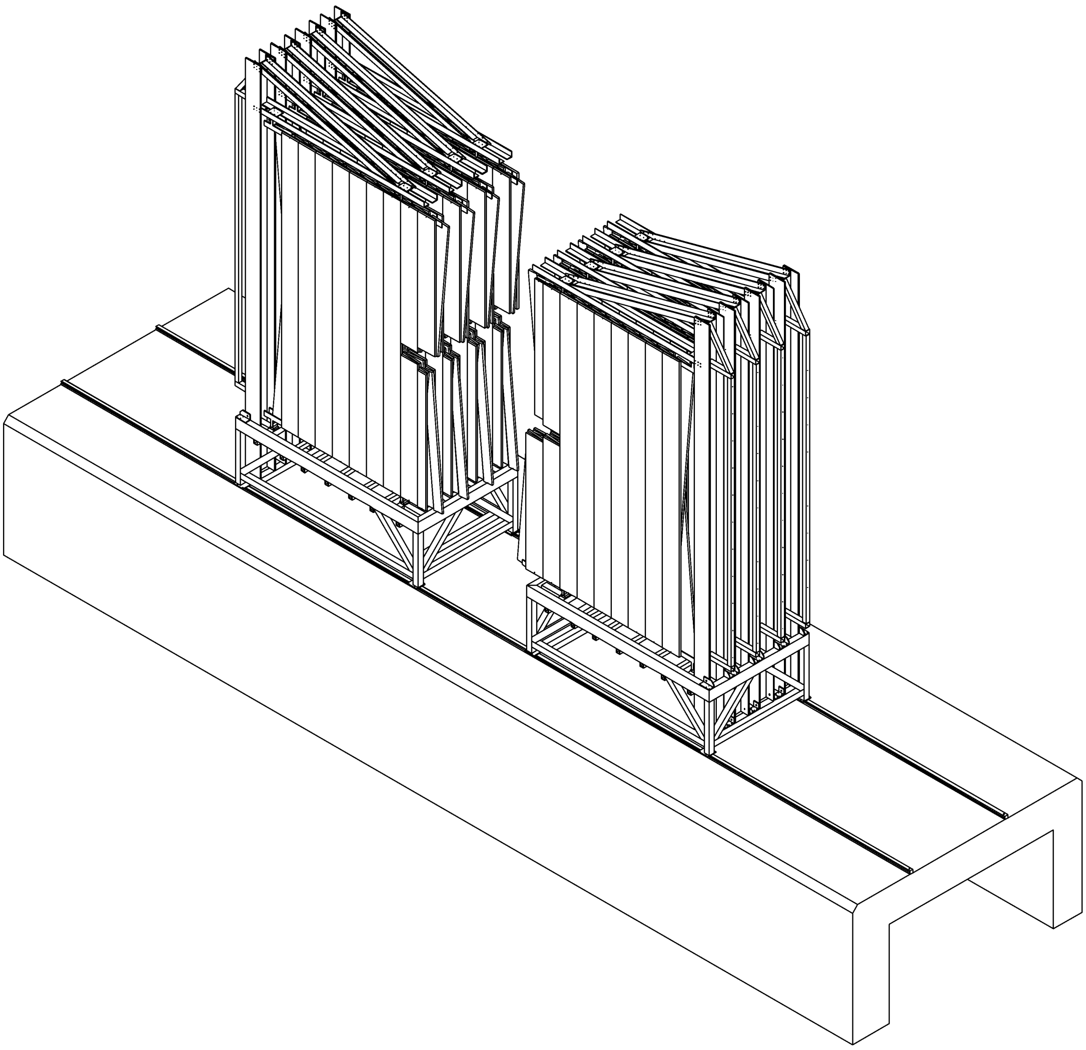

Abbildung 1.4: Outer Tracker Stationen T6-T9

1.3.2 Ortsmessung mit Straw Tubes

Die Straw Tubes werden, wie in Kapitel 5 ausführlich beschrieben wird, zu Modulen zusammengefasst, aus denen die Stationen aufgebaut werden. Die Straws haben einen Innendurchmesser von 5 mm. Der Durchmesser des mit Gold beschichteten Wolfram Zähldrahtes ist 25 μm. Zwischen dem Zähldraht und dem Straw wird eine vom Zählgas abhängige Hochspannung von etwa 1550 V angelegt. Die von einem geladenen Teilchen erzeugten Elektronen driften im elektrischen Feld zur Anode, dort findet ein Gasverstärkungsprozess statt, wobei ein Signal induziert wird, das ausgelesen wird. Man misst die Driftzeit aus der Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt t_0 an dem die Wechselwirkung statt gefunden hat (LHC Clock) und dem Zeitpunkt t_{sig}, an dem das Straw-Signal eine Triggerschwelle überschreitet.

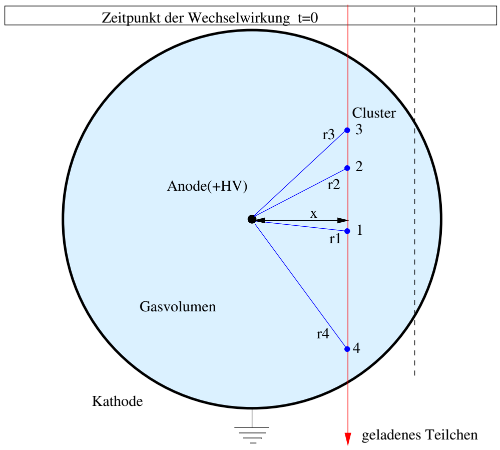

Abbildung 1.5: Ortsmessung mit einem Proportionalzählrohr

Aus der Zeitinformation kann man den radialen Abstand des Clusters bestimmen, der den Trigger ausgelöst hat.
Wenn man die Driftgeschwindigkeit $v_D(r)$ des Gases kennt, kann man mit

$$r = \int_{t_0}^{t_{sig}} v_D(r(t))dt \tag{1.1}$$

den Abstand r des Clusters berechnen. Wie man in Abbildung 1.5 erkennt, entsteht ein Fehler in der Ortsmessung, wenn der Cluster nicht beim kürzesten Zähldrahtabstand in der Messebene erzeugt wurde. Die gestrichelte Linie würde dem Ort x des Clusters 4 in der hier horizontalen Messebene entsprechen.

Die y-Koordinate entlang des Zähldrahtes wird mit zwei Stereolagen, die um $\pm 5°$ gegen die vertikal stehenden Doppel-Strawlagen am Anfang und Ende jeder Station gedreht sind, ermittelt.

Die z-Koordinate erhält man aus der Position, an der sich das Straw entlang des Strahlrohres befindet. Ein Modul besteht aus 256 Straws, die in zwei Lagen angeordnet und in der Mitte geteilt sind. Eine Station besteht aus vier Modullagen, wobei die Stereolagen in der Mitte angeordnet sind. In Tabelle 1.1 sind einige wichtige Parameter und Kenngrößen zusammengefasst.

Ortsauflösung	besser 200μm
Occupancy (ohne Magnet-Kammer)	max 15%
Auslesezeit	$<$50ns
Akzeptanz horizontal	300mrad
Akzeptanz vertikal	250mrad
Anzahl der Auslesekanäle	$\approx$ 100000
Strahlungslänge je Station	3% X_0
Gesamtkosten	9.3 Millionen Schweizer Franken

Tabelle 1.1: Kenndaten des Outer Trackers

Kapitel 2

Proportionalzählrohr

2.1 Energieverlust

In Gasdetektoren wie zum Beispiel Vieldrahtproportional- (MWPC), Zeitprojektions- (TPC), Jet-Driftkammern oder Proportionalzählrohren, werden geladene Teilchen durch die von ihnen erzeugte Ionisationsspur nachgewiesen. Die entlang der Ionisationsspur erzeugten Elektronen driften zur Anode, während die positiv geladenen Ionen mit einer wesentlich geringeren Geschwindigkeit zur Kathode driften. In unmittelbarer Nähe des Zähldrahtes werden die Elektronen durch das dort, wegen des kleinen Zähldrahtdurchmessers, hohe elektrische Feld stark beschleunigt und können innerhalb weniger Drahtdurchmesser durch Ionisation eine Ladungslawine auslösen. Das dabei an der Anode entstehende negative Signal wird vor allem durch die Wanderung der positiven Ionen erzeugt, die wegen der großen Entfernung zur Kathode das Signal bestimmen.

Der mittlere Energieverlust eines ionisierenden Teilchens in Materie wird durch die Bethe-Bloch Formel [Bethe30] beschrieben.

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Ion} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2}\left[ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2}{(1-\beta^2)I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{2.1}$$

r_e	klassischer Elektronenradius
m_e	Elektronmasse
N_0	Avogadro-Zahl
Z	Kernladungszahl des Materials
A	Massezahl des Materials
z	Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung e
β	Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c
I	effektives Ionisationpotential des Materials
δ	Parameter für Dichteeffekt

Der mittlere Energieverlust ist in Abbildung 2.1 dargestellt, er hängt von der Ladung und der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens ab, jedoch nicht von seiner Masse. Bei nichtrelativistischen Energien ist der Energieverlust proportional zu $1/\beta^2$ und hat bei $\beta\gamma \approx 4$ ein Minimum, danach steigt der Energieverlust logarithmisch an und geht durch den Dichteeffekt δ in einem schwachen Anstieg proportional zu lnγ in ein Plateau über. Der Energieverlust hängt mit Z/A vom Material ab in dem die Energie deponiert wird.

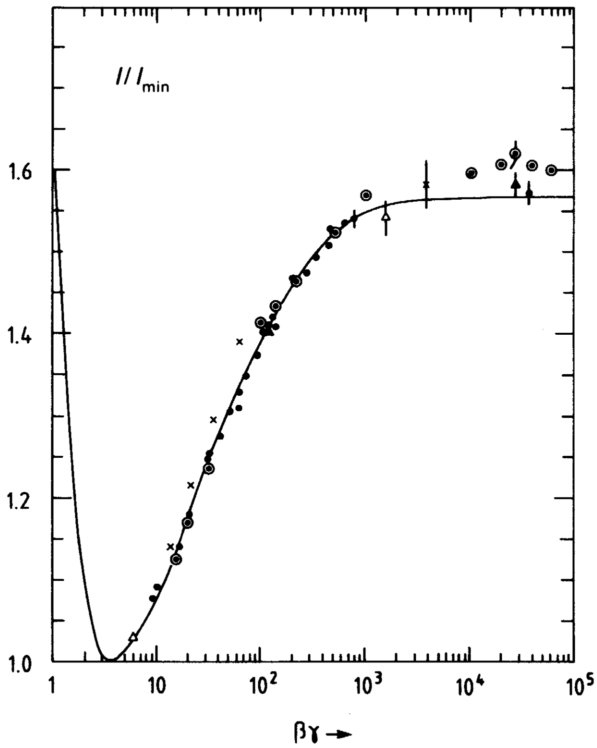

Abbildung 2.1: Energieverlust gemessen in einem Ar:CH_4 Gasgemisch als Funktion von $\beta\gamma$ normiert auf das Minimum. Die durchgezogene Linie wurde mit dem Photo Apsorptionsmodel von Allison und Cobb berechnet. [Blum93]

Bei Elektronen kommen wegen der kleinen Masse Energieverluste durch Bremsstrahlung hinzu und es gilt [Klein92] :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} = 4\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \; ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \qquad (2.2)$$

E Elektronenenergie

α Feinstrukturkonstante

Bei Elektronen dominiert oberhalb der kritischen Energie E_c $\approx$580 MeV/Z der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Bei Photonen bestimmen der Photoeffekt, die Comptonstreuung und die Paarproduktion die Abnahme der Intensität.

2.1.1 Primärionisation

Durchquert ein geladenes Teilchen das Volumen eines Gasdetektors wie zum Beispiel das eines Proportionalzählrohres, so erzeugt es durch seine elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Zählgas Elektron-Ionenpaare oder regt die Atome und Moleküle des Zählgases an und verliert so einen Teil seiner Energie. Teilchen, die bei $\beta\gamma \approx 4$ (Abbildung 2.1) liegen nennt man minimal ionisierend (MIPs).

Als Primärelektronen bezeichnet man die direkt durch das nachzuweisende Teilchen erzeugten Elektronen, diese sind entlang der Teilchenspur Poisson verteilt. Die Energiefluktuationen in dünnen Medien wie dem Zählgas folgen näherungsweise einer Landau Verteilung, wobei der lange auslaufende Schwanz von den höherenergetischen δ Elektronen kommt, die in direkten Stößen produziert werden. Die Primärelektronen haben unterschiedliche Energien und können im Bereich von wenigen μm um den Ort der Primärionisation Sekundärelektronen erzeugen.

Bei Argon erhält man in einem solchen Cluster im Durchschnitt drei Elektronen. Die δ-Elektronen, die eine größere Energie und Reichweite besitzen, können auch Cluster weiter außerhalb der Teilchenspur erzeugen und damit die Ortsauflösung verschlechtern. Die Clusterverteilung im Detektor bestimmt die Ortsauflösung, da meist mehrere Cluster zum Nachweis benötigt werden und man dann den Abstand zum auslösenden Cluster und nicht den minimalen Abstand zur Teilchenspur misst. Eine sehr empfindliche Nachweiselektronik, die bereits auf den ersten oder zweiten Cluster sensitiv ist, und eine hohe Clusterdichte im Zählgas sind deshalb wichtig für eine gute Ortsauflösung.

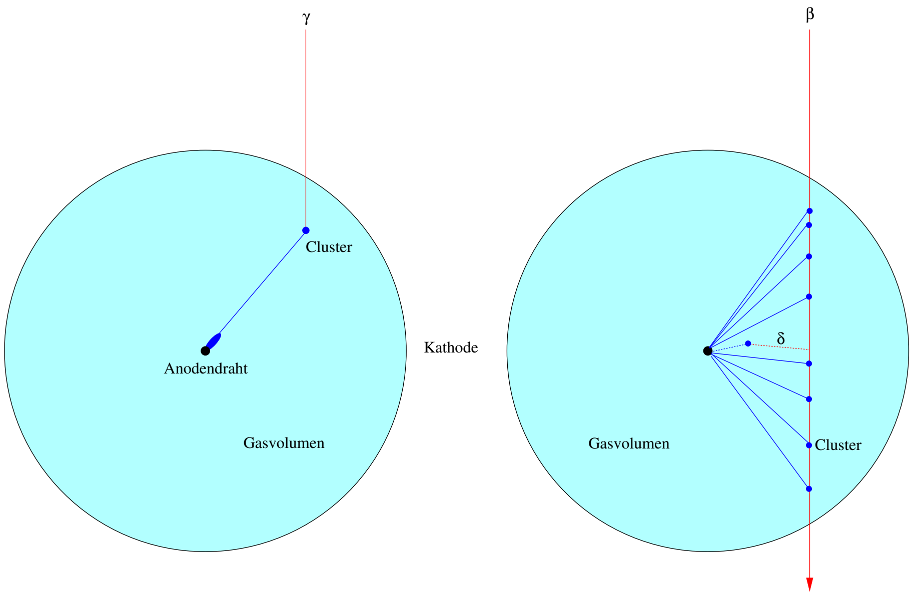

Abbildung 2.2: Links : Punktionisation eines Photons wie zum Beispiel aus einer ^{55}Fe-Quelle. Rechts : Ionisationsspur eines β Teilchens, neben den Clustern der Primärionisation ist auch ein δ Elektron mit seiner größeren Reichweite dargestellt.

2.1.2 Drift und Diffusion der Elektronen und Ionen

Die Elektronenbewegung setzt sich beim Anlegen eines elektrischen Feldes aus zwei sich überlagernden Bewegungen zusammen. Die ungerichtete Bewegung, die durch Stöße von Elektronen mit den Gasatomen und -molekülen isotrop verteilt ist und der zum elektrischen Feld parallel beschleunigten, also gerichteten Bewegung. Durch ein äußeres Magnetfeld kommt es durch die auf die Elektronen wirkende Lorentzkraft zu einer weiteren Beeinflussung der Elektronenbewegung orthogonal zum magnetischen Feld.

Die Diffusion, das heißt die ungerichtete Bewegung der Elektronen bewirkt in Anwesenheit eines elektrischen Feldes eine unterschiedliche laterale und longitudinale Verbreiterung der Elektronencluster bezüglich der Feldrichtung. Die laterale Aufweitung des Clusters wird vom elektrischen Feld fokussiert und somit verringert. Durch die radiale Abhängigkeit des elektrischen Feldes, wird die dazu parallele, longitudinale Diffusion der Elektronen in dieser Richtung verstärkt. Der Einfluss der Diffusion auf die Ortsauflösung verringert sich, wenn man auf eine größere Anzahl von Elektronen triggert, da sich dann Einzeleffekte herausmitteln.

Eine konstante Driftgeschwindigkeit wird erreicht [Blum93], wenn der Energiegewinn durch das elektrische Feld während der mittleren Stoßzeit τ zwischen zwei Stößen genau so groß ist wie der mittlere Energieverlust bei einem Stoß. Die Geschwindigkeitszunahme zwischen zwei Stößen beträgt dann

$$v_D = \frac{eE}{m}\tau \quad . \tag{2.3}$$

Hierbei ist m die Masse und e die Ladung des driftenden Elektrons und E die elektrische Feldstärke. Wenn bei einem Stoß der Bruchteil $\lambda(\epsilon)$ der Gesamtenergie des Elektrons übertragen wird und die Zahl der Stöße bei einer Driftstrecke x mit $n = x/(v_D\tau)$ gegeben ist, so folgt aus der Gleichgewichtsbedingung :

$$\frac{x}{v_D\tau}\lambda(\epsilon) = eEx \quad . \tag{2.4}$$

Das heißt die bei den Stößen abgegebene Energie ist gleich der vom Feld aufgenommenen Energie eEx , wobei

$$\epsilon = \frac{1}{2}mv^2 \tag{2.5}$$

die mittlere Energie und v die mittlere Geschwindigkeit des Elektrons sind. Mit dem Wirkungsquerschnitt σ, der Teichendichte $N = N_0\rho/A$, wobei A die Molmasse ist, und

$$\tau = \frac{1}{N\sigma v} \tag{2.6}$$

erhält man durch einsetzen die ungeordnete Diffusionsgeschwindigkeit u :

$$u = \frac{eE}{mN\sigma}\sqrt{\frac{2}{\lambda(\epsilon)}} \tag{2.7}$$

und die Driftgeschwindigkeit v_D :

$$v_D = \frac{eE}{mN\sigma}\sqrt{\frac{\lambda(\epsilon)}{2}} \quad . \tag{2.8}$$

Die Driftgeschwindigkeit wäre wenn bei den Stößen keine Energie, also $\lambda = 0$, übertragen werden würde Null und die Diffusionsgeschwindigkeit u wäre unendlich groß. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen ist wegen ihrer großen Masse um etwa drei Größenordnungen kleiner als die der Elektronen.

2.1.3 Elektronenanlagerung - Attachment

Neben der Rekombination von Elektronen und Ionen gibt es einen weiteren Elektronenverlustprozess; die Anlagerung von Elektronen an Moleküle oder disoziierten Ionen des Zählgases. Die Anlagerungswahrscheinlichkeit hängt vor allem vom Wirkungsquerschnitt der Moleküle und der Elektronenenergie ab. Bei elektronegativen Gasen wie Sauerstoff, Kohlendioxid und Tetrafluormethan werden Elektronen kleiner Energie ($\leq 1eV$), die mit dem Molekül inelastisch stoßen, angelagert, und es entsteht ein negatives Ion. Bei größeren Energien von einigen eV können Moleküle wie CF_4 , O_2 oder H_2O disoziieren und ein Elektron anlagern, wegen den benötigten Energien tritt dieser Prozess in Bereichen großer Feldstärke in der Nähe der Anodendrähte auf. Die mittlere Zeit innerhalb der es zu einer Anlagerung kommt, variiert für elektronegative Gase wie CO_2 von $7,1 \times 10^5$ ns bis hinunter zu 5ns bei Chlor [Klein92].

Das bedeutet je nach Länge der Driftstrecke, dass ein großer Teil der Elektronen vor dem Erreichen des Zähldrahtes verloren geht, und deshalb eine höhere Gasverstärkung gewählt werden muss, um die Elektronenverluste durch Attachment auszugleichen, da sonst die Nachweisgrenze der Elektronik für minimal ionisierende Teilchen unter Umständen nicht erreicht wird. Zum Teil können auch ganze Cluster von Elektronen verloren gehen, was die Ortsauflösung negativ beeinflusst. Da das Attachment bei größeren Feldstärken durch die dann mögliche Erzeugung negativer Ionen wie zum Beispiel F^- Ionen bei CF_4 zunimmt, ist dies wegen Formel 2.9 beim Proportionalzählrohr besonders kritisch.

2.1.4 Gasverstärkung

Gewinnt ein Elektron während seiner Beschleunigung zwischen zwei Stößen soviel Energie im elektrischen Feld, dass es die mittlere Ionisationsenergie des Zählgases überschreitet, kommt es zu Sekundärionisationen, da das elektrische Feld in der Nähe des Zähldrahtes mit

$$E = \frac{V}{r\, ln\left(\frac{b}{a}\right)} \tag{2.9}$$

E	elektrische Feldstärke
V	angelegte Anodenspannung

a	Zähldrahtdurchmesser
b	Kathodendurchmesser

sehr stark anwächst. In Abbildung 2.3 ist die elektrische Feldstärke für ein Straw mit einem Kathodendurchmesser von b=5 mm und einem Zähldrahtdurchmesser a=25 μm bei einer Anodenspannung von V=1550 V gezeigt. Ab einer elektrischen Feldstärke E_{min} , bei der die Elektronen die Ionisationsenergie des Zählgases überschreiten, kommt es durch eine Reihe solcher Sekundärionisationen zu einem lawinenartigen anwachsen der Elektron-Ionenpaare.

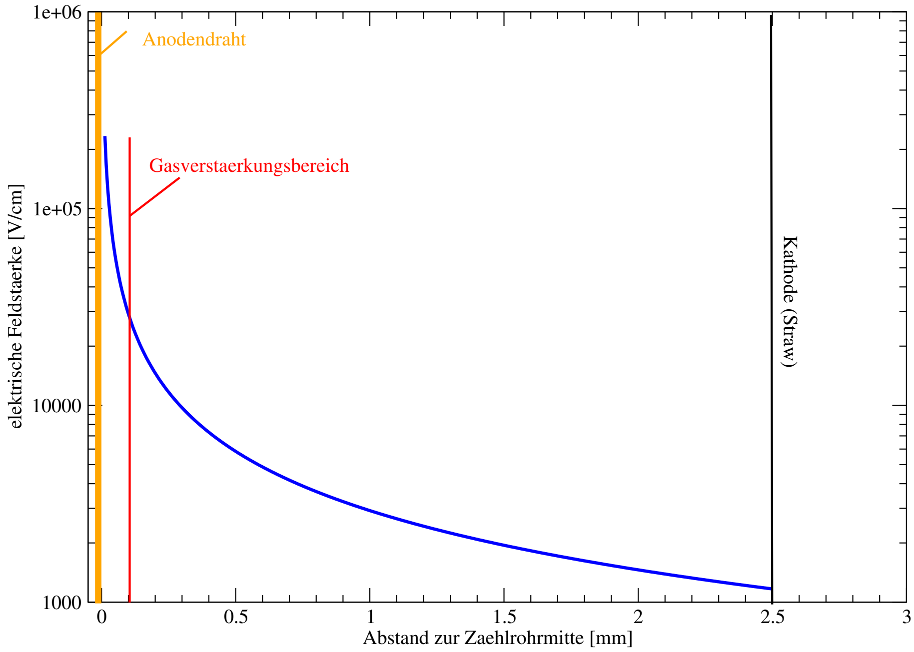

Abbildung 2.3: Elektrische Feldstärke im Straw - Gasverstärkung

Abbildung 2.4 zeigt in einer Monte Carlo Simulation [Mat85] den Abstand, bei dem die Lawinenbildung stattfindet, dieser beträgt einige Zähldrahtdurchmesser. Der Zuwachs an Elektronen ist je Weglänge dr

$$dN = N\alpha_T(r)dr \tag{2.10}$$

$$N(r) = N_0 exp\Big(\int \alpha_T(r)dr\Big) \tag{2.11}$$

α_T(r)	Erster Townsendkoeffizient oder Ionisationskoeffizient
dN	Zunahme der Ionenpaare
N_0	Anzahl der Primärelektronen .

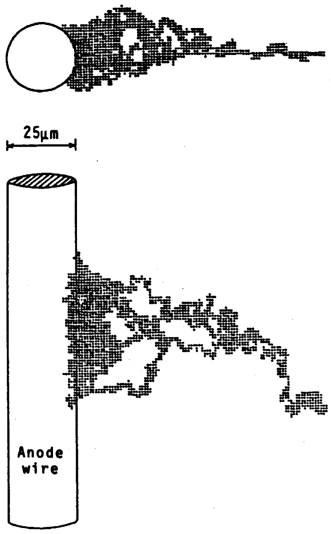

Abbildung 2.4: Lawinenbildung vor dem Zähldraht [Mat85]

Der erste Townsendkoeffizient gibt an wie viel Ionenpaare ein Elektron je cm Wegstrecke erzeugt. Die Gasverstärkung ist definiert als G=N/N_0 und somit ist

$$G = \frac{N}{N_0} = exp\Big[\int \alpha_T(r)dr\Big] = exp\Big[\int_{E_a}^{E_{min}} \frac{\alpha_T(E)}{dE/dr}dE\Big] \quad . \tag{2.12}$$

Durch einsetzen und differenzieren von 2.9 erhält man

$$G = exp\left[\int_{E_a}^{E_{min}} \frac{V}{E^2} \frac{\alpha_T(E)}{ln\left(\frac{b}{a}\right)}dE\right] \quad . \tag{2.13}$$

Da α_T(E) bei einem Zählrohr in etwa proportional zu E ist, kann man α_T(E)=k×E einsetzen und erhält

$$G = exp\left[k\frac{V}{ln\left(\frac{b}{a}\right)}\int_{E_{min}}^{E_a} \frac{1}{E}dE\right] = exp\left(k\frac{V}{ln\left(\frac{b}{a}\right)}ln\left(\frac{E_a}{E_{min}}\right)\right) \quad . \tag{2.14}$$

Da die Gasverstärkung vom Druck abhängt, skaliert man

$$E_{min}(p) = E_{min}(p_0)\frac{p}{p_0} \tag{2.15}$$

und erhält dann die Gasverstärkung in Abhängigkeit der angelegten Anodenspannung

$$G = exp\left(k\frac{V}{ln\left(\frac{b}{a}\right)}ln\left(\frac{E_a}{E_{min}}\frac{p_0}{p}\right)\right) = \frac{E_a}{E_{min}}\frac{p_0}{p}exp\left(k\frac{V}{ln\left(\frac{b}{a}\right)}\right) \quad . \tag{2.16}$$

Die Gasverstärkung ist also abhängig von der elektrischen Feldstärke am Anodendraht, die wiederum von der Geometrie und der angelegten Spannung mit (2.9) gegeben ist.

E_{min} ist durch das mittlere Ionisationpotential des Zählgases gegeben und skaliert mit p_0/p mit dem Gasdruck. Die Gasverstärkung hängt aber vor allem exponentiell von der angelegten Hochspannung ab. Die Elektronenanlagerung berücksichtigt man in einem reduzierten Townsendkoeffizienten.

Bei der Gasverstärkung kommt es neben der Sekundärionisation, bei besonders großen Feldstärken auch zur Anregung metastabiler Zustände, die durch Emission von UV-Photonen wieder in den Grundzustand übergehen können. Diese UV-Photonen können durch Photoeffekt im Zählgas oder der Kathode weitere Lawinen auslösen. Diese selbst löschenden Streamer erzeugen im Zählrohr sehr große Ladungen, erhöht man die Spannung über diesen Streamer-Bereich hinaus, kommt es im Geiger-Müller-Bereich zu Gasentladungen. Die Zahl der Ionenpaare ist dann nicht mehr proportional zur Anzahl der Primärelektronen. Um die Zahl der UV-Photonen zu reduzieren, fügt man dem Zählgas Quencher wie Kohlendioxid bei, die einen großen Photonabsorptionsquerschnitt haben.

2.1.5 Signalbildung und Signalausbreitung

Da die bei der Gasverstärkung entstandenen Elektronen wegen ihrer um drei Größenordnungen höheren Driftgeschwindigkeit und dem kurzen Abstand zum Signaldraht sofort abfließen, induzieren die langsam driftenden Ionen ein Spannungssignal auf der Anode. Der steile Abfall des Signals wird durch den Drift der Elektronen bestimmt, wohingegen die flachere Flanke durch die langsameren Ionen dominiert. Vergleicht man die potentielle Energie der Ionen mit der der Elektronen, so sieht man mit

$$W = \int E(r)dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{V}{r\, ln\left(\frac{b}{a}\right)} dr \tag{2.17}$$

r_1 Ort der Lawinenbildung
r_2 a für Elektronen; b für Ionen

und der Integrationsgrenze r_1 (einige μm vor dem Zähldraht), dass der Hauptanteil des Pulses von den Ionen erzeugt wird und die Elektronen weniger als 1% beitragen.

2.2 Komposition eines schnellen Zählgases

Die Anforderungen an ein Zählgas, das in einem Detektor wie LHCb eingesetzt wird sind sehr groß, da sowohl die Teilchenmultiplizität als auch die Wechselwirkungsrate sehr hoch sind.

Erforderliche Eigenschaften sind:

- Große Gasverstärkung (Nachweis des ersten ankommenden Clusters)
- Strahlungshart (kein Aging)

- Hohe Driftgeschwindigkeit $>65\mu$m/ns)

Wünschenswerte Eigenschaften:

- Geringes Attachment
- Geringe Diffusion
- Nicht brennbar oder explosiv, ungiftig, neutral gegenüber verwendeten Materialien
- Preiswert, da große Mengen benötigt werden

Die Gasmischungen die Kohlenwasserstoffe als Beimischung zur Erhöhung der Driftgeschwindigkeit enthalten, scheiden wegen ihres Aging-Verhaltens aus.
Bei seinen Studien über Gasmischungen mit hohen Driftgeschwindigkeiten für Gas Detektoren in der Teilchenphysik untersuchte L.G. Christophorou [Chris79] den Einfluss von molekularen Beimischungen zum Edelgas Argon. Dabei ging er von der folgenden Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit aus:

$$v_D = \frac{1}{<\sigma><\epsilon>^{1/2}} \tag{2.18}$$

$<\sigma>$	mittlerer Elektronen Wirkungsquerschnitt
$<\epsilon>$	mittlere Elektronenenergie

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist klar, da die freie Weglänge umgekehrt proportional zum Wirkungsquerschnitt ist und weil bei kleinerer Diffuisionsenergie die Driftgeschwindigkeit anwächst.

Da Argon im Vergleich mit den anderen Edelgasen eine kleine mittlere Ionisationsenergie, also eine hohe Gasverstärkung besitzt, und wie Abbildung 2.5 zeigt ein ausgeprägtes Minimum im Wirkungsquerschnitt das so genannte Ramsauer-Minimum bei etwa 0,3 eV hat, ist Argon eine ideale Edelgas-Komponente. Das Ramsauer-Minimum entsteht durch einen quantenmechanischen Interferenz-Effekt, bei dem die Drift-Elektronen im Energiebereich der Hüllenelektronen liegen, so dass das Gas für Elektronen in diesem Bereich nahezu transparent wird. Eine kleinere Elektronenenergie verbessert zusätzlich das Ortsauflösungsvermögen, da dann die Diffusion der Elektronen abnimmt.

Um Elektronen in diesem Energiebereich zu erhalten, mischt man Argon molekulare Gase bei, die aufgrund ihrer Vibrations- und Rotationsmoden einen großen inelastischen Wirkungsquerschnitt im Bereich $\geq$0,5 eV und einen relativ kleinen unterhalb von 0,5 eV besitzen. Damit verschiebt man die Elektronenenergie in den Bereich des Ramsauer-Minimums und kann durch die dann größere freie Weglänge, beziehungsweise Stoßzeit τ wegen Formel (2.3) eine größere Driftgeschwindigkeit erzielen.

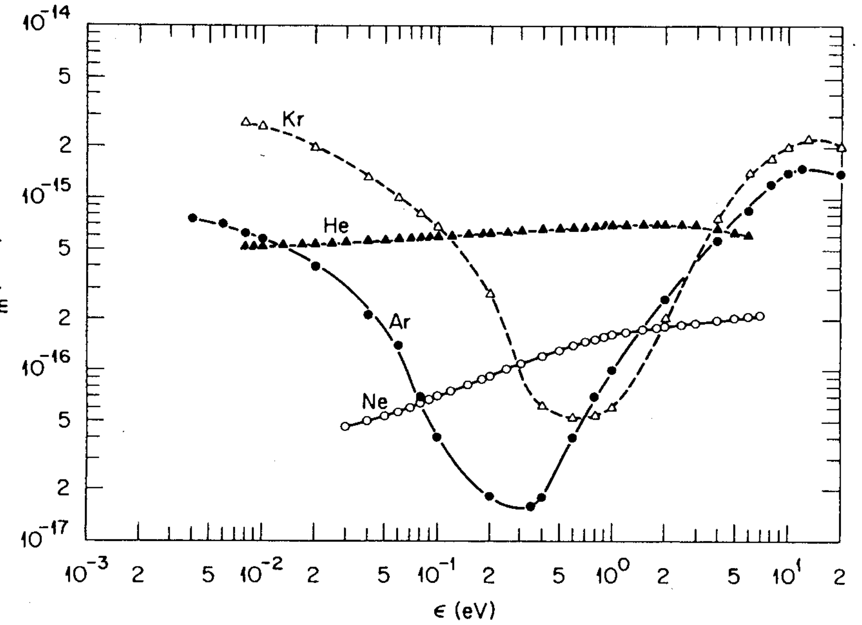

Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitt für den Impulsübertrag von verschiedenen Edelgasen als Funktion der Elektronenenergie [Chris79].

Abbildung 2.6 zeigt die Driftgeschwindigkeiten von unterschiedlichen Argon CF_4 Gasmischungen die von L.G. Christophorou et al. [Chris79] 1979 gemessen wurden, zum Vergleich wurde eine bis dahin als schnell bekannte Gasmischung P-10 mitgemessen. Wie klar zu erkennen ist, ist selbst bei einer Zugabe von nur 1% CF_4 eine Steigerung der Driftgeschwindigkeit gegenüber der P-10 Vergleichsmischung von 50% erzielt worden. Bei Erhöhung des CF_4 Anteils bis etwa 10% stieg das Maximum der Driftgeschwindigkeit stark an und verschob sich nach rechts zu höheren Feldstärken. Da CF_4 auch einen großen Attachment-Koeffizienten besitzt, kann der Anteil nicht beliebig gewählt werden und sollte möglichst klein bleiben. Die im folgenden im Text gemachten Angaben zur Feldstärke beziehen sich alle auf einen Druck von 1bar bei einer Raumtemperatur von 298 K.

Da die Feldstärke am Straw ungefähr 1100 V/cm beträgt und hier der Driftweg eines Clusters mit 2,5 mm am längsten ist, muss speziell in diesem Feldstärkebereich eine hohe Driftgeschwindigkeit von >65 μm/ns erreicht werden. Wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist führt eine Erhöhung des CF_4 Gehalts von 1% auf 20% zu einer Zunahme der maximalen Driftgeschwindigkeit von 83 μm/ns auf 125 μm/ns, wobei sich auch die elektrische Feldstärke, bei der die maximale Driftgeschwindigkeit erreicht wird, von 190 V/cm auf 1100 V/cm erhöht.

Als effizientes Quenchgas, das einen großen Wirkungsquerschnitt für UV-Photonen besitzt, mischt man Kohlendioxid zum Zählgas. Wie man in Abbildung 2.7 sieht, verschiebt sich das Maximum der Driftgeschwindigkeit bei einer Erhöhung des CO_2 Gehalts Anteils von 8% auf 20% in Argon, von 48 μm/ns bei einer Feldstärke von 600V/cm auf 55 μm/ns bei einer Feldstärke von 1150 V/cm. Im Feldstärkebereich nach dem Maximum fällt die Driftgeschwindigkeit nicht so stark ab wie bei der Zugabe

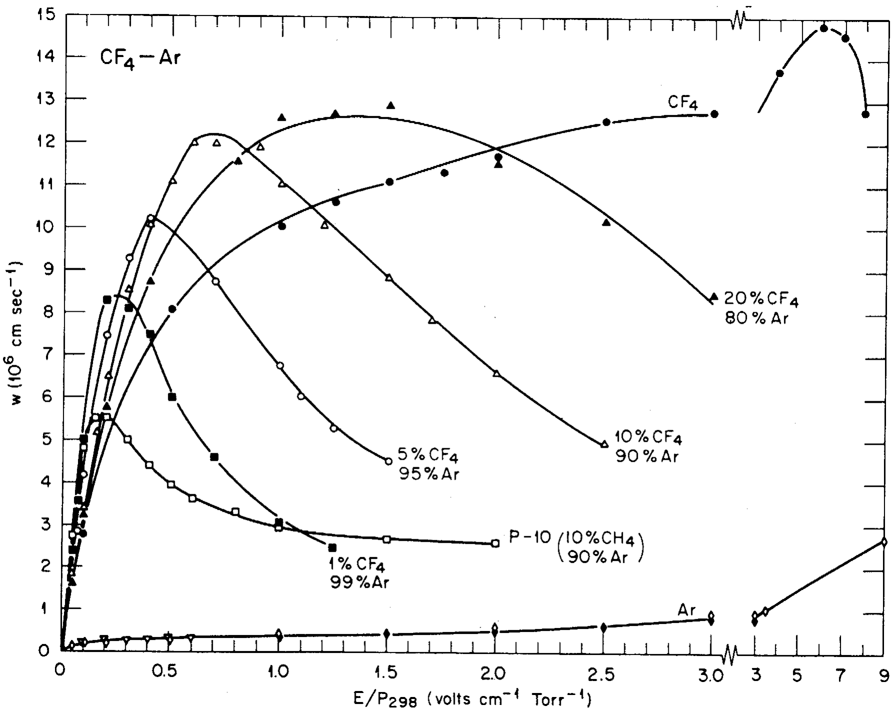

Abbildung 2.6: Driftgeschwindigkeiten von Ar / CF_4 Gasmischungen in Abhängigkeit der auf 1Torr und 298 Kelvin normalisierten Feldstärke gemessen von L.G.Christophorou et al.[Chris79]

von CF_4 , jedoch ist auch die Driftgeschwindigkeit im Maximum bei einer Feldstärke von 1100V/cm nur halb so groß. Mischt man nun Argon mit CO_2 und CF_4 so erkennt man in Abbildung 2.9 ein ähnliches Verhalten. Die Gase in einer Reihe der Abbildung 2.9 enthalten jeweils den gleichen CF_4 Gehalt, in der ersten Reihe beträgt er 5%. Erhöht man den CO_2 Anteil von 5% (a) auf 10% (b), so verringert sich die maximale Driftgeschwindigkeit von 74 μm/ns auf 68 μm/ns wobei sich das Maximum von einer Feldstärke bei 700 V/cm auf 1200 V/cm verschiebt, die Driftgeschwindigkeit bei 3000 V/cm dagegen erhöht sich von 50 μm/ns auf 60 μm/ns. Das gleiche Verhalten kann man in den anderen beiden Reihen beobachten.

Fordert man nun bei einer Feldstärke von 1100 V/cm an der Kathode eine Driftgeschwindigkeit von 65 μm/ns und bei größeren Feldstärken eine möglichst hohe und konstante Driftgeschwindigkeit, so scheiden die Mischungen (a) und (b) in Abbildung 2.9 wegen ihrer zu geringen Driftgeschwindigkeit bei hohen Feldstärken aus. Die beiden Gasmischungen in (c) und (d) erfüllen als einzige hier dargestellte Gase diese Bedingung. Die für den LHCb Outer Tracker gewählte Gasmischung liegt mit 10% CO_2 und 15% CF_4 in der Mitte zwischen diesen Gasen. Aus den Bildern (c) und (e) kann man für die LHCb Mischung eine Driftgeschwindigkeit zwischen 68 μm/ns (e) und 70 μm/ns (c) bei einer Feldstärke von 1100 V/cm ablesen, bei 4500 V/cm liegt die Driftgeschwindigkeit zwischen 65 μm/ns (c) und 75 μm/ns (e).

Durch einen Vergleich der Messergebnisse von Abbildung 2.9 [MIT93] kann man erkennen, dass die für den LHCb OT gewählte Gaszusammensetzung die Bedingungen

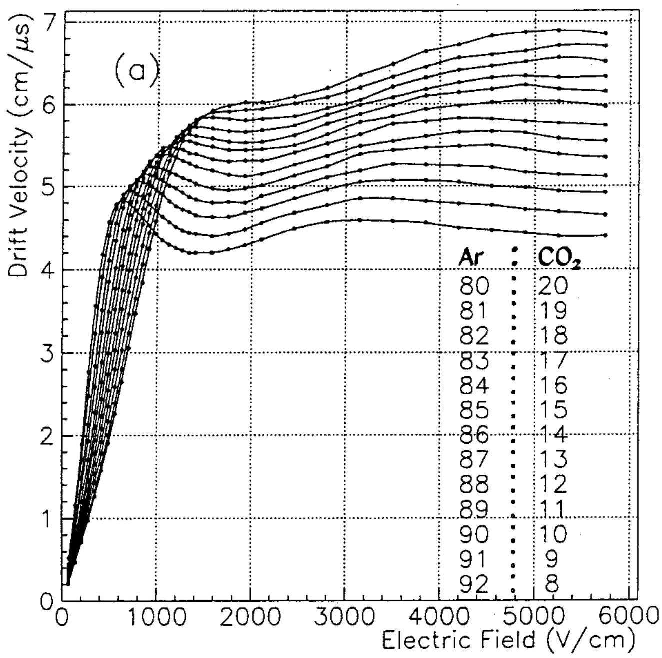

Abbildung 2.7: Driftgeschwindigkeiten als Funktion der Feldstärke von Ar/CO_2 Gasmischungen gemessen von T.Zhao et al.[Zhao94]

in Bezug auf die Driftgeschwindigkeit erfüllt.

Wie man in Abbildung 2.8 erkennt, erhöht auch die Zugabe von Stickstoff zu Argon CO_2 Gemischen die Driftgeschwindigkeit, weshalb in Kapitel 3 zwei Gasmischungen mit 2% und 4% Stickstoff in die Messreihe aufgenommen wurden. Die Driftgeschwindigkeiten sind bei diesen beiden Mischungen, wie man in der Abbildung 2.8 erkennt, bei Feldstärken unter 3000V/cm zu niedrig.

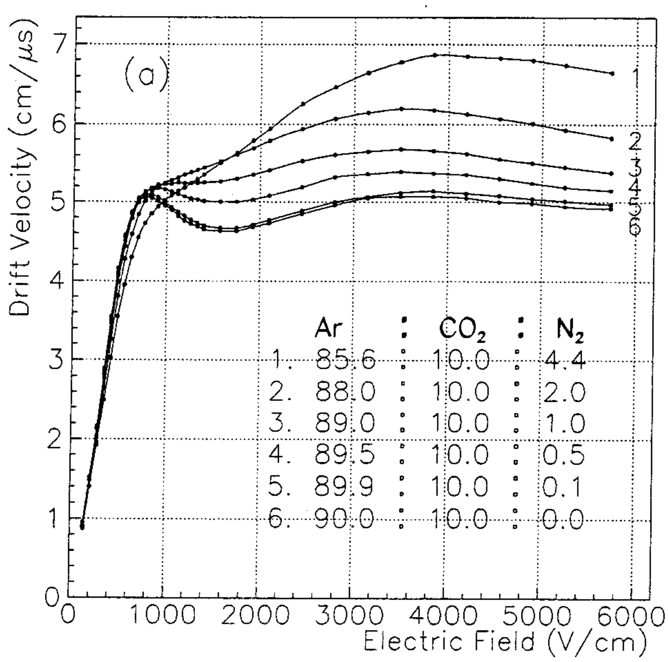

Abbildung 2.8: Driftgeschwindigkeiten als Funktion der Feldstärke von $Ar/CO_2/N_2$ Gasmischungen gemessen von T.Zhao et al.[Zhao94]

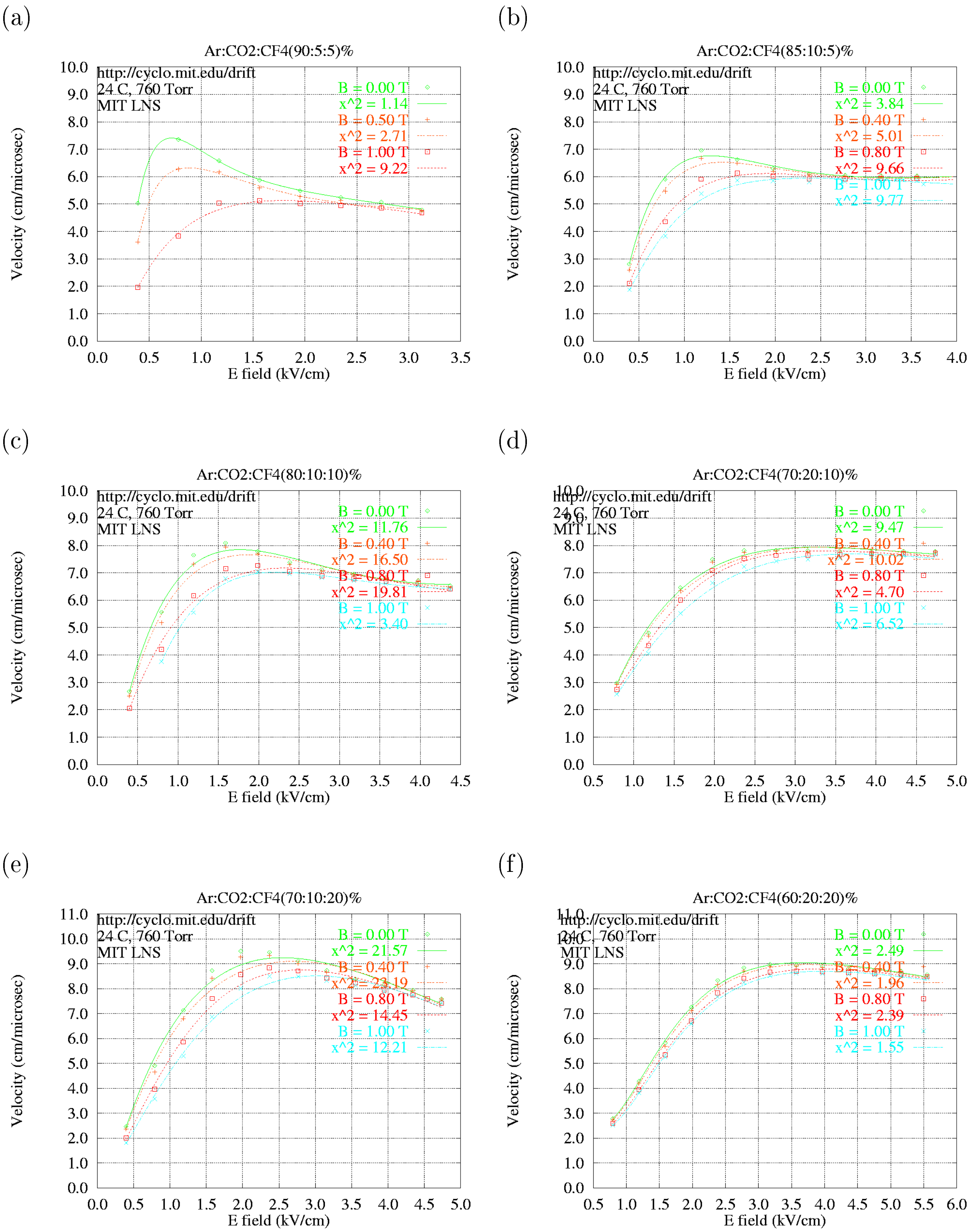

Abbildung 2.9: Driftgeschwindigkeiten von $Ar/CO_2/CF_4$ Gasmischungen, in Abhängidkeit der elektrischen Feldstärke bei Normalluftdruck und Raumtemperatur [MIT93]

Kapitel 3

Messung von Gasparametern für den Straw-Detektor

3.1 Ziele des Gastests

Das äußere Spurkammersystem des LHCb Detektors erfordert eine schnelle Signalauslese bei sehr hohen Teilchenraten je Straw. Daraus folgen hohe Anforderungen an das verwendete Zählgas, wie eine hohe Driftgeschwindigkeit, um innerhalb von zwei LHCb Bunch Crossings die Signale auszulesen und diese dem Level 1 Trigger bereitzustellen. Das bedeutet bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz, dass die Signale in weniger als 50 ns ausgelesen werden müssen. Da die Integrationszeit des vorgesehenen Vorverstärkers etwa 10 ns beträgt, muss die Driftzeit kleiner als 40 ns sein. Daraus folgt, dass die mittlere Driftgeschwindigkeit des Zählgases bei einem Strawdurchmesser von 5 mm größer als 65 μm/ns sein muss.

Um diese im Vergleich zu konventionellen Gasmischungen recht hohe Driftgeschwindigkeit zu erhalten, hat man in der Vergangenheit CH_4 beigemischt. Da man bei solchen Mischungen starke Alterungseffekte wie die Bildung von Ablagerungen auf dem Zähldraht beobachtet hat, scheiden solche Gaszusammensetzungen aus. Seit einigen Jahren verwendet man das nicht brennbare Tetrafluormethan (CF_4) um die Driftgeschwindigkeit des Zählgases zu erhöhen. Bei CF_4 beobachtete man bisher keine Ablagerungen an den Zähldrähten, bei beschädigter Goldoberfläche auf Wolframdrähten kann es jedoch zu einem Abätzen des Drahtes kommen. Da CF_4 durch seine Elektonegativität ein hohes Attachment zur Folge hat und zudem relativ teuer ist, versucht man den Anteil an CF_4 im Gas so niedrig wie möglich zu halten. Die richtige Gaszusammensetzung ist deshalb ein wichtiger Parameter für einen Gasdetektoren.

In dieser Untersuchung werden vor allem die Betriebsparameter der getesteten Gase bestimmt, um einen relativen Vergleich zwischen den verschiedenen Anteilen der Gasbestandteile anstellen zu können. Die gewonnenen Gasparameter dienen aber auch als Grundlage für den Betrieb von Prototypen in Alterungstests sowie weiteren Laboruntersuchungen, die meist mit dem hier verwendeten Vorverstärker VV50-2 durchgeführt werden.

Ziele dieser Untersuchung sind deshalb für unsere Straws :

- Messung der Plateaus mit ^{55}Fe und ^{106}Ru Quellen
- Bestimmung der Gasverstärkung
- Messung der Streamerraten
- Vergleich des Attachments bei Variation des CF_4 Anteils im Zählgas
- Vergleich der Driftgeschwindigkeiten

3.2 Herstellung der Gase mit der Gasmischanlage

Bei der Untersuchung der verschiedenen Gasmischungen wurden, sofern diese vorhanden waren, vorgemischte Gase in Flaschen verwendet. Ein Teil der untersuchten Gase wurde in einer Gasmischanlage mit einem 60 Liter Vorratsbehälter selbst hergestellt, da teilweise nur sehr kleine Mengen benötigt wurden. Als Nebeneffekt vermied man so auch längere Lieferzeiten und Kosten.

3.2.1 Aufbau der Gasmischanlage

Die Gasmischanlage besteht aus einem 60 Liter großem Druckbehälter an dem drei Gasanschlüsse für unterschiedliche Mischkomponenten vorhanden sind. An dem Druckbehälter sind ein Temperatur- und ein Drucksensor angeschlossen. Der Druckbehälter kann über eine angeschlossene Pumpeneinheit, bestehend aus einer Vor- und einer Turbomolekularpumpe, evakuiert werden.

3.2.2 Mischen der Gase

Bevor die Gase in der Gasmischanlage gemischt werden konnten musste zunächst die darin befindliche Luft abgepumpt, anschließend zweimal mit Stickstoff gefüllt und abermals abgepumpt werden, um die eventuell vorhanden Verunreinigungen wie Restgase oder Rest-Feuchtigkeit zu entfernen. Die Komponenten wurden mit dem angeschlossenen Druckmesser nach Partialdrucken gemischt, wobei die Partialdrücke auf die Temperatur der ersten Komponente korrigiert wurden. Die Genauigkeit der hergestellten Gasmischung hängt somit von der Genauigkeit ab, mit der die Partialdruke bestimmt wurden. Zur Druckmessung wurde ein MKS Druckmesser mit einem Messbereich von 10 bar, der eine Auflösung von 1 mbar hatte, verwendet. Da der Enddruck der fertigen Mischungen in etwa 5 bar betrug, ist der relative Fehler in der Volumenzusammensetzung aus dem Fehler der Druckmessung mit 0.02% vernachlässigbar gering.

Die Gasmischungen werden im weiteren in der Reihenfolge Argon, Kohlendioxid, Tetrafluormethan und Stickstoff angegeben, wie zum Beispiel die beim HERA-B Outer

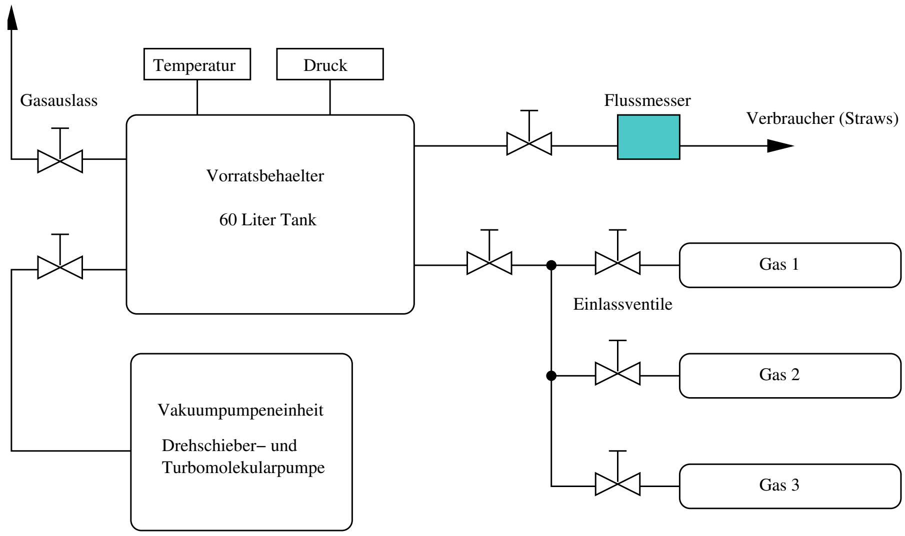

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der wichtigsten Komponenten der benutzten Gasmischanlage

Tracker benutzte Gaszusammensetzung (Ar 65%:CO_2 5%:CF_4 30%) , die Gastests begannen mit dieser Gasmischung. Bei weiteren Messungen wurde der CO_2 Gehalt von 5% beibehalten und der CF_4 Anteil wurde auf 15% , 5% und 0% reduziert daraus ergaben sich die Gasgemische (Ar 80%:CO_2 5%:CF_4 15%), (Ar 90%:CO_2 5%:CF_4 5%), und (Ar 95%:CO_2 5%:CF_4 0%) . Als Vergleich wurde auch die Standard Gasmischung (Ar 70%:CO_2 30%) benutzt, der auch 2% beziehungsweise 4% Stickstoff beigemischt wurden, so dass die Mischungen (Ar 68,6%:CO_2 29,4%:$N_2$2%) und (Ar 67,2%:CO_2 28,8%:N_2 4%) entstanden. Diese Methode wurde gewählt, da sowohl das HERA-B Gas(Ar 65%:CO_2 5%:CF_4 30%) als auch die Standard Gasmischung (Ar 70%:CO_2 30%) vorgemischt in Flaschen vorhanden waren. Die Einzelbestandteile der Gasmischungen waren auch in zum Teil kleineren Mengen in reiner Form vorhanden. Die Reinheit der Gasekomponenten war besser als 99,995%.

Nachdem die Zusammensetzung des beim LHCb Outer Tracker benutzten Gasgemisches (Ar 75%:CO_2 10%:CF_4 15%) feststand wurde natürlich auch diese Gasmischung in die Messreihe mit aufgenommen.
Der Gasfluss wurde bei den Messungen auf 5 $cm^3 min^{-1}$ eingestellt, dies ergibt einen 60-fachem Volumenaustausch in zwei Stunden, im Vergleich hierzu ist beim LHCb Outer Tracker ein Gasaustausch in zwei Stunden vorgesehen. Der relativ hohe Gasfluss wurde gewählt um eventuell von außen in das Straw eindringende Verunreinigungen sofort wieder auszuspülen, bevor sich diese anreichern konnten.

3.3 Testaufbau

Als Messaufbau wurde ein bereits vorhandenes Double Kapton XC Straw mit einer Länge von 500 mm verwendet, welches auf einer GFK-Platte montiert war. Der Zähldraht besteht aus einem 25 μm dicken, mit Gold beschichtetem Wolframdraht.

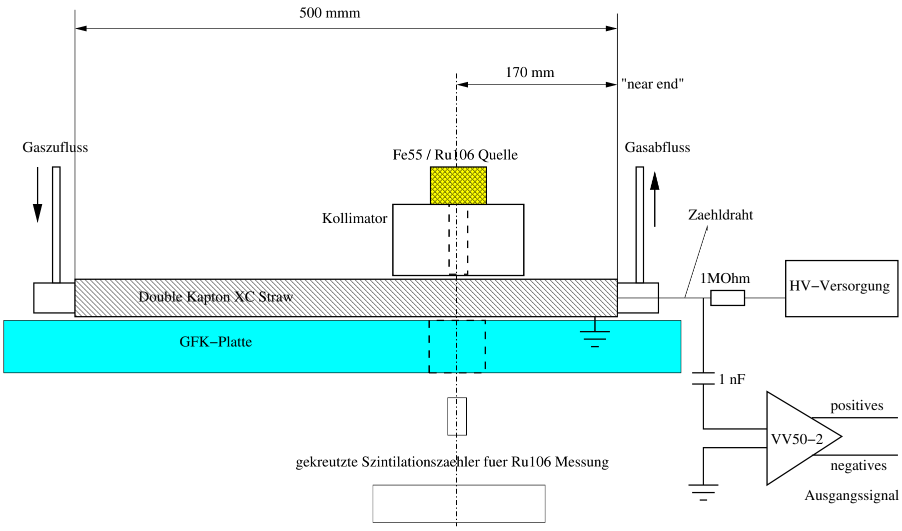

Abbildung 3.2: Mechanischer Aufbau der Messungen mit dem Vorverstärker VV50-2 und einem Double Kapton XC Straw

3.3.1 Mechanischer Aufbau

Die Quellen befanden sich während der Messungen 170 mm vor der Ausleseseite des Straws (near end), wie in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Für Vergleichsmessungen ist es wichtig, diese Position bei allen Messungen beizubehalten, um Dämpfungs- und Laufzeiteffekte zu eliminieren. In diesem Bereich befindet sich eine 10 mm große Bohrung in der GFK-Platte, um bei der Messung mit ^{106}Ru die Vielfachstreuung der β-Teilchen vor dem Erreichen der Trigger-Szintillatoren zu minimieren.

3.3.2 Auslese des Straws mit dem Vorverstärker VV50-2

Der VV50-2 wurde am Physikalischen Institut von R.Rusnyak entwickelt und war ursprünglich für die Auslese von Micro Strip Gas Kammern (MSGCs)eingesetzt worden. Der VV50-2 ist ein ladungsempfindlicher integrierender Vorverstärker mit einer Zeitkonstanten von 25 ns und einer Pulslänge von etwa 100 ns. Die Ladungsverstärkung ist 1,2 mV/fC, der maximale Spannungshub des differentiellen Ausgangs beträgt an 50 Ω 400 mV, wobei die Ausgänge nicht symmetrisch sind.

Die Signale wurden mit einem 1nF Koppel-Kondensator von dem an Hochspannung liegenden Anodendraht auf den Eingang des Vorverstärker gegeben (Abb. 3.2). In Abbildung 3.3 ist das VV50-2 Ausgangssignal eines β-Teilchen dargestellt. Man erkennt den schnellen Signalanstieg durch die schnell driftenden Elektronen und den flachen Abfall, der durch die kleine Driftgeschwindigkeit der Ionen entsteht. Das positive (Ch1) und das negative (Ch2) Ausgangssignal des VV50-2 sind in etwa gleich groß. Der negative (Ch2) Ausgang des Vorverstärkers ist in Abbildung 3.4 in Sättigung gegangen, wohingegen der positive (Ch1) Ausgang beim gleichen Signal noch innerhalb des Dynamikbereiches liegt. Für die Messungen der Pulshöhenspektren wurde deshalb das positive Ausgangssignal verwendet.

Zur Begrenzung des Anodenstroms wurde ein Vorwiderstand mit 1 $M\Omega$ zwischen der Hochspannungs-Versorgung und der Anode angebracht. Der dabei auftretende Spannungsabfall betrug bei typischen Strömen von 20 nA bis zu maximal 200 nA nur 0,02 V beziehungsweise 0,2 V und ist bei einer Hochspannung von etwa 1600 V daher vernachlässigbar. Der Innenwiderstand des HV-Amperemeters hat mit 10 $M\Omega$ im Messbereich bis 200 nA ebenfalls keinen Einfluss auf die Anodenspannung.

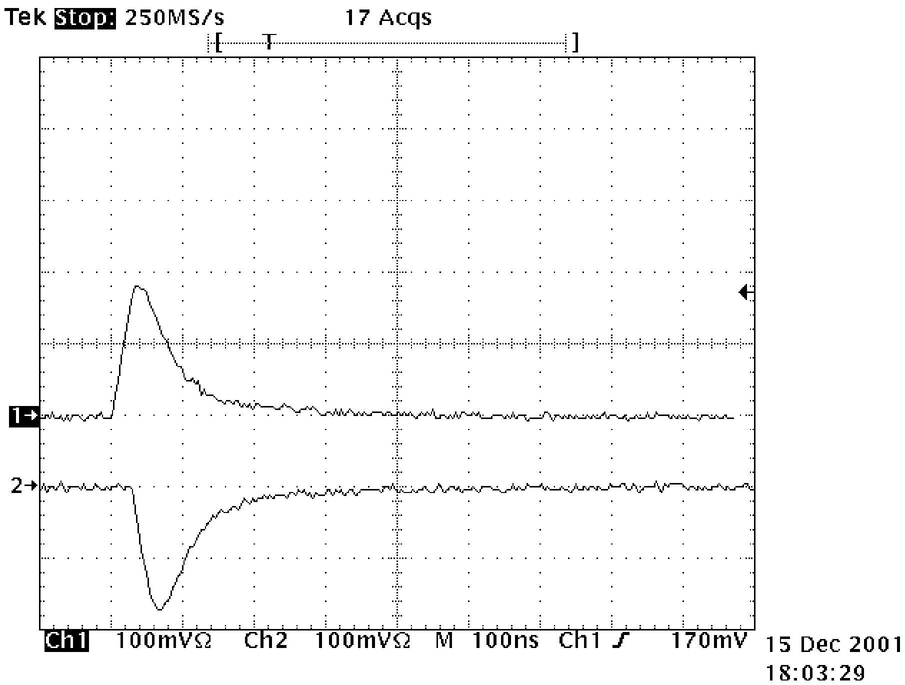

Abbildung 3.3: Beispiel eines ^{106}Ru Pulses bei einer Anodenspannung von 1600V und dem LHCb OT Zählgas. Die differentiellen Ausgänge des Vorverstärkers liegen innerhalb ihres Dynamikbereiches.

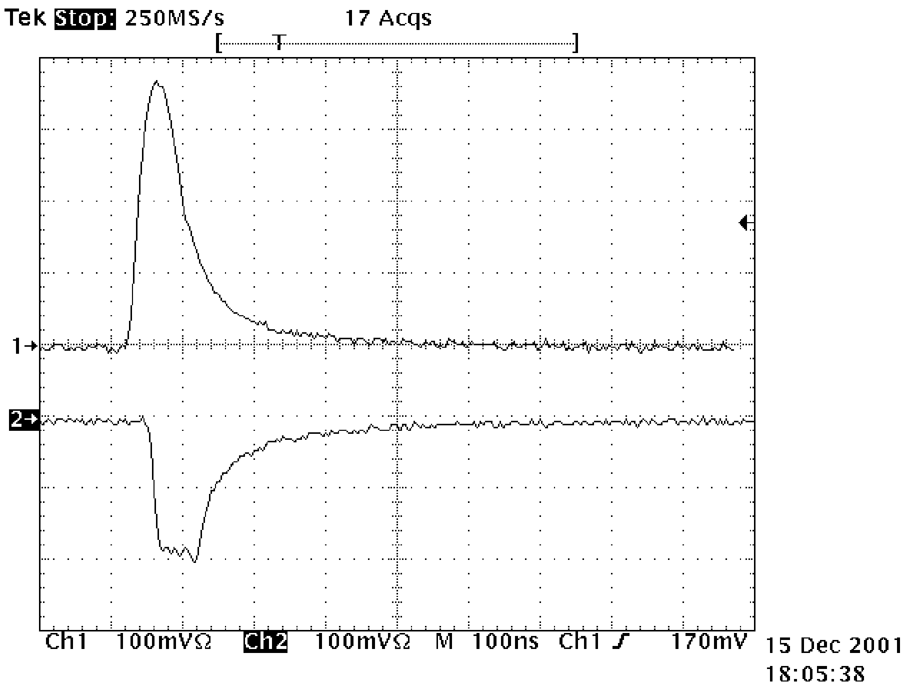

Abbildung 3.4: ^{106}Ru Puls bei einer Anodenspannung von 1600V und dem LHCb OT Zählgas.Der negative Ausganges des VV50 ist außerhalb des Dynamikbereiches in Sättigung.

3.3.3 Plateaumessungen mit ^{55}Fe und ^{106}Ru Quellen

Das Plateau hängt von der Primärionisation, der Integrationszeit des Vorverstärkers und der Diskriminatorschwelle ab. Die Plateaumessungen mit der ^{55}Fe Quelle geben Auskunft über relative Änderungen der Plateaus bei den verschiedenen Gasmischungen. Bei der Verwendung der ^{106}Ru Quelle liegt die Primärionisation relativ nahe bei der von relativistischen Teilchen, daher ergeben die ^{106}Ru Plateaus realistischere Werte für den LHCb Betrieb.

Wie in Abbildung 3.5 dargestellt ist, wurde für die Ratenmessung mit einer ^{55}Fe Quelle das negative Ausgangssignal des Vorverstärkers in einen Diskriminator gegeben, dessen untere Triggerschwelle mit 10 mV sehr klein war. Das Diskriminator-Ausgangssignal, das aus einer periodischen Folge von etwa 10 ns breiten NIM Pulsen besteht, solange das angelegte Signal die Trigger-Schwelle überschreitet, musste mit einem Gate Generator zu einem Zählpuls zusammengefasst werden. Dies wird erreicht, indem man das diskriminierte Signal als Start Signal in einen Gate Generator gibt und eine Länge von 200ns einstellt, während der kein weiteres Startsignal eingelesen wird, und somit eine künstliche Totzeit eingefügt wird. Ist die Pulslänge größer als diese 200 ns wird der Puls mehrfach gezählt. Im Plateaubereich der ^{55}Fe Messung waren die Pulse am Plateauende bis zu etwa 150 ns lang, es kann hierbei also zu keiner Fehlzählung kommen.

Bei der ^{106}Ru Messung wurde eine Koinzidenz-Schaltung mit zwei Szintillatoren verwendet, wodurch eine Mehrfachzählung ausgeschlossen werden konnte. Der Zähler wurde von einem Preset Timer, an dem die Messzeit eingestellt werden kann, gestartet und gestoppt. Die Messzeit wurde so gewählt, dass eine ausreichend hohe Zählrate gemessen werden konnte, um innerhalb einer vertretbaren Zeit den statistischen Fehler zu minimieren. Für die Messung mit ^{55}Fe wurde eine Messzeit von 60 s gewählt.

Die Bestimmung des Plateaus sowie der Gasverstärkung ist besonders einfach mit einer ^{55}Fe-Quelle. ^{55}Fe geht durch Elektroneneinfang in ^{55}Mn über. Das dabei entstandene Loch in der K-Schale geht durch interne Übergänge strahlungsfrei (71,7%) oder durch Aussendung eines Photons mit den Energien 5,9 keV (25%) oder 6,49 keV (3,3%) in den Grundzustand über. Da Gasdetektoren infolge ihres schlechten Energieauflösungsvermögens diese Linien nicht trennen können und da der Anteil an 6,49 keV Photonen nur gering ist betrachtet man nur die 5,9 keV γ-Quanten. Diese Photonen können im Zählgas, hier Argon, über den Photoeffekt ein Elektron aus der K-Schale herausschlagen. Die K-Schale wird wegen der Drehimpulserhaltung unter Aussendung eines Auger-Elektrons wieder aufgefüllt, das Auger-Elektron wiederum gibt seine kinetische Energie durch Ionisation ab. Das K-Schalen Elektron und das Auger Elektron erzeugen bei Argon, das eine mittlere Ionisationsenergie von 26,3 eV [Blum93] hat, einen Cluster von etwa 220 Primärelektronen innerhalb eines Bereiches von etwa 200 μm. Da der Bereich in dem die Primärionisation stattfindet sehr klein ist erhält man einen kurzen Puls im Gegensatz zu β-Teilchen, die eine lange Ionisationsspur durch das gesamte Gasvolumen erzeugen und einen breiteren Puls hervorrufen. In etwa 15% der Fälle kann der Drehimpuls des in die K-Schale wechselnden Elektrons auf ein Molekül übertragen werden, und es wird dabei ein Photon emittiert, dieses kann teilweise aus dem Zählgasvolumen entkommen, da es eine größere Reichweite im Zählgas hat als die herausgeschlagenen K-Schalen- oder Auger-Elektronen. Entkommt diese zweite

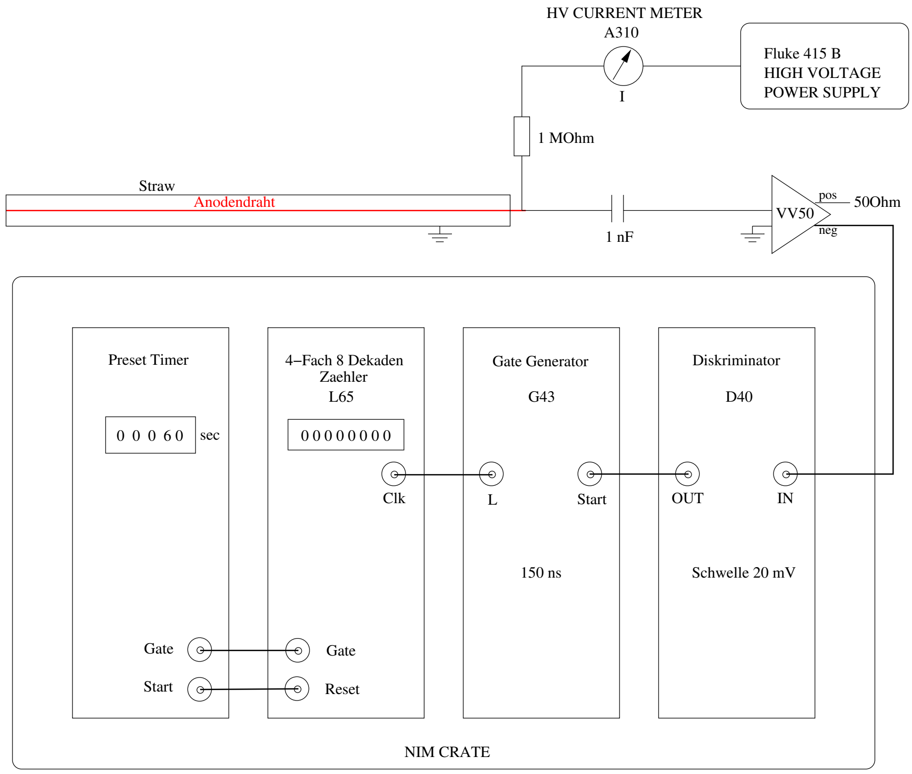

Abbildung 3.5: NIM-Crate Aufbau für die Plateaumessung mit einer ^{55}Fe Quelle

Photon, so wird nur die Energie des Photoelektrons nachgewiesen man erhält im Energiespektrum neben dem eigentlichen Peak bei 5,9 keV noch einen weiteren bei etwa 2,7 keV den so genannten Argon Escape Peak (Abb.3.18). Die verwendete ^{55}Fe-Quelle hatte eine so große Aktivität, dass ein Kollimator mit einer 5mm großen Bohrung zwischen Quelle und Straw verwendet wurde, um Fehlzählungen bei hoher Gasverstärkung und hohen Raten zu vermeiden. Da bei fast jedem Ionisationsprozess mit ^{55}Fe etwa 220 Primärelektronen erzeugt werden, können nach dem überschreiten der Nachweisgrenze, die von der Triggerschwelle des Diskriminators und der Ladungsverstärkung des Vorverstärkers abhängt, nahezu alle Ionisationsprozesse gezählt werden und es kann eine scharf begrenzte und nur von der Statistik abhängige Plateaukurve gemessen werden.

Bei der Plateaumessung mit ^{106}Ru, einem β-Strahler, wurde die Empfindlichkeit auf minimal ionisierende Teilchen (MIPs) für unterschiedliche Gase gemessen. Da ^{106}Ru in ^{106}Rh zerfällt, welches mit einer Halbwertszeit von 30s ein β^- mit einer Energie von 3,54 MeV oder ein Photon emittiert, ist es notwendig die Photonen durch eine Koinzidenzschaltung mit einem Szintilator auszuschließen. Die Koinzidenzmessung wird auch zur Bestimmung der Nachweiseffizienz benötigt. Die Effizienz hängt stark von Anlagerungsprozessen, vor allem der Primärelektronen an elektronegative Bestandteile wie zum Beispiel CF_4 oder Verunreinigungen wie O_2 im Zählgas ab, da diese die bei Mips ohnehin geringe Anzahl von Primärelektronen in einem Cluster auf einen nicht mehr nachweisbare Zahl reduzieren können. Das Teilchen kann dann undetektiert entkommen oder es wird erst mit dem zweiten an der Anode ankommenden Cluster nachgewiesen,

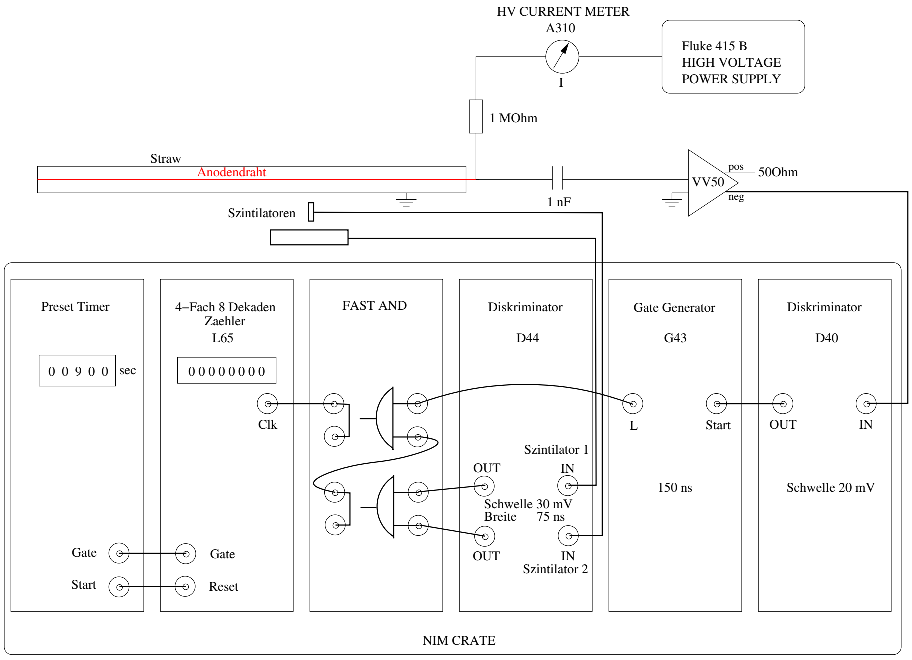

Abbildung 3.6: NIM-Crate Aufbau für die Plateaumessung mit einer ^{106}Ru Quelle

wenn erst dann die Triggerschwelle für den Diskriminator überschritten wird. Im zweiten Fall wird eine spätere Driftzeit ausgegeben und somit eine falsche Ortsinformation berechnet, das heißt das räumliche Auflösungsvermögen des Detektors verschlechtert sich. Die Auswirkung des CF_4 Gehalts auf das Attachment wird speziell im Kapitel 2 behandelt.

Wie in Abbildung 3.8 und 3.9 zu sehen ist, wurde bei der Messung der Plateaukurven die Hochspannung vom Einsetzen der Zählrate an in 20 V Schritten erhöht bis die Zählrate am Plateauende deutlich anstieg. Während der Plateaumessung wurden gleichzeitig mit den Raten die Ströme zur Bestimmung der Gasverstärkung gemessen. Ausgewertet wurde der Plateauanfang und das Plateauende, um die Länge des Plateaus zu bestimmen. Die nutzbare Plateaulänge ist wichtig um bei Spannungsschwankungen der HV einen noch ausreichend großen Spannungsbereich zur Verfügung zu haben, in dem der Detektor noch effizient betrieben werden kann. Aber auch bei Abweichungen der Eingangsempfindlichkeit des benutzten Vorverstärkers von den Spezifikationswerten oder Schwankungen innerhalb der zulässigen Toleranzen, beziehungsweise der Verwendung eines anderen Vorverstärkertyps muss die Gasverstärkung so gewählt werden können, dass ein sicherer Betrieb innerhalb des Plateaubereiches möglich ist. Bei der Plateaumessung mit ^{55}Fe konnten, wie in Abb. 3.8 dargestellt, Plateauanfang und -ende direkt abgelesen werden.

Bei der Messung mit ^{106}Ru wurde der Plateauanfang ebenso durch den Übergang vom Anstieg der Zählrate in den nahezu konstanten Bereich des Plateaus definiert (Abb. 3.9). Das Plateauende wurde bei der Messung mit ^{106}Ru durch die mit ^{55} Fe gemessene Streamerhäufigkeit bestimmt. Als Grenze wurde eine Streamer-Wahrscheinlichkeit von

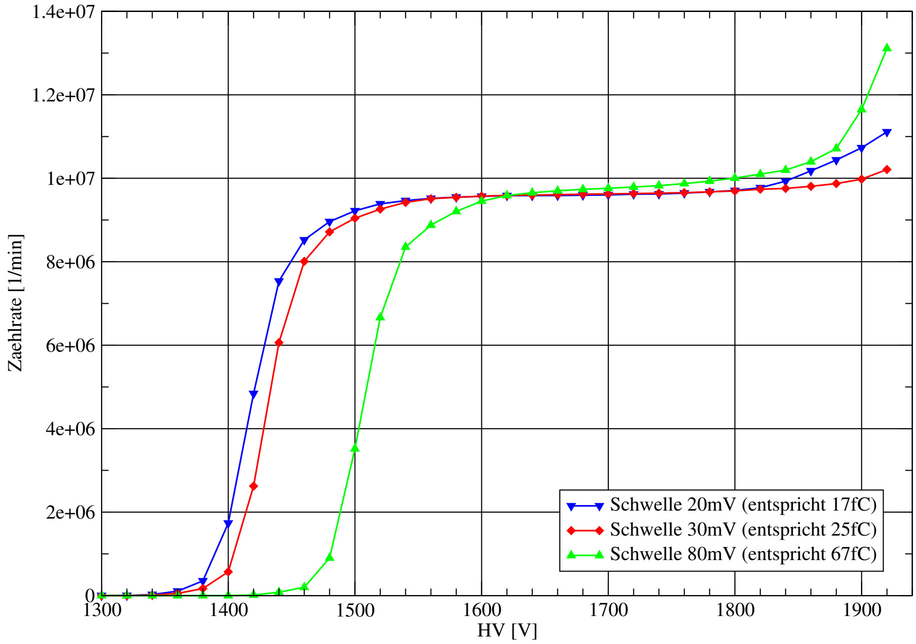

Abbildung 3.7: ^{55} Fe Plateaukurven gemessen mit verschiedenen Diskriminatorschwellen (Ar65 %:CO_2 5%:CF_4 30%) .

10^{-4} gewählt, diese dient nur dem relativen Vergleich der Gasmischungen und hängt stark von dem ionisierenden Teilchen ab. Da der Plateauanfang durch die minimal nachweisbare Ladung bestimmt wird, hängen die hier mit dem VV50-2 durchgeführten Plateaumessungen natürlich stark von der Triggerschwelle des Diskriminators ab, da je niedriger diese Schwelle eingestellt wird, umso kleinere Ladungen mit entsprechend geringerer Gasverstärkung nachgewiesen werden können. Dies wird in Abbildung 3.7 für das HERAb Outer Tracker Gas gezeigt. Die Abhängigkeit zwischen HV und Triggerschwelle sollte wie zwischen Plateauanfang und Gasverstärkung exponentiell sein, sofern der Vorverstärker im betrachteten Bereich linear arbeitet. Der bei der anschließenden Messung verwendete Diskriminator wurde auf eine Schwelle von 20 mV eingestellt um einen ausreichenden Abstand gegenüber dem Rauschen ($\leq$10mV) und externen Störsignalen während der gesamten Messreihe zu gewährleisten, dies entspricht bei einer Ladungsverstärkung von 1,2 mV/fC einer Ladung von etwa 17 fC.

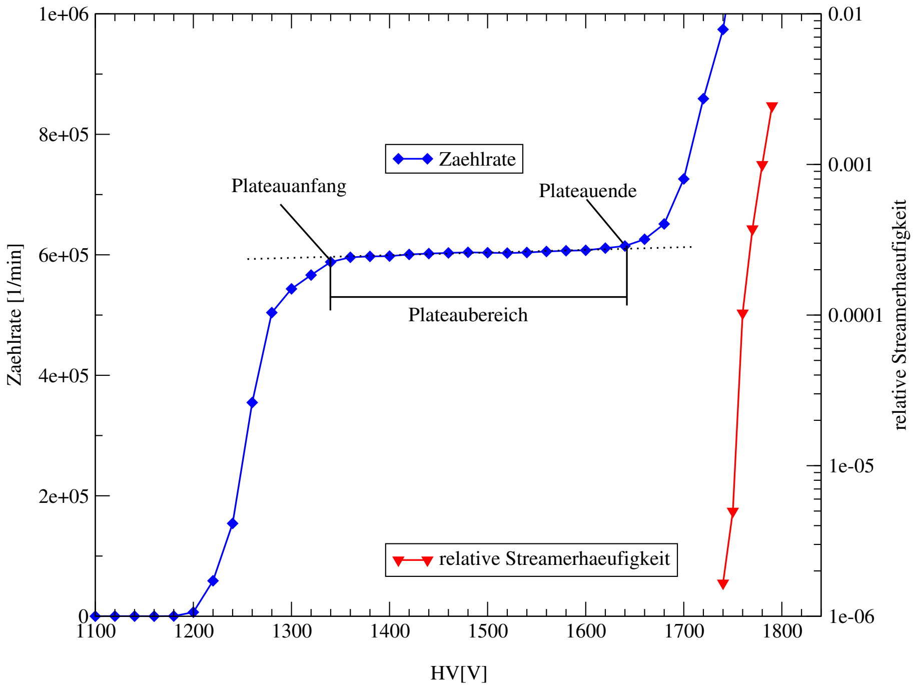

Abbildung 3.8: ^{55} Fe Plateaukurve und Streamerhäufigkeit gemessen mit der LHCb Outer Tracker Gasmischung (Ar 75%:CO_2 10%:CF_4 15%).

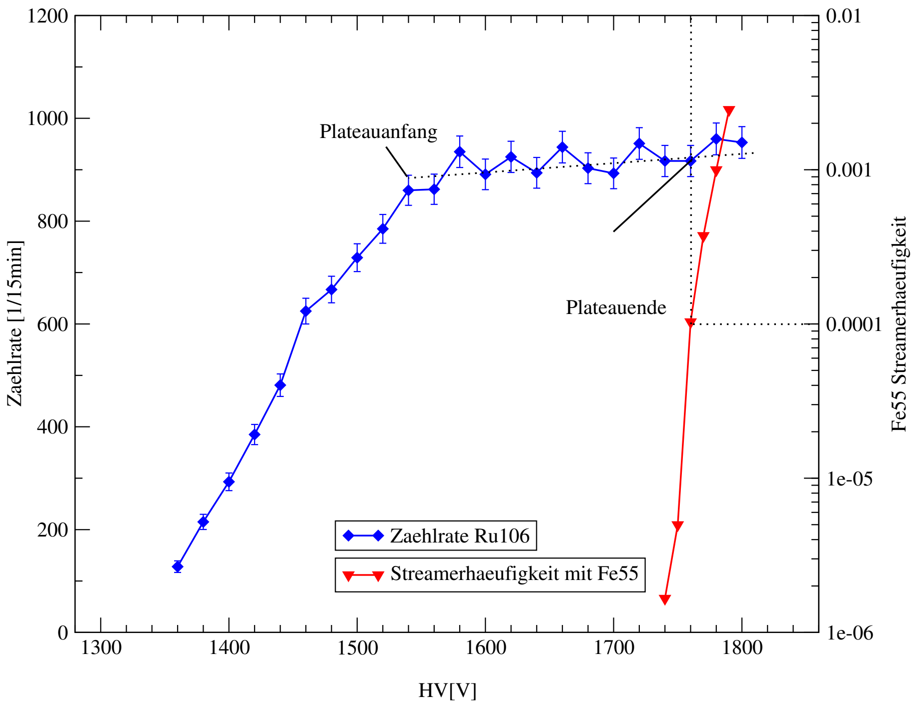

Abbildung 3.9: ^{106}Ru Plateaukurve und Streamerhäufigkeit gemessen mit der LHCb Outer Tracker Gasmischung (Ar 75%:CO_2 10%:CF_4 15%).

3.3.4 Messung der Gasverstärkung

Die Gasverstärkung (Gain) sollte so gewählt werden, dass bei einem Vorverstärker mit einer vorgegebenen Eingangsempfindlichkeit bereits der erste am Zähldraht ankommende Cluster, das ein geladenes Teilchen entlang seiner Ionisationsspur durch das Straw erzeugt, nachgewiesen werden kann. Man benötigt bei einer Eingangsempfindlichkeit von zum Beispiel 3 fC eine Gasverstärkung von etwa 2×10^4 um ein einzelnes Primärelektron nachweisen zu können. Der Nachweis des ersten am Zähldraht ankommenden Clusters ist entscheidend für die Ortsmessung des Teilchendurchgangs im Straw. Da falls erst ein später am Zähldraht ankommendes zweites Cluster der gleichen Teilchenspur die Triggerschwelle überschreitet, eine falsche Zeitinformation und somit auch eine falsche Ortsinformation über den Teilchendurchgang ausgegeben wird.

Die Gasverstärkung sollte aber auch nicht zu groß gewählt werden, da sonst der Vorverstärker zu schnell in den Sättigungsbereich kommt und selbst bei einer kleineren Anzahl von erzeugten Primärionen das Ende seines Dynamikbereiches erreicht, und eine von der ankommenden Ladung abhängige Totzeit entsteht, während der der Vorverstärker insensitiv auf weitere Signale ist. Des weiteren können wie im nächsten Abschnitt erklärt wird Streamer auftreten, die zu sehr großen Totzeiten führen. Durch die bei einem größeren Gain auftretende höhere Plasmadichte sind auch verstärkt Alterungseffekte zu befürchten.

Die Messung des Gains ist zum einen möglich, indem man die deponierte Ladung eines ^{55}Fe Pulses bei bekannter Empfindlichkeit des Vorverstärkers aus der Pulshöhe des Ausgangssignals des Vorverstärkers berechnet und bei bekannter Primärionisation von etwa 220 Primärelektronen den so beobachtbaren Gain berechnen kann.

$$G_{Ph}(Ph) = k(Q)\frac{Ph}{A_{VV}en_p} \tag{3.1}$$

$$G(Q,Ph) = k(Q)G_{Ph}(Ph) \tag{3.2}$$

G	Gain
G_{Ph}	Gain aus der Pulshöhe des Vorverstärkersignals
Ph	Pulshöhe
k(Q)	Korrekturfaktor abhängig von der Ladung
e	Elementarladung
A_{VV}	Ladungsverstärkung des Vorverstärkers (VV50-2: 1,2mV/fC)
n_p	Anzahl der Primärelektronen (220 bei ^{55}Fe)

Da jedoch der Vorverstärker innerhalb seiner Integrationszeit nur einen von der Gesamtladung abhängigen Bruchteil der deponierten Ladung messen kann ist diese Gainmessung nicht sehr aussagekräftig und kann nur bei kleinen Gasverstärkungen und kurzen zeitlichen Ladungsverteilungen zur Bestimmung der Gasverstärkung benutzt werden. Zusätzlich muss eine Korrektur (Tab. 4.1), die von der Integrationszeit des Ladungsverstärkers abhängt eingefügt werden.

Diese Probleme umgeht man, indem man den mittleren Anodenstrom bei einer konstanten Zählrate bestimmt, und daraus mit (3.3) den Gain berechnet. Die Integrationszeit des HV-Amperemeters ist mit 1 s groß gegen die ^{55}Fe Rate im Plateau von $\approx$10kHz, so dass der mittlere Strom abgelesen wurde. Hierzu eignet sich besonders die Messung mit einer ^{55}Fe-Quelle, da abgesehen vom Argon Escape-Peak eine nahezu konstante und bekannte Anzahl von Primärelektronen erzeugt wird. Daher kann die Strommessung dazu benutzt werden, den Gain zu bestimmen.

$$G_I(I,N) = \frac{I}{en_pN} \tag{3.3}$$

G	Gain
G_I	Gain der Strommessung
I	Anodenstrom des Straws
N	Zählrate im Plateau

3.3.5 Streamermessungen

Das Ende des nutzbaren Plateaus wird vor allem durch die bei größeren Gasverstärkungen auftretenden selbstlöschenden Streamer bestimmt, die durch bei der Ladungslawine erzeugten UV-Photonen ausgelöst werden. Die Streamermessung wurde sowohl mit einer ^{55}Fe als auch einer ^{106}Ru-Quelle durchgeführt. Als Kriterium für ein Streamer limitiertes Plateauende wurden jedoch nur die mit der ^{55}Fe-Quelle gemessenen Streamerhäufigkeiten betrachtet, da hier eine konstante Anzahl von etwa 220 Primärelektronen vorliegt, wohingegen die Landau verteilte Anzahl von Primärelektronen der ^{106}Ru-Quelle zu einer weniger deutlicheren Grenze zwischen normalen Signale und Streamern führt.

Die Streamer, die bei einer γ-Quelle (^{55}Fe) entstehen unterscheiden sich in ihrerem zeitlichen Verlauf erheblich von Streamern, die bei der Verwendung einer β^- Quelle (^{106}Ru) entstehen. Die ^{55}Fe Streamer (Abb. 3.11) haben einen breiteren zeitlichen Verlauf, an dessen Ende häufig ein größerer scharfer Peak zu finden ist, wohingegen die bei ^{106}Ru entstandenen Streamer (Abb. 3.12) mehrere scharfe Peaks aufweisen, die von δ-Elektronen ausgelöst werden.

Wie in den beiden obengenannnten Abbildungen zu sehen ist wird durch den Streamer über mehrere Hundert Nanosekunden Ladung auf den Draht deponiert, die erheblich größer ist als die eines normalen Pulses, und eine Totzeit im Zählrohr zur Folge hat.

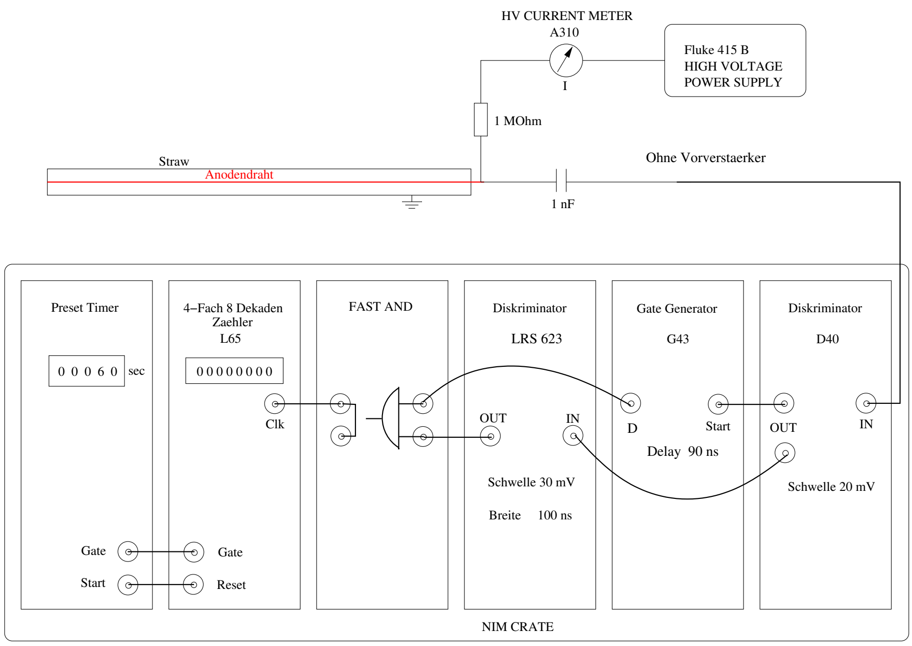

Abbildung 3.10: NIM-Crate Aufbau für die Streamermessungen

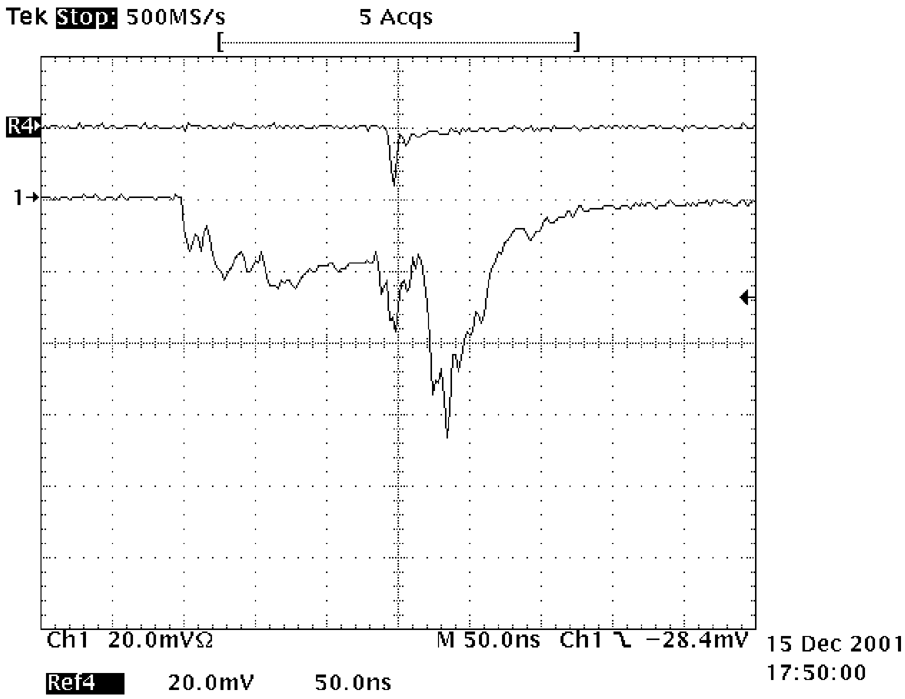

Abbildung 3.11: Vergleich zwischen einem normalen ^{55}Fe Puls (oben R4)und einem ^{55}Fe Streamer (unten 1) bei einer Anodenspannung von jeweils 1800V mit dem LHCb OT Zählgas (Ar 75%:CO_2 10%:CF_4 15%).

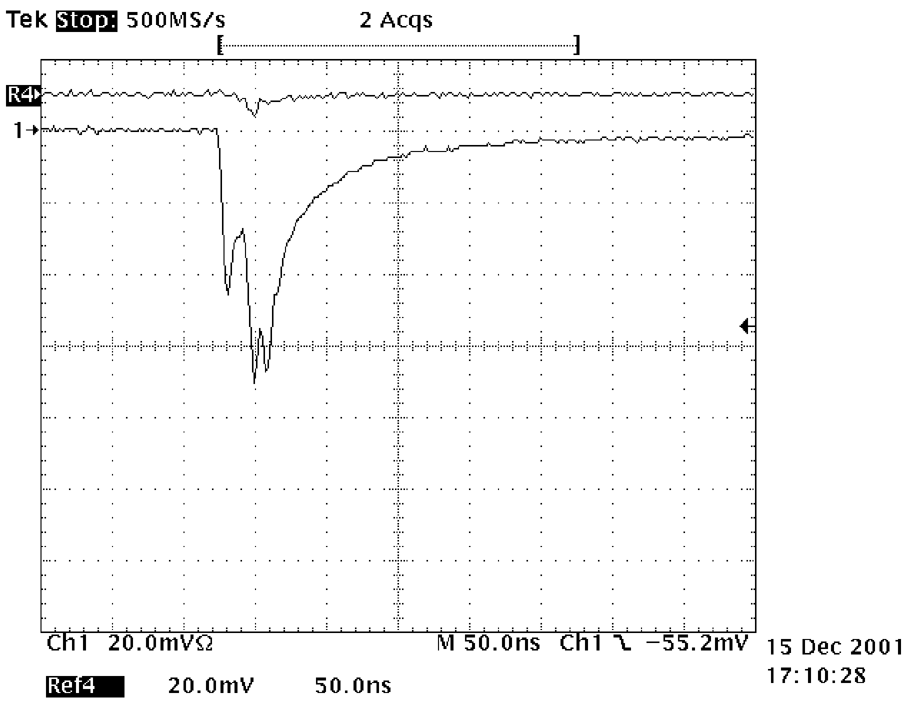

Abbildung 3.12: Vergleich zwischen einem normalen ^{106}Ru Puls und einem ^{106}Ru Streamer bei 1800V .

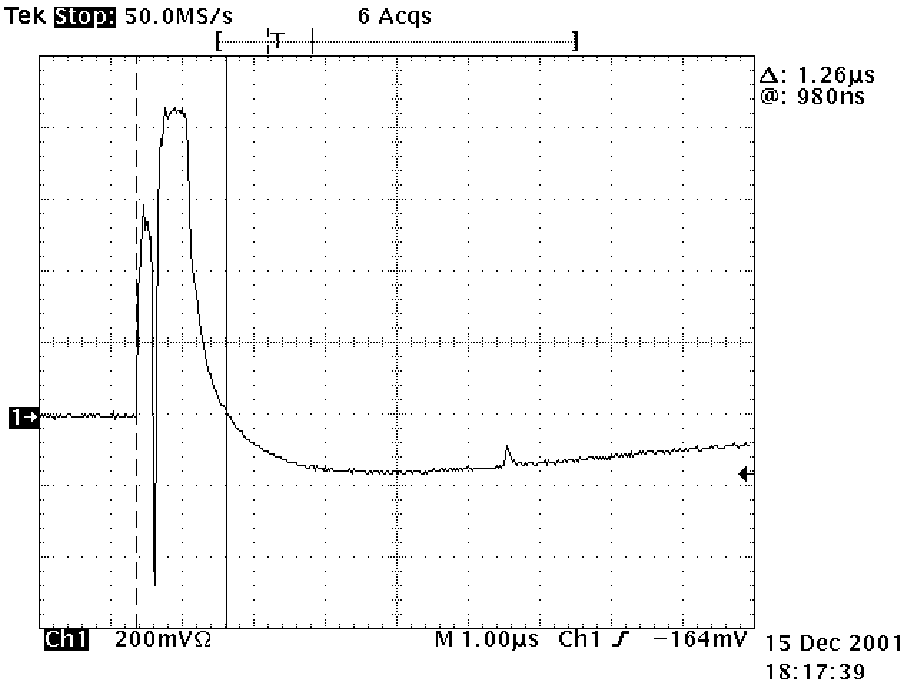

Abbildung 3.13: Totzeit des VV50-2 Vorverstärkers bei einem Streamer bei einer Anodenspannung von 1800V mit ^{106}Ru .

Die Totzeit des Vorverstärkers VV50-2 beträgt, wie in Abbildung 3.13 zu sehen ist, nach einem Streamer mehrere μs. Das Vorverstärkersignal weist auch noch eine deutliche Unterschwingung auf, die eine Totzeit von mehr als 10 μs zur Folge hätte, mit einem solchen Vorverstärker wäre ein Betrieb des Outer Trackers bei LHCb nur eingeschränkt möglich.

Wie im folgenden Kapitel beschrieben wird verwendet man beim Outer Tracker einen schnelleren Vorverstärker mit einer kürzeren Zeitkonstanten und einer Baseline Restoration, die solche Unterschwingungen, die durch die langsam driftenden Ionen ausgelöst werden, beseitigt und im Falle großer Ladungen die Totzeit deutlich verkürzt.

Da der VV50-2 weit vor erreichen der Streamergrenze bereits bei normalen Signalen in Sättigung geht ist eine Unterscheidung von Streamern und normalen Signalen mit diesem Vorverstärker nicht möglich. Die Signale für die Streamererkennung wurden deshalb ohne Vorverstärker direkt am Koppel-Kondensator des Straws ausgelesen, wie in Abbildung 3.10 zu sehen ist. Das Strawsignal wurde in einen D40 Diskriminator, dessen Triggerschwelle auf 20 mV eingestellt wurde gegeben, eines der Ausgangssignale wurde in einen weiteren Diskriminator (LRS 623) gegeben und um 100 ns gedehnt. Ein zweites wurde als Startsignal an einen Gate Generator G43 angeschlossen. Das aufgeweitete sowie das verzögerte Signal des Gate Generators wurden in einem Fast-And NIM Modul verknüpft. Die Verzögerung am Gate Generator wurde so eingestellt, dass bei normalen Pulsen (Ch1 Abb. 3.14) die beiden diskriminierten Signale (Ch2 und Ch3 Abb. 3.14) soweit zeitlich gegeneinander verschoben waren, dass kein Trigger (Ch4 Abb. 3.14) am Und-Ausgang ausgelöst wurde.

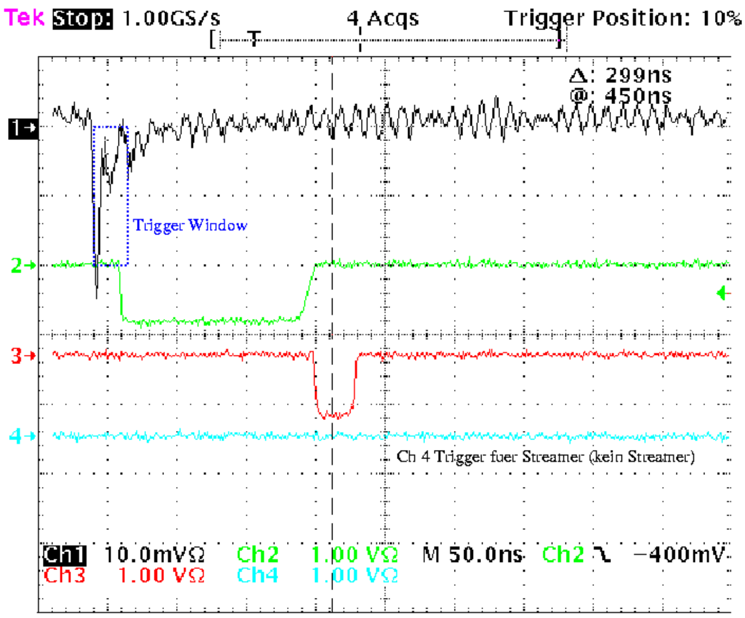

Abbildung 3.14: Zeigt einen Puls der die Triggerlogik für Streamer nicht auslöst, da der Puls (Ch1), obwohl er die Triggerschwelle des Diskriminators von 20mV überschreitet, bei 20mV kürzer als 25ns ist und somit keine Koinzidenz (Ch4) zwischen dem verbreitertem Triggersignal Ch2 und dem verzögerten Signal Ch3 ergibt.

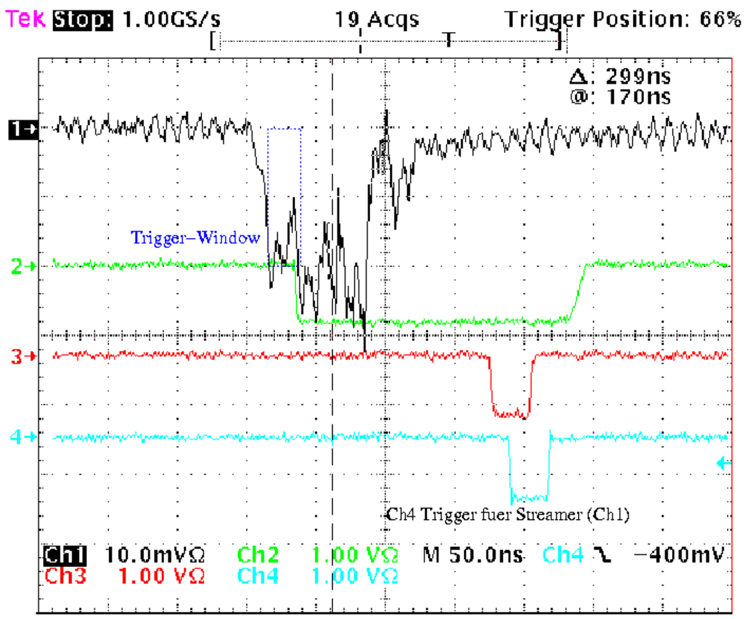

Abbildung 3.15: Zeigt einen Puls der die Triggerlogik für Streamer auslöst. Ch 1 zeigt das Streamersignal, das mit Ch4 gezählt wurde, da eine Koinzidenz des verbreiterten (Ch2) und des verzögerten Diskriminatorsignals (Ch3) vorlag.

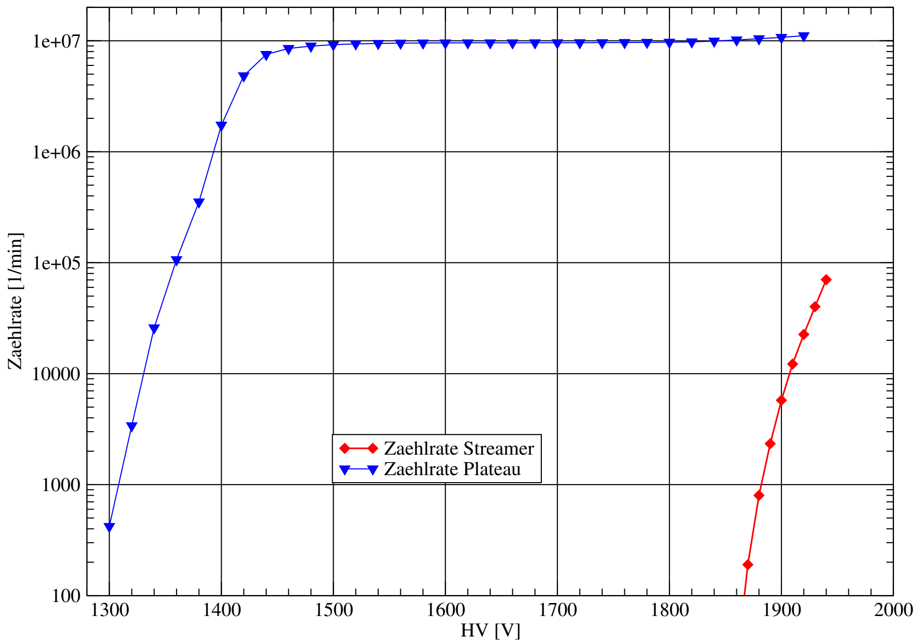

Abbildung 3.16: ^{55} Fe Messung der Streamerrate, dargestellt ist auch das entsprechende Plateau. Das verwendete Zählgas war die HERAb Outer Tracker Mischung (Ar65 %:CO_2 5%:CF_4 30%) .

Der Streamer-Trigger wurde mit einem 4-Kanal Digital Oszilloskop so eingestellt, dass nur Signale mit einer Amplitude, die größer als 20mV und deren Breite größer als 25 ns ist einen Trigger auslösen können und als Streamer gezählt werden. Die am Gate Generator eingestellte Verzögerung von 90 ns ist natürlich auch von der Signalverzögerung durch den Diskriminator LRS623 abhängig, der das Signal um 100 ns verbreitert. Abbildung 3.15 zeigt einen Streamer auf Ch1, der einen Streamer-Trigger Ch4 auslöst. Um einen Trigger auszulösen, muss die Ladung größer sein als Q_{min}=20mV$\times$25ns/50Ω = 10pC=6,2$\times 10^7$ Elektronen, was in etwa dem Raether Limit von 10^8 Elektronen entspricht. Die Zählrate der Streamer wurde wie in Abbildung 3.16 bis zu einer Streamerhäufigkeit von etwa 10^{-2} in 10 V Schritten gemessen, da dann der Strom in dem Straw den Messbereich des angeschlossenen HV-Amperemeters überschritt.

3.3.6 Messung der Energieauflösung mit ^{55}Fe Spektren

Die Messung der Pulshöhenspektren mit einer ^{55}Fe Quelle wird zur Bestimmung der Energieauflösung benötigt. Da die Energieauflösung sich bei zunehmendem Attachment der Elektronen verschlechtert, kann die Energieauflösung zur relativen Unterscheidung des Attachments der Gasmischungen mit unterschiedlichen CF_4 Anteilen benutzt werden.

Wegen der höheren Dynamik nimmt man das positive Ausgangssignal des VV50-2 (Abb.3.17) und liest dieses über ein Digital Oszilloskop mit einer GPIB Schnittstelle in einen PC ein und histogrammiert die Pulshöhen mit einem von M.Neumann geschriebenem LAB VIEW Programm.

Abbildung 3.18 zeigt ein Pulshöhenspektrum mit einer Gasmischung, die kein CF_4 enthält. Die Energieauflösung ist mit dE/E=9,7% für einen Gasdetektor relativ gut. An die Messkurve wird nur im Bereich des Maximums eine Gaußkurve angefittet. Der Gaußfit wurde auf den Bereich des Spektrums beschränkt, der durch den 5,9keV Peak bestimmt wird, sonst würde der Argon Escape Peak beziehungsweise die zweite γ-Linie bei 6,49keV den Gaußfit beeinflussen.

Die Energieauflösung wird definiert durch:

$$\frac{dE}{E} = \frac{Sigma}{Mean} \tag{3.4}$$

dE/E	Energieauflösung
Mean	Mittelwert des ^{55}Fe Peaks (Gaußfit PAW)
Sigma	Standardabweichung des Gaußfits (^{55}Fe Peaks)

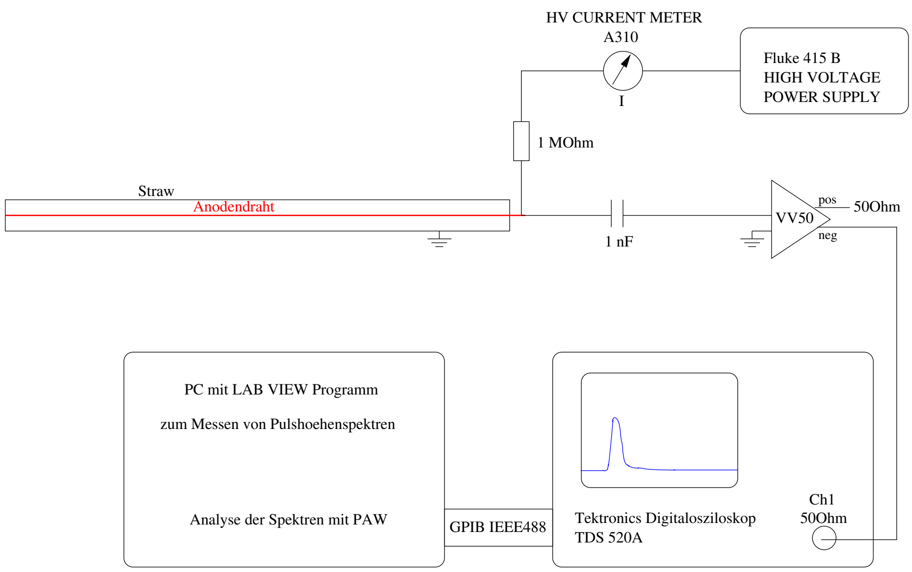

Abbildung 3.17: Signalauslese für die Messung von Pulshöhenspektren mit einer ^{55}Fe Quelle

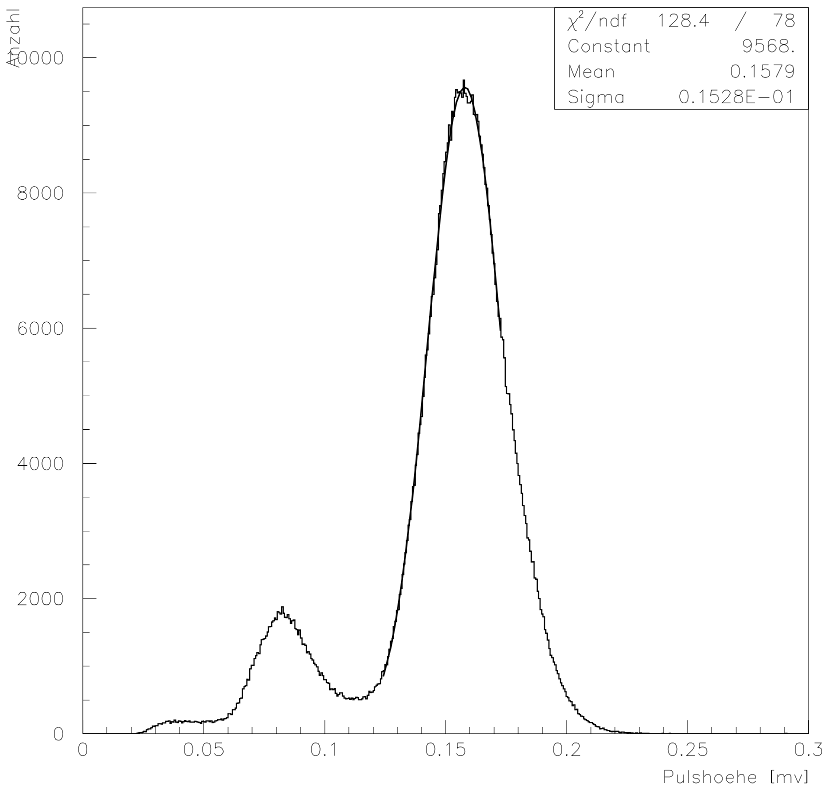

Abbildung 3.18: ^{55}Fe Spektrum bei 1520V mit (Ar 67.2%:CO_2 28.8%:N_2 4%)

Die Energieauflösung wird auch häufig als Quotient aus der Halbwertsbreite (FWHM) und der Energie des Peaks angegeben. Da bei einer Gaußverteilung gilt FWHM=2,36σ erhält man diese Darstellung der Energieauflösung durch Multiplikation der hier angegebenen Energieauflösungen mit dem Faktor 2,36 .

3.3.7 Messung der Driftzeit

Die Driftzeitmessung wurde mit einer ^{106}Ru Quelle bei verschiedenen Hochspannungen durchgeführt. Bei der Driftzeitmessung wurde die Zeitdifferenz zwischen einem Szintillatorsignal (Abb. 3.17) und dem Strawsignal mit einem Zeitanalysator (TAC 1443) in ein analoges Spannungssignal umgewandelt. Dieses Analogsignal wurde wie bei der Messung der Energieauflösung (Abb. 3.17) in ein Digital Oszilloskop gegeben und wie bei der Energiemessung in einem Pulshöhenspektrum histogrammiert. Dieses Driftzeit-Spektrum wurde mittels zweier genau bekannter Zeitmarken kalibriert.

3.4 Messergebnisse

3.4.1 Plateaumessungen mit ^{55}Fe und ^{106}Ru Quellen

In Abbildung 3.19 sind die Messergebnisse der mit der ^{55}Fe-Quelle gemessenen Plateaukurven aller untersuchten Gasmischungen dargestellt. Die Plateaukurve mit der Gasmischung (Ar 65%:CO_2 5%:CF_4 30%) wurde um einen Faktor 20 unterdrückt dargestellt, da bei dieser Messung kein Kollimator verwendet wurde, und somit eine höhere Zählrate gemessen wurde. Es ist deutlich erkennbar, dass die Erhöhung des CF_4 Gehalts zu einer größeren Spannung am Plateauanfang führt. Der Plateauanfang verschiebt sich, wenn man die LHCb Outer Tracker Gasmischung mit der des HERAb Outer Trackers vergleicht von 1340 V auf 1540 V . Die aus der Abbildung 3.19 entnommenen Plateauwerte sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Weiter erkennt man, dass bei einem steigenden Argongehalt der Plateauanfang zu kleineren Hochspannungen verschoben wird. Der Plateauanfang der Gasmischung 95%Ar : 5%CO_2 liegt bei einer Hochspannung von 1060 V um 260 V niedriger als bei der Gasmischung 70%Ar : 30%CO_2.

Die in Abbildung 3.20 dargestellten Plateaus zeigen die realistischere Vergleichsmessung mit der ^{106}Ru Quelle also mit MIPs. Der Plateauanfang zeigt die gleiche Abhängigkeit von der Gaszusammensetzung wie bei der Messung mit der ^{55}Fe Quelle. Die Hochspannung am Plateauanfang und -ende sind der Übersichtlichkeit halber in Tabelle 3.2 aufgelistet. Als Plateauende wurde zum relativen Vergleich die Spannung bei einer Streamerhäufigkeit von 10^{-4} angegeben. Die Differenz zwischen Plateauanfang und Plateauende, die Plateaubreite, gibt den Bereich an, in dem das Straw bei einer bestimmten Diskriminatorschwelle betrieben werden kann. Die Erhöhung des CF_4 Gehalts, beziehungsweise die Reduzierung des Argongehaltes verschieben den Plateauanfang auch bei der Messung mit den MIPs zu größeren Hochspannungen. Eine größere Hochspannung bedeutet, dass bei der Detektor-Entwicklung ein aufwendigeres und teureres Design zur Isolation erforderlich ist, was man möglichst vermeiden möchte.

Gaszusammensetzung [%]	Plateaubereich [V]	Streamer Limit [V]	Plateaulänge [V]
Ar 65:CO_2 5:CF_4 30	1540 ... 1800	1880	340
Ar 75:CO_2 10:CF_4 15	1340 ...1640	1760	420
Ar 80:CO_2 5:CF_4 15	1340 ... 1640	1710	370
Ar 90:CO_2 5:CF_4 5	1180 ... 1420	1520	340
Ar 67.2:CO_2 28.8:N_2 4	1360 ... 1640	1800	440
Ar 68.6:CO_2 29.4:N_2 2	1340 ... 1640	1770	430
Ar 70:CO_2 30	1320 ... 1620	1750	430
Ar 95:CO_2 5	1060 ... 1280	(1280)	220

Tabelle 3.1: ^{55}Fe Plateauparameter der untersuchten Gasmischungen

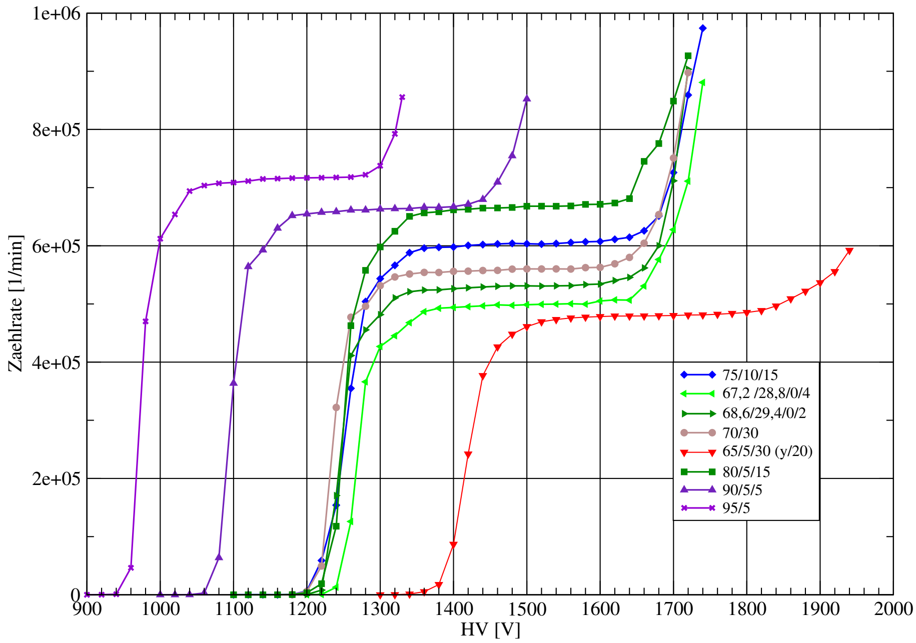

Abbildung 3.19: ^{55}Fe Plateaukurven der mit dem VV50-2 untersuchten Gasmischungen

Gaszusammensetzung [%]	Plateauanfang[V]	Plateauende[V]	Plateaulänge[V]
Ar 65:CO_2 5:CF_4 30	1700	1880	180
Ar 75:CO_2 10:CF_4 15	1540	1760	220
Ar 80:CO_2 5:CF_4 15	1520	1710	190
Ar 90:CO_2 5:CF_4 5	1360	1520	160
Ar 67.2:CO_2 28.8:N_2 4	1540	1800	260
Ar 68.6:CO_2 29.4:N_2 2	1540	1770	230
Ar 70:CO_2 30	1540	1750	210
Ar 95:CO_2 5	1220	-	60

Tabelle 3.2: ^{106}Ru Plateauparameter der untersuchten Gasmischungen

3.4.2 Messung der Streamerhäufigkeiten mit ^{55}Fe

Die relative Streamerrate wurde aus der ohne Vorverstärker gemessenen Streamerrate und der mit dem VV50-2 gemessenen Gesamtrate auf der Plateaumitte berechnet.

$$Streamerh\ddot{a}ufigkeit = \frac{Streamerrate \quad ohne \quad Vorverst\ddot{a}rker}{Z\ddot{a}hlrate \quad in \quad der \quad Plateaumitte \quad mit \quad Vorverst\ddot{a}rker} \tag{3.5}$$

Bei der Streamer- und der Plateaumessung wurde jeweils der gleiche Kollimator, die gleiche Quelle sowie derselbe mechanische Aufbau verwendet, so dass die Rate im Straw während der Streamermessung, von statistischen Fluktuationen abgesehen, gleich groß war wie die bei der Plateaumessung ermittelten Zählrate.

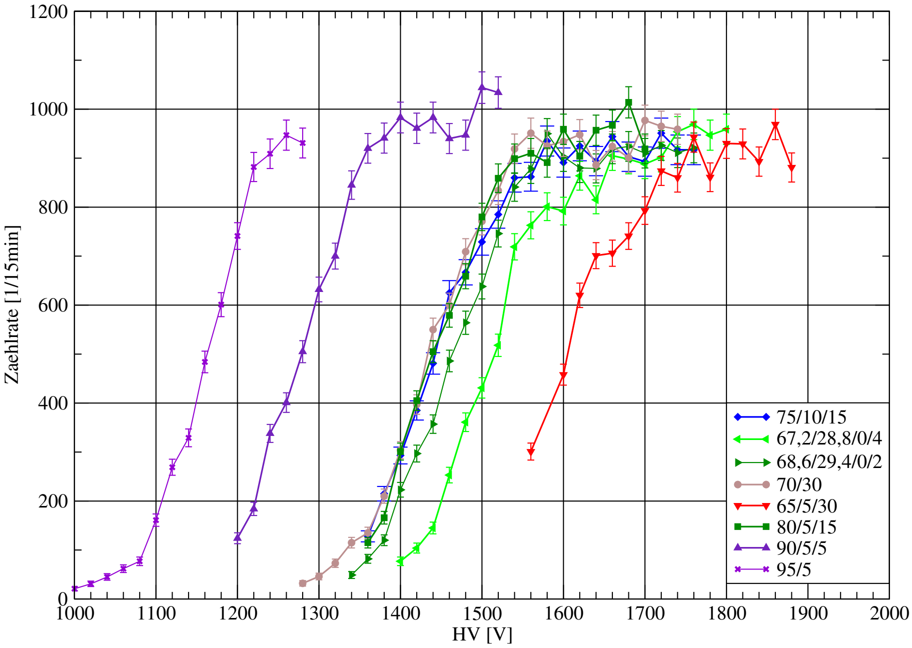

Abbildung 3.20: ^{106}Ru Plateaukurven der mit dem VV50-2 untersuchten Gasmischungen

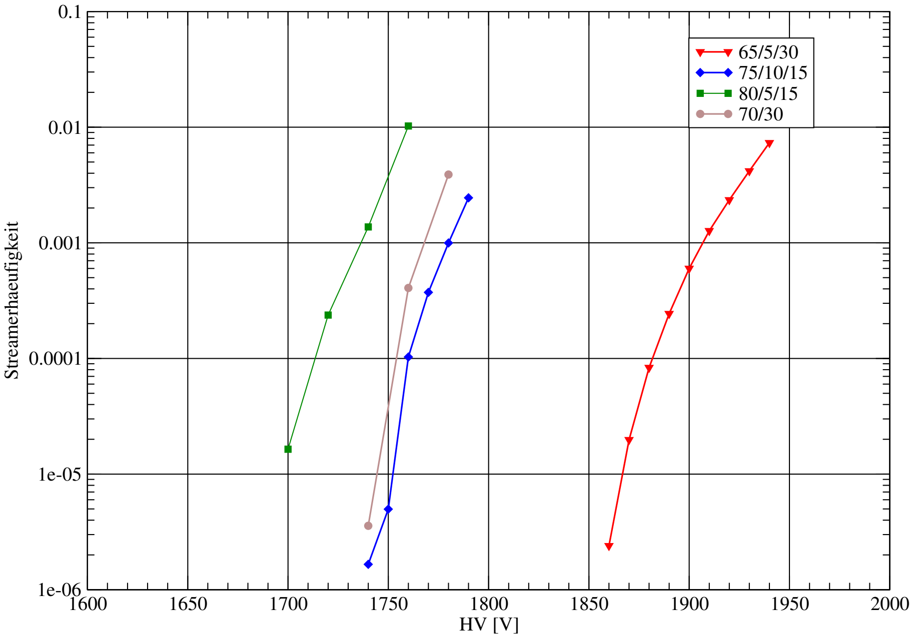

Abbildung 3.21: Streamerhäufigkeiten bei unterschiedlichen Gaszusammensetzungen

3.4.3 Gasverstärkung

Die Gasverstärkung ist die wichtigste Kenngröße eines im Proportionalmodus arbeitenden Gasdetektors wie den Straws. Wenn die Geometrie, wie Zähldrahtdurchmesser und Strawdurchmesser gewählt und zusammen mit dem Druck und der Temperatur festgehalten werden, wird die Gasverstärkung nur noch vom Zählgas und der angelegten Hochspannung bestimmt. Die Gasverstärkung muss so gewählt werden können, dass der Vorverstärker mit seiner Eingangsempfindlichkeit eine ausreichend große Ladung erhält, um Ausgangssignale oberhalb der Triggerschwelle des nachfolgenden Diskriminators zu liefern.

Die in Abbildung 3.23 gezeigten Gainkurven wurden aus den bei der Plateaumessungen ermittelten und in Abbildung 3.22 dargestellten Messreihen berechnet. Die im Plateaubereich gemessenen Werte I(HV) wurden in die Formel 3.3 eingesetzt, die Anzahl der Primärelektronen für die ^{55}Fe Primärionisation wurde mit n_p=220 angenommen, für N wurde die bei den Plateaumessungen ermittelte Rate aus der Plateaumitte (Tabelle 3.3) eingesetzt und so der Gain G_I(HV) berechnet.

Gaszusammensetzung Ar : CO_2 : CF_4 : N_2 [%]	Zählrate in der Plateaumitte [min^{-1}]
65 : 5 : 30 : 0	9 600 000
75 : 10 : 15 : 0	603 000
80 : 5 : 15 : 0	670 000
90 : 5 : 5 : 0	665 000
67.2 : 28.8 : 0 : 4	500 000
68.6 : 29.4 : 0 : 2	531 000
70 : 30 : 0 : 0	560 000
95 : 5 : 0 : 0	716 000

Tabelle 3.3: Zählrate in der Plateaumitte

Die so gewonnen Gainkurven wurden, um die Spannung bei einem festen Gain unter den verschiedenen Gaszusammensetzungen vergleichen zu können, mit der Formel 3.6 gefittet. Die so ermittelten Parameter der Gainkurven sind in Tabelle 3.4 aufgeführt. In dieser Tabelle sind auch die Werte für die Spannungsänderung ΔU_2 angegeben, bei der eine Gainverdopplung stattfindet.

$$G_I(V) = A_0 e^{A_1 V} \tag{3.6}$$

$$\Delta U_2 = \frac{ln2}{A_1} \tag{3.7}$$

G_I(V)	gefitteter Gain
A_0, A_1	Fitparameter für Gain
V	Anodenspannung [V]
ΔU_2	Spannungsänderung bei der eine Gainverdopplung stattfindet

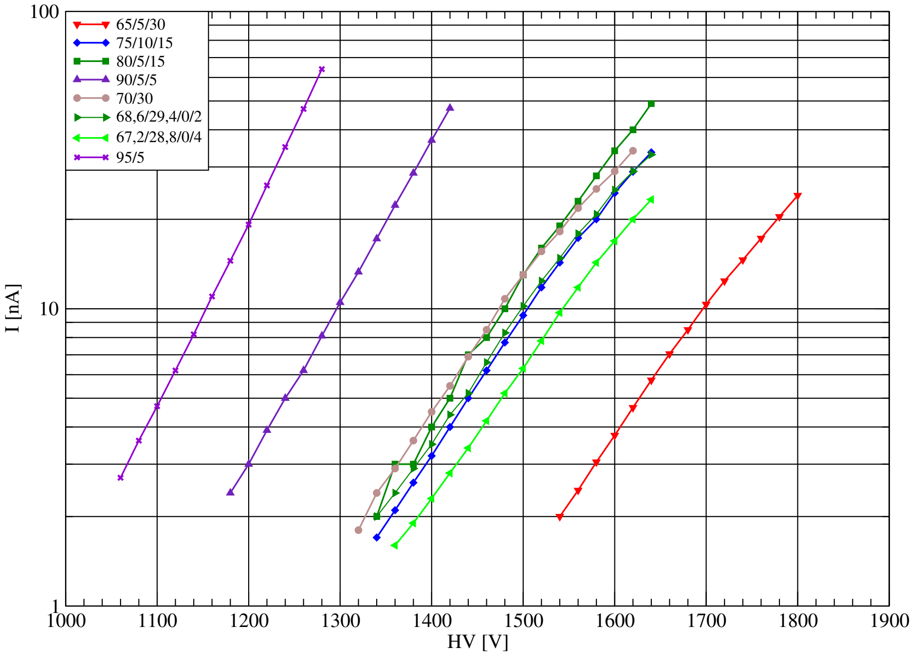

Abbildung 3.22: Anodenstrom der Straws mit ^{55}Fe bei unterschiedlichen Gaszusammensetzungen. Da bei der Strommessung (Ar 65%:CO_2 5%:CF_4 30%) im Gegensatz zu den anderen Messungen kein Kollimator benutzt wurde, ist der Strom und die Rate um etwa einen Faktor 16 größer.

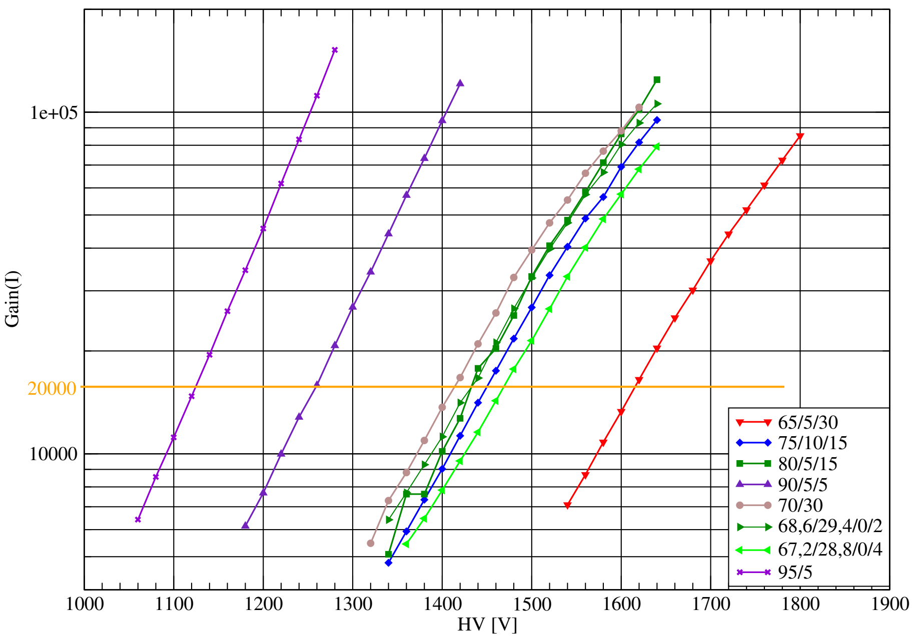

Abbildung 3.23: Gasverstärkung ermittelt aus der Strom- und Plateaumessung mit ^{55}Fe bei unterschiedlichen Gaszusammensetzungen.Der Gain wurde mit der Formel 3.3 berechnet.

Gaszusammensetzung [%]	Parameter A_0	Parameter A_1 [V^{-1}]	ΔU_2 [V]
Ar 65:CO_2 5:CF_4 30	0.002742	0.009622	72.0
Ar 75:CO_2 10:CF_4 15	0.006622	0.010105	68.6
Ar 80:CO_2 5:CF_4 15	0.003707	0.010611	65.3
Ar 90:CO_2 5:CF_4 5	0.002413	0.012481	55.5
Ar 67.2:CO_2 28.8:N_2 4	0.008270	0.009842	70.4
Ar 68.6:CO_2 29.4:N_2 2	0.016102	0.009636	71.9
Ar 70:CO_2 30	0.014622	0.009808	70.7
Ar 95:CO_2 5	0.0015854	0.014333	48.4

Tabelle 3.4: Fitparameter der untersuchten Gasmischungen.

Mit der Formel 3.6 wurde die Hochspannung berechnet, die für einen Gain von 20000 notwendig ist, um einen relativen Vergleich der Arbeitspunkte der untersuchten Gase anstellen zu können. Diese Werte sind in Tabelle 3.5 in der letzten Spalte aufgelistet. Der Gain am Plateauanfang und -ende wurden direkt aus den umgerechneten Werten der Ströme, die in Abbildung 3.23 dargestellt sind, entnommen. Da die Messpunkte in einem Abstand von 20 V lagen, ergab sich mit der Definition des Plateauanfangs und des Plateauendes (Abbildung 3.8) eine Unsicherheit in der gleichen Größe, das ergibt eine Unsicherheit beim Gain am Plateauanfang und -ende von etwa 40% .

Gaszusammensetzung	Gain am		
Ar : CO_2 : CF_4 : N_2 [%]	Plateauanfang	Plateauende	HV bei Gain = 20000
65 : 5 : 30 : 0	7100	85000	1640
75 : 10 : 15 : 0	4800	95000	1480
80 : 5 : 15 : 0	5100	124000	1460
90 : 5 : 5 : 0	6100	121000	1280
67.2 : 28.8 : 0 : 4	5400	79000	1490
68.6 : 29.4 : 0 : 2	6400	106000	1460
70 : 30 : 0 : 0	5500	103000	1440
95 : 5 : 0 : 0	6420	152000	1140

Tabelle 3.5: Gasverstärkungsparameter aus dem exponentiellen Fit der Gainkurven (Abb. 3.23)

Ein Vergleich der verschiedenen Gasmischungen ist deshalb nur beschränkt möglich, was jedoch auffällt ist, dass die Steigung der Gainkurve und der Gain am Plateauende wie erwartet mit steigendem Argongehalt zunehmen. Um eine bessere Aussage über den Gain am Plateauende machen zu können, wurde der Gain bei einem Streamer-Limit von 10^{-4} bestimmt. Die in Tabelle 3.6 aufgelisteten Gasverstärkungen am Streamer-Limit lassen einen besseren Vergleich zu als am ^{55}Fe Plateauende, da das Streamer Limit eine besser definierte Spannung für das Plateauende liefert und somit einen besseren relativen und auch realistischen Vergleich der erreichbaren Gasverstärkung am Plateauende ermöglicht.

Gaszusammensetzung Ar : CO_2 : CF_4 : N_2 [%]	Spannung am Streamer Limit [V]	Gain bei der HV am Streamer Limit
65 : 5 : 30 : 0	1880	197 000
75 : 10 : 15 : 0	1760	351 000
80 : 5 : 15 : 0	1710	281 000
90 : 5 : 5 : 0	1520	418 000
67.2 : 28.8 : 0 : 4	1800	409 000
68.6 : 29.4 : 0 : 2	1770	411 000
70 : 30 : 0 : 0	1750	416 000

Tabelle 3.6: Gain bei der HV am Streamer Limit

Bei den letzten drei in der Tabelle 3.6 aufgelisteten Gasmischungen ist der Gain in etwa gleich groß, da auch der Argon und Kohlendioxid Anteil bei etwa 70% zu 30% annähernd konstant bleiben. Diese Gasverstärkung von ungefähr $4.1*10^5$ erreicht in etwa auch die Gasmischung mit einem CF_4 Anteil von 5%. Bei den Gaszusammensetzungen mit 15% CF_4 hat die LHCb Gasmischung (75%Ar:10%CO_2:15%CF_4) trotz des geringeren Argongehaltes am Streamer-Limit den größeren Gain. Der Gain ist bei beiden Gasen kleiner als bei der Gasmischung (70%Ar:30%CO_2), die Ursache hierfür ist das durch CF_4 erhöhte Attachment. Bei einem CF_4 Gehalt von 30% hat sich der Gain aus der Strommessung gegenüber dem Gas (70%Ar:30%CO_2) in etwa halbiert.

Die im Outer Tracker TDR [TDR01] angegebene Gasverstärkung von G_{TDR}(1550V)=20000 der LHCb OT Gasmischung (75%Ar:10%CO_2:15%CF_4) wich bei dieser Messung mit G_I(1550)=42000 um etwa einen Faktor zwei ab. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich in der unterschiedlichen Messmethode, die jedoch im TDR nicht näher spezifiziert wurde. Die ebenfalls im TDR angegebene Gasverstärkung der HERAb OT Mischung (65%Ar:5%CO_2:30%CF_4) wich mit G_{TDR}(1750V)=30000 gegenüber der hier gemessenen Gasverstärkung G_I(1750V)=56000 ebenfalls um etwa einen Faktor zwei ab.

3.4.4 Messung der Energieauflössung mit ^{55}Fe Spektren

In den Abbildungen 3.25 und 3.26 sind die verschiedenen Spektren der insgesamt acht untersuchten Gasmischungen dargestellt. In der Abbildung 3.25 links oben ist das Pulshöhenspektrum des HERAb Outer Tracker Gases gezeigt und rechts daneben die LHCb Outer Tracker Gasmischung. Man sieht an dem deutlich besser erkennbaren Argon-Escape Peak bei der Gasmischung (75/10/15) die unterschiedliche Energieauflösung der beiden Gase. Die nach Formel (3.4) aus den mit einer Gaußverteilung gefitteten Pulshöhenspektren (Abbildung 3.25 und 3.26) berechneten Energieauflösungen sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst. Abbildung 3.24 zeigt die Abhängigkeit der Energieauflösung vom CF_4 Gehalt der Gasmischung mit einem bei allen Gasen konstanten CO_2 Anteil von 5% . Wie erwartet verschlechtert sich die Energieauflösung mit zunehmendem CF_4 Gehalt. Ein Vergleich mit dem im LHCb Outer Tracker TDR angegebenen Wert für die Energieauflösung des Gases (65%Ar:5%CO_2:30%CF_4) mit

42.2%FWHM , das entspricht einer Energieauflösung von 17.9% , zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem hier gemessenen Wert von 17.3% .

Gaszusammensetzung :	Energieauflösung [%]
Ar 65% : CO_2 5% : CF_4 30%	17.3
Ar 75% : CO_2 10% : CF_4 15%	12.2
Ar 80% : CO_2 5% : CF_4 15%	14.5
Ar 90% : CO_2 5% : CF_4 5%	10.9
Ar 67.2% : CO_2 28.8% : N_2 4%	9.6
Ar 68.6% : CO_2 29.4% : N_2 2%	9.0
Ar 70% : CO_2 30%	10.1
Ar 95% : CO_2 5%	9.8

Tabelle 3.7: Energieauflösung der untersuchten Gasmischungen

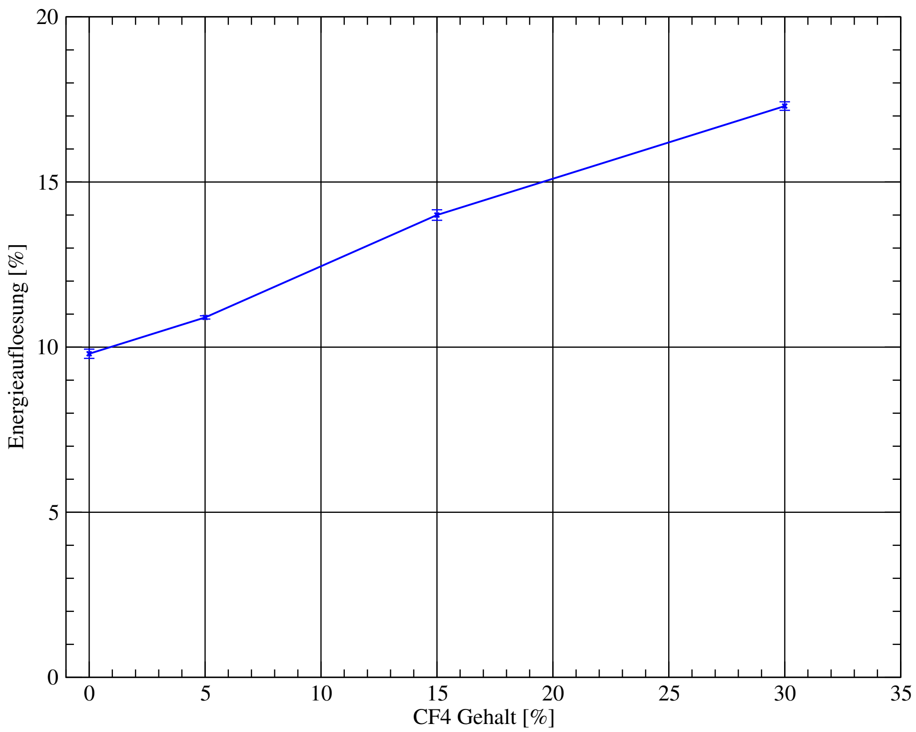

Abbildung 3.24: Energieauflösung bei unterschiedlichen CF_4 Anteilen, der CO_2 Anteil betrug bei allen hier dargestellten Gasmischungen 5%.

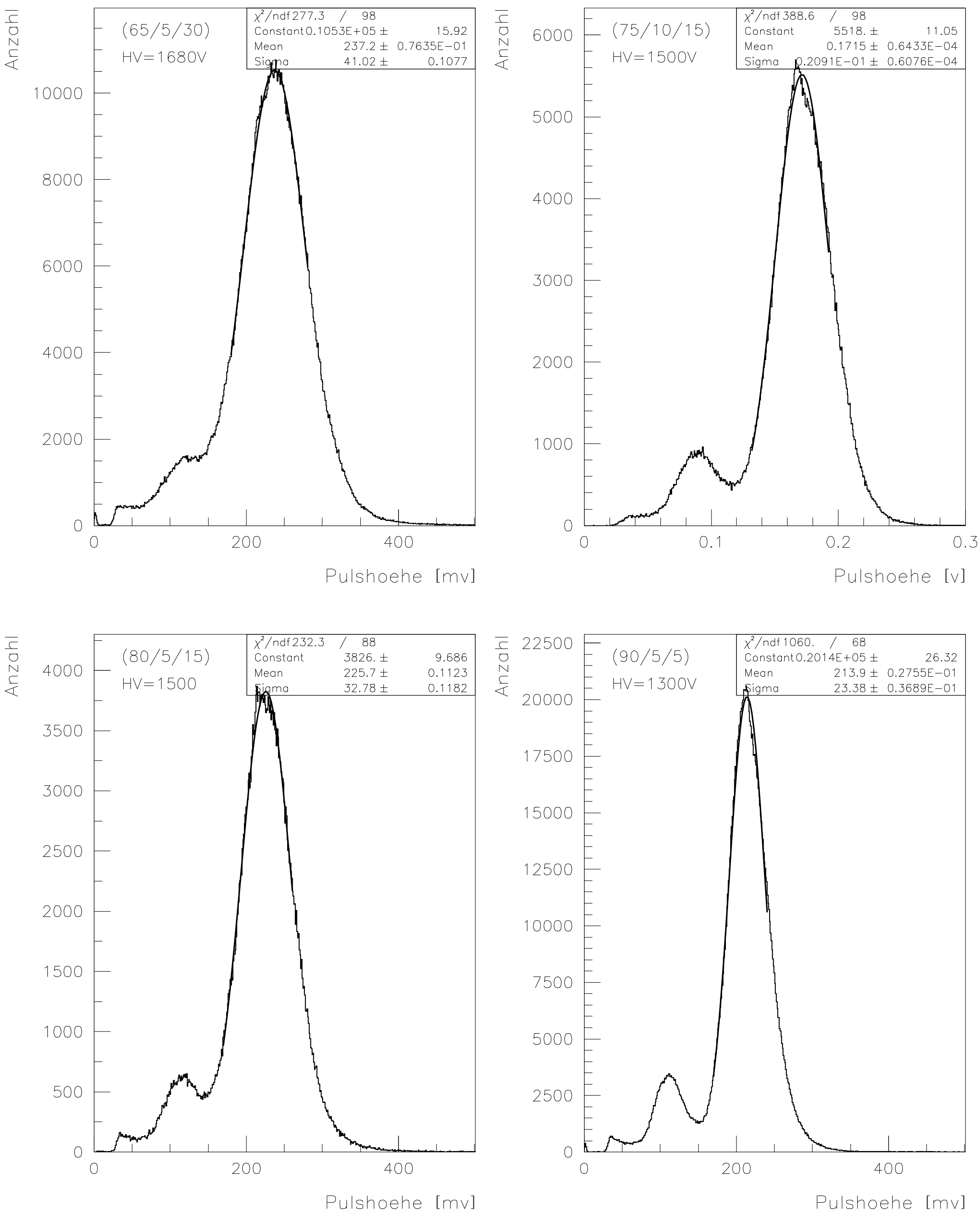

Abbildung 3.25: ^{55}Fe Spektren bei verschiedenen Gaszusammensetzungen, das Mischungsverhältnis ist in den Spektren links oben in der Reihenfolge (Ar %:CO_2 %:CF_4 %) angegeben.

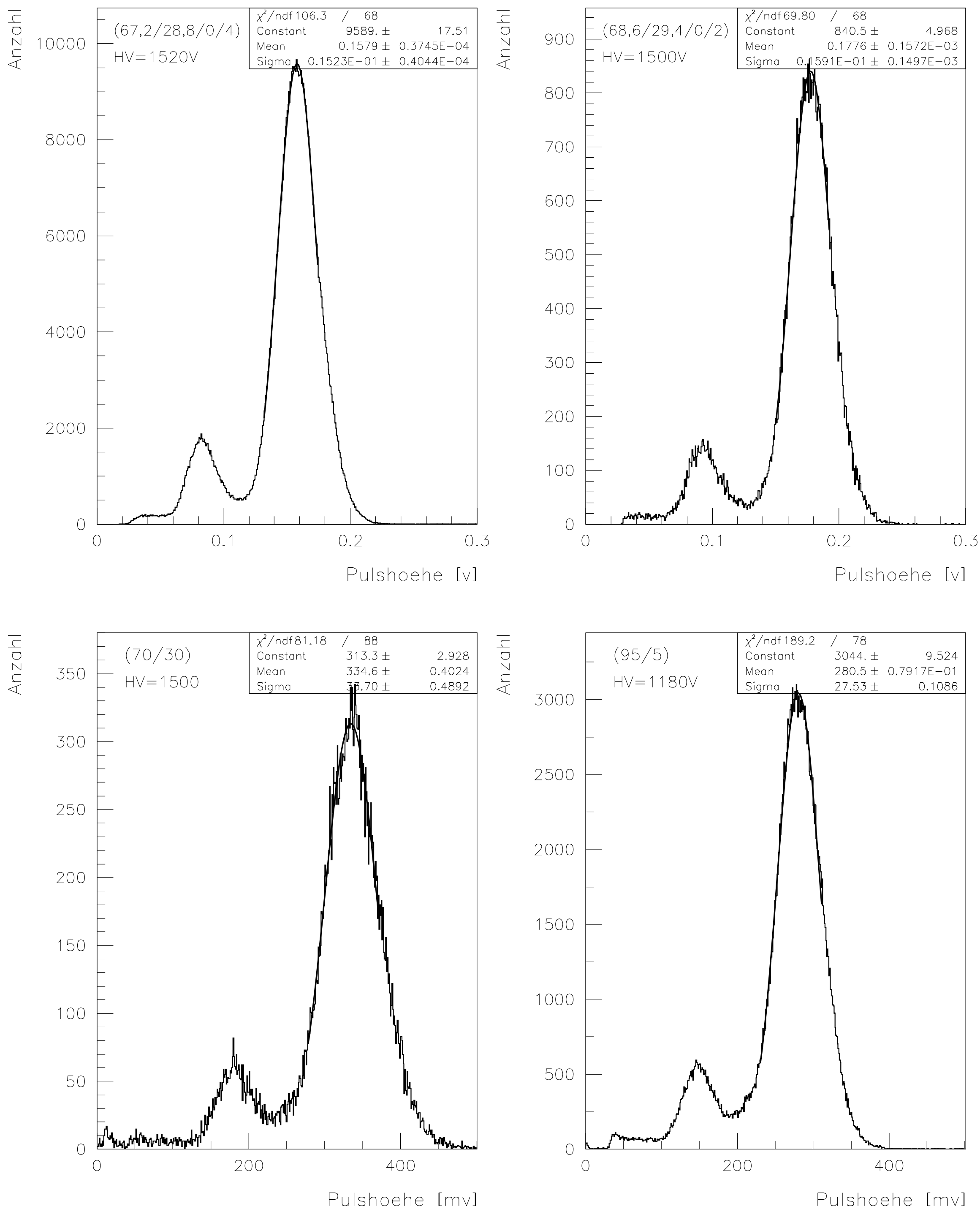

Abbildung 3.26: ^{55}Fe Spektren bei verschiedenen Gaszusammensetzungen, das Mischungsverhältnis ist in den Spektren links oben in der Reihenfolge (Ar %:CO_2 %:CF_4 %) angegeben.

3.4.5 Attachment bei verschiedenen CF_4 Anteilen im Zählgas

Wie erwartet verschlechterte sich die Energieauflösung mit dem Anstieg des CF_4 Gehalts, was auf ein größeres Attachment hinweist. Der Anstieg der Energieauflösung ist bei einem konstantem CO_2 Gehalt von 5% in etwa proportional zu dem CF_4 Gehalt in der Gaszusammensetzung, wie in Abbildung 3.24 zu erkennen ist. Beim Vergleich der beiden Mischungen mit 15% CF_4 Gehalt wurde bei der LHCb Gasmischung (75%Ar:10%CO_2:15%CF_4) mit einem höheren CO_2 Gehalt eine Energieauflösung von 12.2% (Tab. 3.7) gemessen, wohingegen die Mischung 80%Ar:5%CO_2:15%CF_4 mit dem kleineren CO_2 Anteil mit 14.5% eine deutlich schlechtere Energieauflösung aufwies. Dies deutet darauf hin, dass das Attachment bei einer Gaskombinatiom aus Ar:CO_2:CF_4 und einem festen CF_4 Anteil von 15% auch stark vom CO_2 Anteil der Mischung abhängt. Da das elektrische Feld in einem Proportionalzählrohr wegen

$$E = \frac{V}{ln\left(\frac{b}{a}\right)\, r} \tag{3.8}$$

E	elektrische Feldstärke im Abstand r zwischen a und b
a	Zähldrahtradius
b	Radius des Zählrohres (Strawinnendurchmesser)

mit 1/r ansteigt, wächst die mittlere Energie der Elektronen ebenfalls an und erzeugt durch Dissoziation von CF_4 Molekülen stark elektronegative F^- Ionen. An diese Ionen können sich die driftenden Elektronen anlagern und gehen somit durch dissoziatives Attachment in diesem Energiebereich (5-10eV) verloren, da die Energie noch nicht ausreicht, um die Argonatome, deren minimale Ionisationsenergie 15.3eV beträgt [Klein92], zu ionisieren.
Der effektive dichtenormierte Ionisationskoeffizient ist definiert durch [Chris91] :

$$\frac{\bar{\alpha}}{N} = \frac{\alpha - \eta}{N} \tag{3.9}$$

α	Erster Townsend oder auch Ionisationskoeffizient
η	Attachmentkoeffizient
N	Dichte des Gases.

Wie man in Abbildung 3.27(a) sieht, ist $\bar{\alpha}$ der effektive dichte-normierte Ionisationskoeffizient für die Gasmischung mit 20% CF_4 Anteil im Bereich von E/P von 5 bis 25V/Torr/cm, was bei Normalbedingungen 4000V/cm bis etwa 20000 V/cm entspricht, negativ. Dieser Bereich entspricht bei einer Hochspannung von 1550V an einem hier verwendeten Straw, dem Driftbereich zwischen 0.8mm und 0.15mm vor dem Anodendraht. Ersetzt man 10% des CF_4 durch CO_2 so erkennt man aus Abbildung 3.27 (a) einen starken Rückgang des Attachments. Der Grund für diesen Rückgang ist in Abbildung 3.28 am inelastischen Wirkungsquerschnitt des CO_2 erkennbar, da CO_2 durch inelastische

Stöße die mittlere Elektronenenergie soweit absenkt, dass das dissoziatives Attachment stark abnimmt. Die Zugabe von CO_2 vergrößert auch die Gasverstärkung durch Anhebung des effektiven dichtenormierten Ionisationskoeffizienten bei höheren Feldstärken im Bereich der Lawinenbildung. Dies konnte auch bei der Messung der Gasverstärkung in diesem Kapitel gemessen werden. Wie in den Abbildungen 2.6 und 2.7 ersichtlich ist, führt die Zugabe von 2% CO_2 bei einer Ar:CF_4 Gasmischung mit 10% CF_4 zwar zu einer Verringerung der maximalen Driftgeschwindigkeit von 12,5 cm/μs auf 10 cm/μs , wobei sich jedoch gleichzeitig die Driftgeschwindigkeit bei höheren Feldstärken von 5 cm/μs auf 6 cm/μs vergrößert. Diese vom elektrischen Feld möglichst unabhängige Driftgeschwindigkeit ist wegen Gleichung (3.8) auch wünschenswert, da dann eine eindeutige und lineare Orts-Driftzeit-Relation die Ortsauflösung verbessern würde.

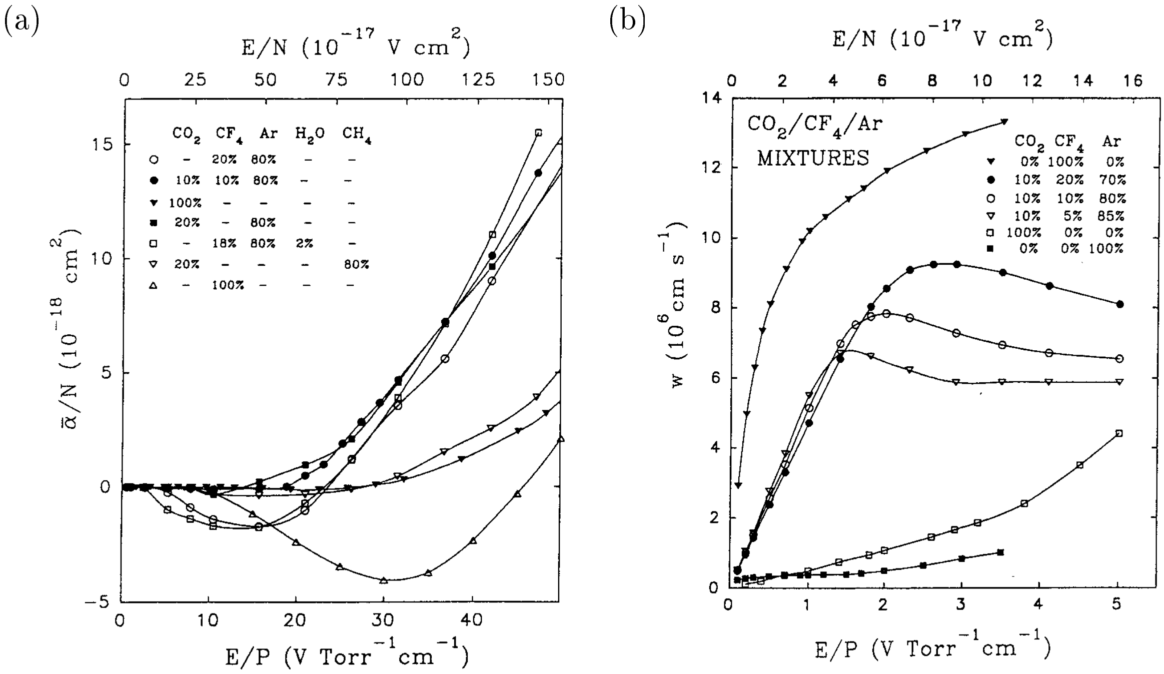

Abbildung 3.27: Links ist der dichte-normierte effektive Ionisationskoeffizient in Abhängigkeit der Feldstärke für unterschiedliche Gase dargestellt. Rechts sind die Driftgeschwindigkeiten von Ar:CO_2:CF_4 Gasen geplotet [Chris91]

.

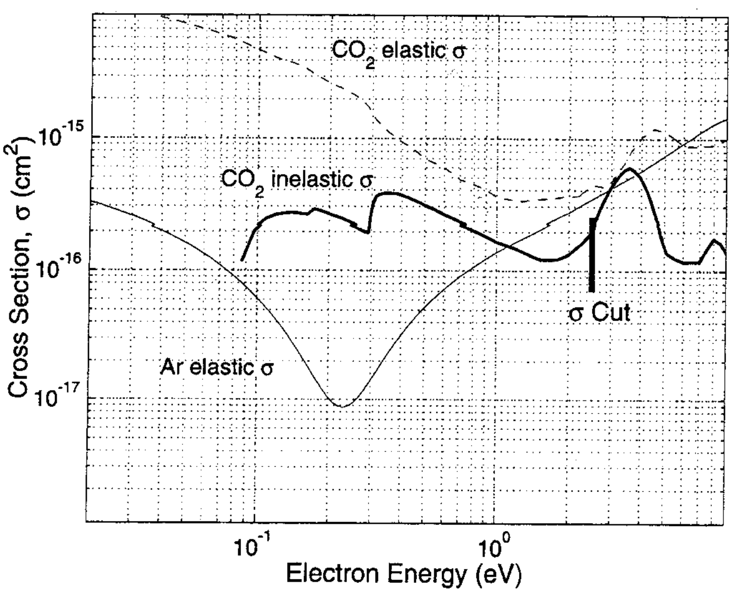

Abbildung 3.28: Wirkungsquerschnitte von Argon und Kohlendioxid [Becker99]

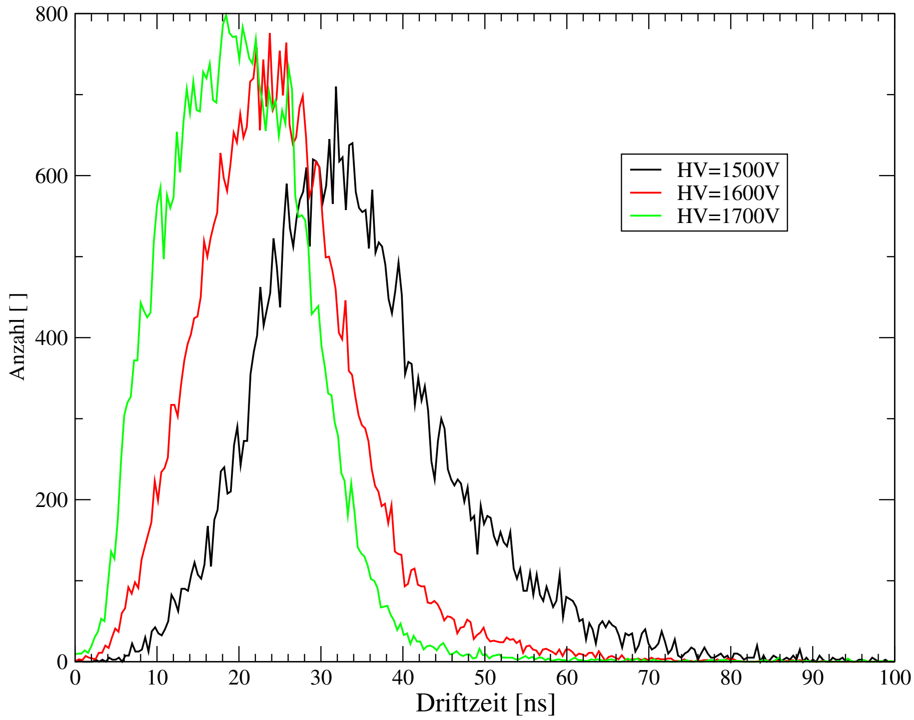

Abbildung 3.29: Driftzeitverteilung des Gases (75%Ar : 10%CO_2 : 15%CF_4) bei verschiedenen Anodenspannungen

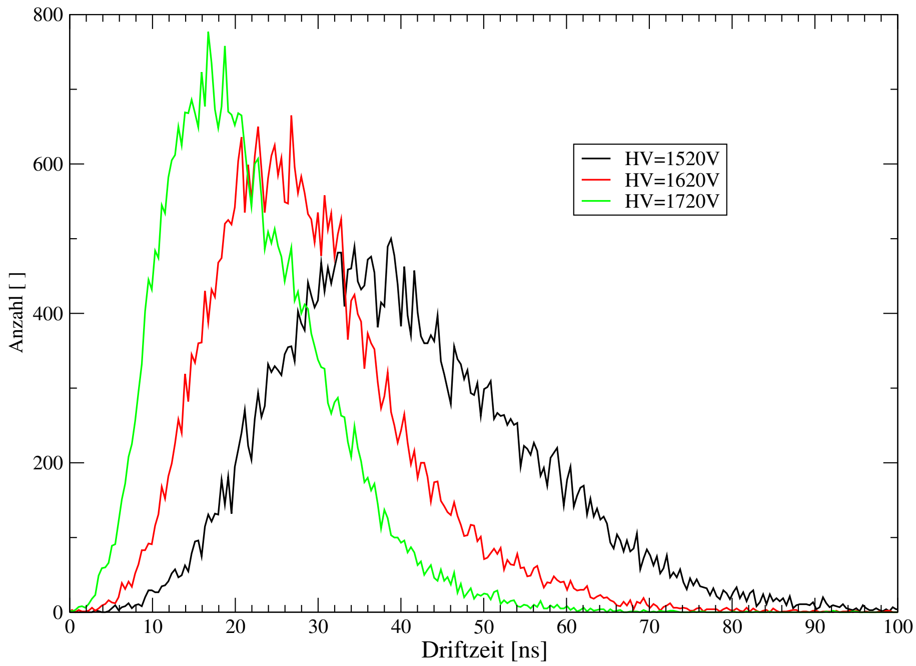

Abbildung 3.30: Driftzeitverteilung des Gases (67.2%Ar : 28.8%CO_2 : 4%N_2) bei verschiedenen Anodenspannungen

3.5 Zusammenfassung

Die für LHCb gewählte Gaszusammensetzung (75%Ar:10%CO_2:15%CF_4) ist in Bezug auf die Gasverstärkung, die Plateaubreite und die Energieauflösung, im Vergleich mit den anderen Gasmischungen, eine geeignete Wahl.

Die Energieauflösung ist beim Vergleich mit der Gasmischung (80%Ar:5%CO_2:15%CF_4) ist deutlich besser, außerdem wird am Streamer-Limit eine größere Gasverstärkung erreicht (Tab.3.6). Dies sind zwei entscheidende Vorteile für diese Gaszusammensetzung. Die etwas niedrigere maximale Driftgeschwindigkeit bei einem höheren CO_2 Anteil wird teilweise durch eine Erhöhung bei größeren Feldstärken (Vergleich von Abb. 2.9 (a) mit (b) und (c) mit (d)) ausgeglichen . In der unten stehenden Tabelle 3.8 sind die wichtigsten Gasparameter die mit dem VV50-2 gemessen wurden zusammengefasst.

Gasmischung Ar:CO_2:CF_4:N_2[%]	^{55}Fe Plateau [V]	^{106}Ru Plateau [V]	ΔU_2 [V]	G=20000 HV [V]	Energie-aufl. [%]
65: 5 :30: 0	1540-1800	1700-1880	72.0	1640	17.3
75:10 :15: 0	1340-1640	1540-1760	68.6	1480	12.2
80: 5 :15: 0	1340-1640	1520-1710	65.3	1460	14.5
90: 5 : 5: 0	1180-1420	1360-1520	55.5	1280	10.9
67.2:28.8 : 0 : 4	1360-1640	1540-1800	70.4	1490	9.6
68.6:29.4 : 0 : 2	1320-1620	1540-1770	71.9	1460	9.0
70:30: 0: 0	1320-1620	1540-1750	70.7	1440	10.1
95: 5: 0: 0	1060-12800	1220-(1280)	48.4	1140	9.8

Tabelle 3.8: Zusammenfassung der Messwerte aus der Messung mit dem VV50-2

Die Änderung der Driftgeschwindigkeit ist in Abbildung 3.29 für das LHCb Outer Tracker Gas und in Abbildung 3.30 für die Gasmischung mit einem Stickstoffanteil von 4% gezeigt, man erkennt klar, wie sich bei einer Erhöhung der Hochspannung die Driftzeit verringert. Ein Vergleich der beiden Gase zeigt auch eine deutlich kürzere Driftzeit bei der LHCb Gasmischung.

Driftzeitmessungen bei NIKHEF ergaben für die LHCb Outer Tracker Gasmischung 75%Ar:10%CO_2:15%CF_4 eine maximale Driftzeit von 32,5 ns [TDR01] , die ohne magnetisches Feld und bei einer Arbeitsspannung von 1550 V gemessen wurde. Die Driftgeschwindigkeit des für LHCb gewählten Gases ist also ausreichend groß um innerhalb der geforderten 40 ns die Signale der Teilchenspuren an den Vorverstärker auslesen zu können.

Durch eine Erhöhung der Arbeitsspannung von den vorgesehenen 1550 V [TDR01] auf zum Beispiel 1600 V könnte, falls dies notwendig wäre, eine kürzere Driftzeit erreicht werden. Dabei muss man jedoch beachten, dass mit der Arbeitsspannung die Gasverstärkung ansteigen. Dadurch nimmt auch die in dem Straw deponierte Ladung zu, was zu Alterungseffekten führen könnte.

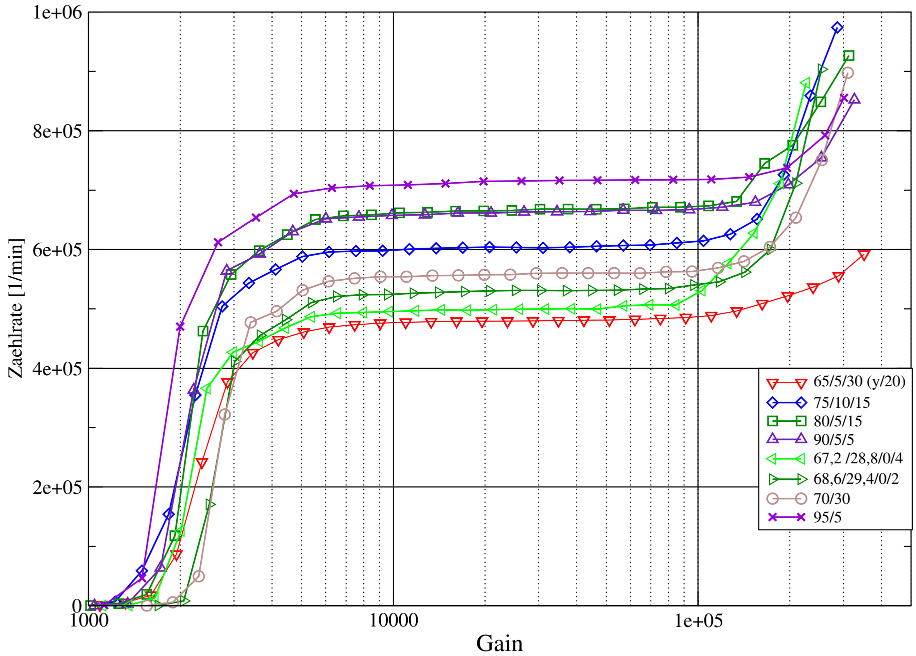

Abbildung 3.31: ^{55}Fe Plateaukurven in Abhängigkeit von der Gasverstärkung aller mit dem VV50-2 untersuchten Gasmischungen

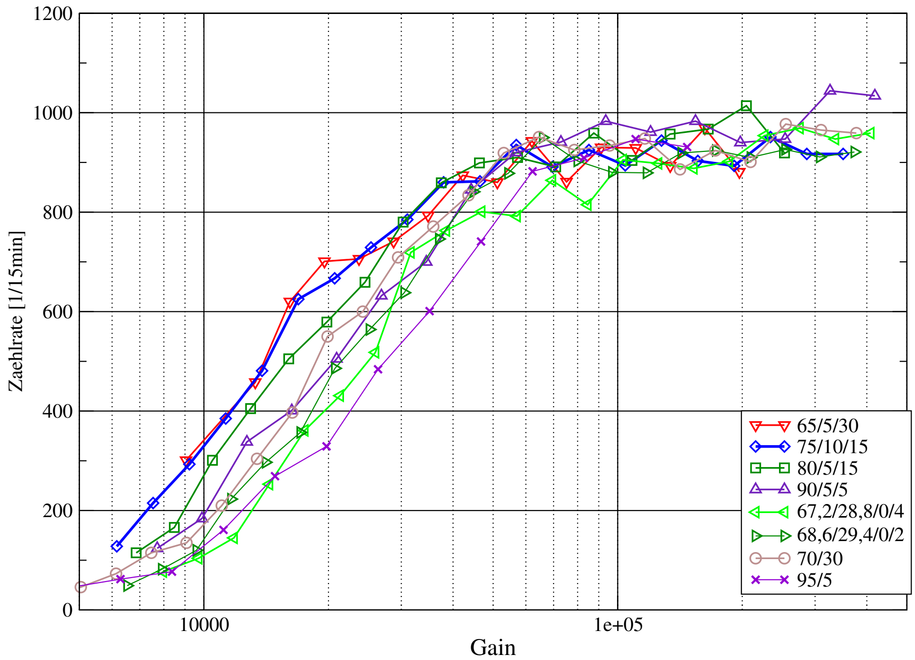

Abbildung 3.32: ^{106}Ru Plateaukurven in Abhängigkeit von der Gasverstärkung aller mit dem VV50-2 untersuchten Gasmischungen

Kapitel 4

Messung der Gasparameter mit dem ASDBLR Vorverstärker

Die Messungen die mit dem VV50-2 Vorverstärker durchgeführt wurden, können nicht direkt mit der Auslese des LHCb Detektors mit einem schnellen Vorverstärker, wie zum Beispiel dem ASDBLR (Amplifier Shaper Discriminator with Baseline Restoration) oder dem ASDQ, verglichen werden. Diese beiden im TDR vorgesehenen Vorverstärker besitzen kürzere Integrationszeiten als der VV50-2 und die hier integrierten Diskriminatoren haben niedrigere Triggerschwellen.

Tabelle 4.1 [ATLAS95] zeigt den Anteil der gesammelten Ladung in % in Abhängigkeit von der Integrationszeit. Die in der Tabelle angegebenen Werte beziehen sich auf den bei der Messung verwendeten Vorverstärker und Messaufbau, und lassen somit nur einen relativen Vergleich zu. Da der VV50-2 eine Integrationszeit von etwa 25 ns Sekunden

Integrationszeit [ns]	relativer Anteil der gesammelten Ladung [%]
15	3.8
20	4.7
25	5.4
30	6.1
35	6.7

Tabelle 4.1: Vom Vorverstärker gesammelter Bruchteil der Gesamtladung

gegenüber 20 ns beim ASDBLR aufweist, sollte die im ASDBLR deponierte Ladung um etwa 13% gegenüber dem langsameren VV50-2 reduziert sein. Die kurze Integrationszeit wird benötigt, um bei einer Bunch Crossing Rate von 40 MHz Doppelpulse auflösen zu können.

4.1 Testaufbau

Beim Testaufbau wurde das Double Kapton XC Straw durch ein Aluminium-Kapton XC Straw und einen neuen Messaufbau ersetzt, der ein besseres Erdungsschema ermöglicht.

4.1.1 Mechanischer Aufbau

Auf die GFK-Grundplatte wurde eine 25 μm dicke Aluminiumfolie aufgeklebt, damit eine gut leitende Verbindung zwischen der Aluminiumfolie des Straws und dem ASDBLR-Board hergestellt werden konnte. Hierzu wurde in einem Abstand von ungefähr 10 cm Silberleitkleber zwischen dem Straw und der aufgeklebten Aluminiumfolie aufgebracht. Das ASDBLR-Board wurde über eine Kupferplatte großflächig mit der Aluminiumfolie verbunden.

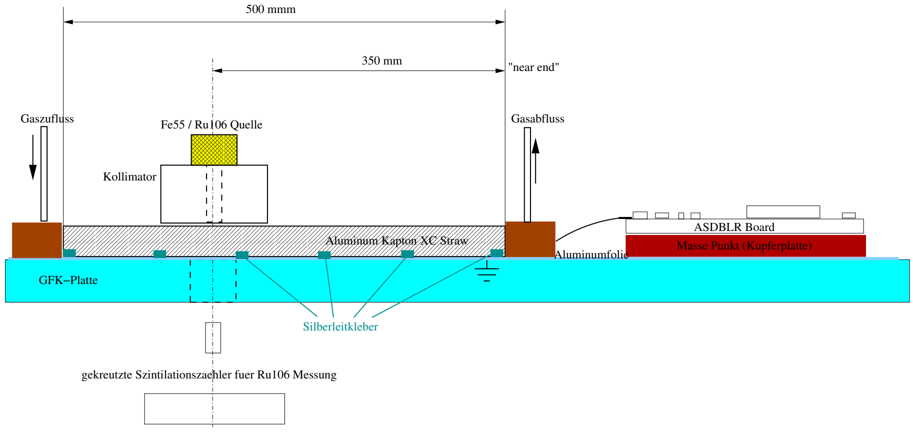

Abbildung 4.1: Mechanischer Aufbau bei der Messung mit dem ASDBLR und einem Aluminium Kapton XC Straw

4.1.2 Signalauslese

Für die Signalauslese wurde für die Plateaumessungen der jeweils gleiche Aufbau verwendet wie in Kapitel 3 bei der VV50-2 Messung. Es wurde lediglich statt des VV50-2 Ausgangssignals das digitale Ausgangssignal des ASDBLR in den Diskriminator D40 eingegeben, wobei der zweite digitale Ausgang mit 50 Ω abgeschlossen wurde. Die analogen Signale konnten nach der ersten Pulsformung (shaper) oder nach der Baseline Restauration direkt mit einem Oszillographen betrachtet und analysiert werden.

4.2 ASDBLR Parameter

Der ASDBLR ist ein integrierter Baustein, der eine Vorverstärker-, drei Pulsformungs-, und eine Baseline Restoration-Stufe sowie einen einstellbaren Diskriminator als Hauptelemente enthält. Pro Chip stehen 8 Kanäle zu Verfügung, von denen zwei einen analogen Monitor-Ausgang besitzen.

Die wichtigsten Parameter des ASDBLR sind :

- Pulsanstiegszeit 8 ns
- Integrationszeit 20 ns
- Strahlungshärte getestet bis 30 MRad
- Rauschen <0,3 fC RMS (ohne Eingangskapazität)
- Dikriminatorschwelle 2 fC
- Doppelpulsauflösung 25 ns

Die sehr niedrige Diskriminatorschwelle und das geringe Rauschen benötigt man um auf das erste ankommende Cluster sensitiv zu sein. Da der ASDBLR mit der Front-End Elektronik im nicht abgeschirmten Bereich des Detektors montiert wird, muss dieser die hohe Strahlenbelastung ohne funktionelle Schädigung überstehen. Die Baseline Restauration wird benötigt um die von den langsam driftenden Ionen hervorgerufenen nur langsam abfallenden Signalflanken zu unterdrücken, indem man das Signal invertiert überlagert.

Abbildung 4.2 zeigt ein ^{55}Fe Signal nach der ersten Pulsformung (a) und nach dem Baseline-Restorer (b). Selbst bei diesem kleinen Signal (HV=1500V) kann man klar die Unterdrückung des Signal Ausläufers erkennen, der durch die langsame Bewegung der Ionen verursacht wird. Der ASDBLR ist auf einem bei NIKHEF entwickelten Auslese-Board integriert, das bereits die HV-Verteilung, die Vorwiderstände und die Koppel-Kondensatoren enthält.

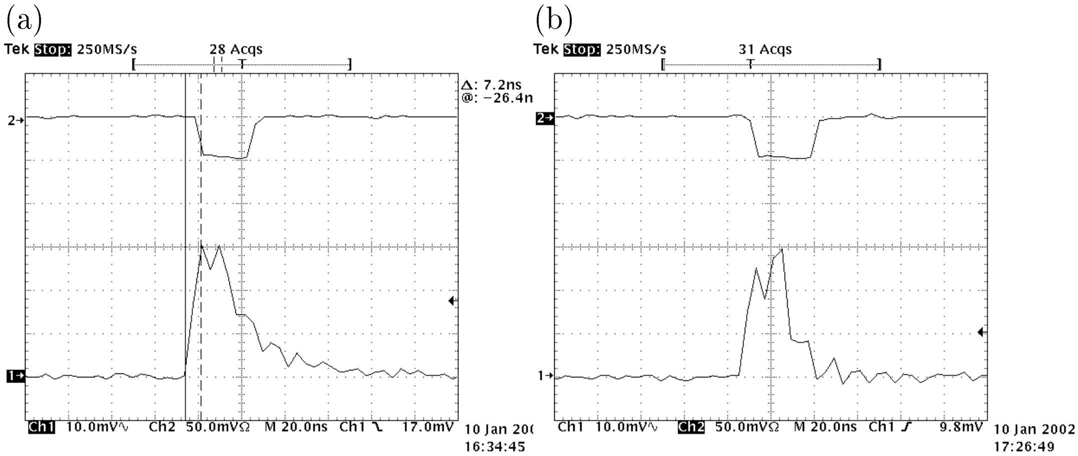

Abbildung 4.2: Auf Ch1 ist ^{55}Fe Signal nach der Pulsformung(a) und nach der Baseline Restauration (b) dargestellt. Ch2 zeigt das digitale Ausgangssignal des ASDBLR Boards an 50 Ω .

4.2.1 Noise

Um das ASDBLR Board bei kleinen Eingangsempfindlichkeiten, wie es bei diesem Test vorgesehen war betreiben zu können, war es zunächst notwendig das Rauschen durch ein optimiertes Erdungsschema zu minimieren. Als Massepunkt, auf dem die angeschlossenen Komponenten geerdet wurden wählte man eine Kupferplatte, die großflächig durch Silberleitkleber mit der Aluminiumfolie verbunden wurde, auf der sich das Test-Straw befand. Das Straw wiederum war ebenfalls, wie auf Abbildung 4.1 dargestellt, an 6 Punkten großflächig mittels Silberleitkleber mit der Aluminiumfolie verbunden. Das NIM Crate, der Oszillograph und die Stromversorgung für das ASDBLR-Board und das ASDBLR-Board selbst waren durch breite feinadrige Kupfer-Erdungskabel mit dem Massepunkt verbunden.

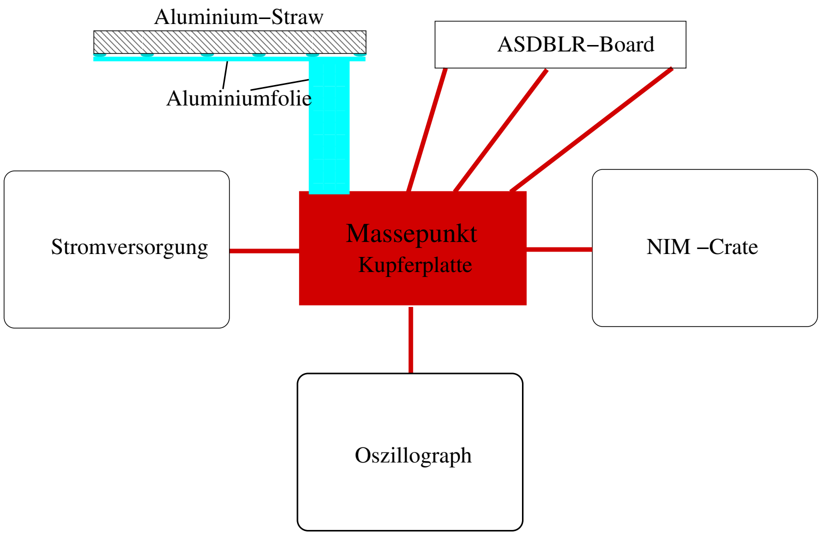

Abbildung 4.3: Erdungsschema des ASDBLR-Aufbaus

Die Noise Rate wurde durch eine Variation der Diskriminator Schwelle am Ausgang des ASDBLR bestimmt. Hierbei wurde die Zählrate des ASDBLR in Abhängigkeit von der an das Board angelegten Schwellenspannung gemessen, mit der man die Triggerschwelle des ASDBLR-Diskriminators einstellt. Das Rauschen wurde zunächst ohne Straw nur am ASDBLR-Board minimiert und gemessen. Danach wurde das Straw angeschlossen, das Erdungsschema nochmals optimiert, und anschließend die Noise Rate nochmals bestimmt. Die obere Kurve in Abbildung 4.4 zeigt den Noise der mit dem Straw gemessen wurde, die untere Kurve stammt von der Noise Rate des ASDBLR-Boards ohne Straw. Wie man sieht ist der Noise mit Straw, bei einer Schwellenspannung von 1,7 V um etwa eine Größenordnung über dem reinen Board-Noise. Die Ursache hierfür ist die höhere Eingangskapazität durch das Straw am Eingang des ASDBLR.

Wie ein Vergleich, mit dem an einem baugleichen Board im NIKHEF gemessenen Board-Noise zeigt, wurde die fast gleich Noise Rate ohne Straw mit dem in Abbildung 4.3 dargestellten Erdungsschema erreicht. Bei einer Schwellenspannung von 1,7 V, die in etwa der im LHCb Experiment verwendeten Schwelle entspricht, lag der im NIKHEF gemessene Wert mit ungefähr 2 kHz etwas über dem hier gemessenen Wert von 1,4 kHz.

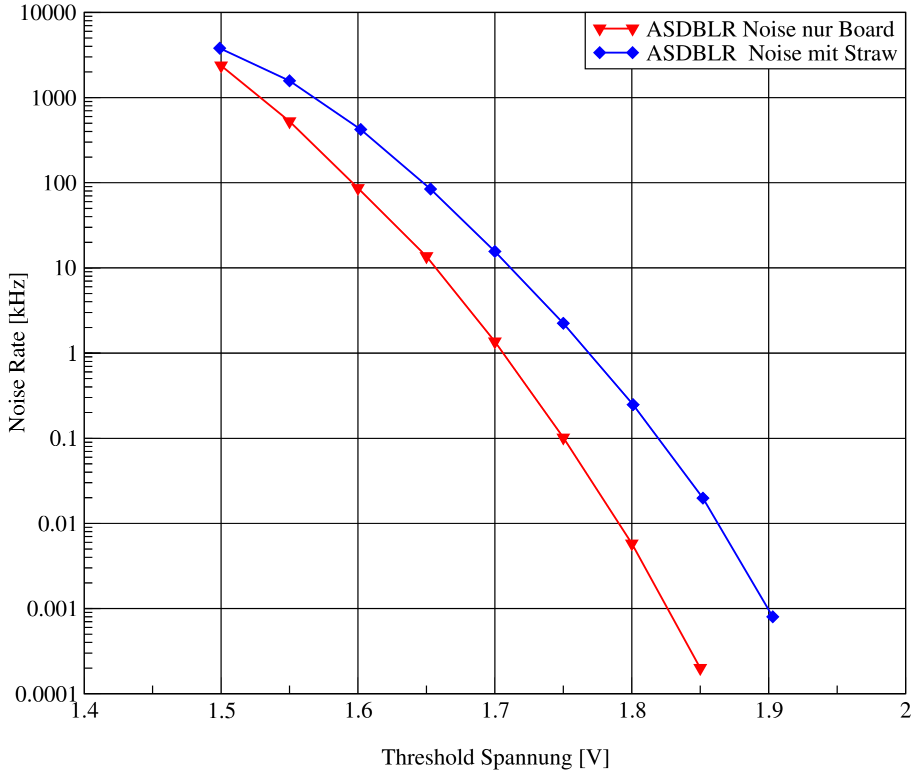

Abbildung 4.4: Noise des ASDBLR Board mit und ohne Straw.

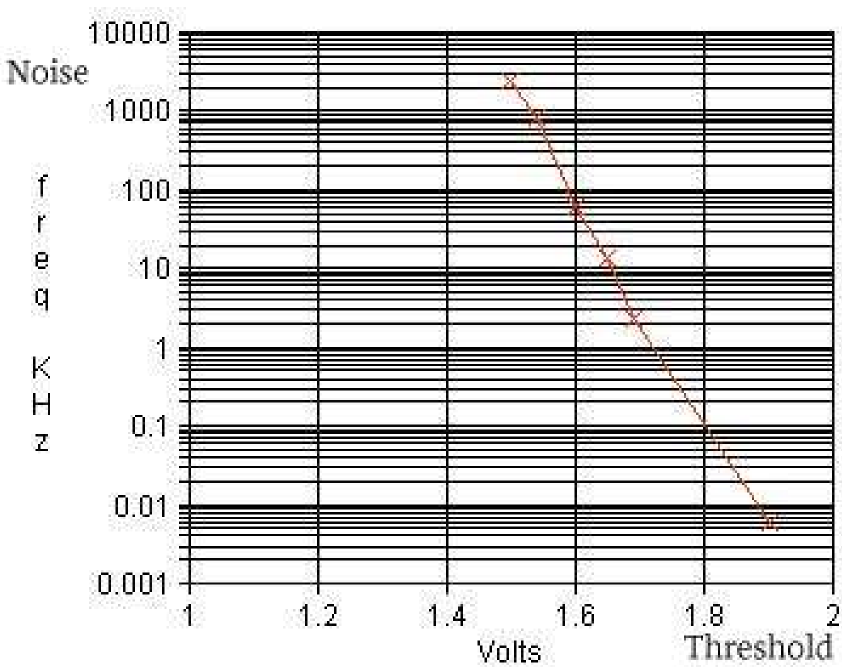

Abbildung 4.5: Noise des ASDBLR Board gemessen bei NIKHEF [Sluijk01]

4.2.2 Ladungsempfindlichkeit

Die Ladungsempfindlichkeit wurde über eine Schwellenspannung, die auf das ASDBLR-Board gegeben wurde, am ASDBLR-Diskriminator eingestellt. Um den Zusammenhang zwischen der angelegten Schwellenspannung und der Ladungsempfindlichkeit zu erhalten, wurde eine Kalibrationskurve gemessen.

Hierzu wurde, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, das Signal eines mit einem 10pF Kondensator eingekopplten Pulses in den Eingang des ASDBLR gegeben. Die Amplitude des Pulses wurde am Puls Generator eingestellt. Da der dort einstellbare Spannungsbereich um etwa zwei bis drei Größenordnungen zu groß, war wurde ein Abschwächer eingebaut und auf 40 dB beziehungsweise 60 dB eingestellt. Mittels einer Koinzidenz-Schaltung zwischen dem Puls Generator und dem digitale Ausgang des ASDBLR wurde der Noise herausgefiltert. Die Schwellenspannung wurde variiert und an einem Digital-Multimeter abgelesen, bis die gemessene Zählrate der Hälfte der am Puls Generator eingestellten Rate entsprach. Die im ASDBLR deponierte Ladung ist dann $Q=U\times 10$ pF, wobei U die Amplitude des Pulses ist.

Abbildung 4.7 zeigt die ermittelte Kalibrationskurve. Ein Vergleich mit einer bei NIKHEF durchgeführten Messung in Abbildung 4.8 [Sluijk01] zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Die Umrechnung zwischen Schwellenspannung und Ladung im Bereich zwischen 3 fC und 10 fC wurde mit einem linearen Fit dieser Messwerte durchgeführt.

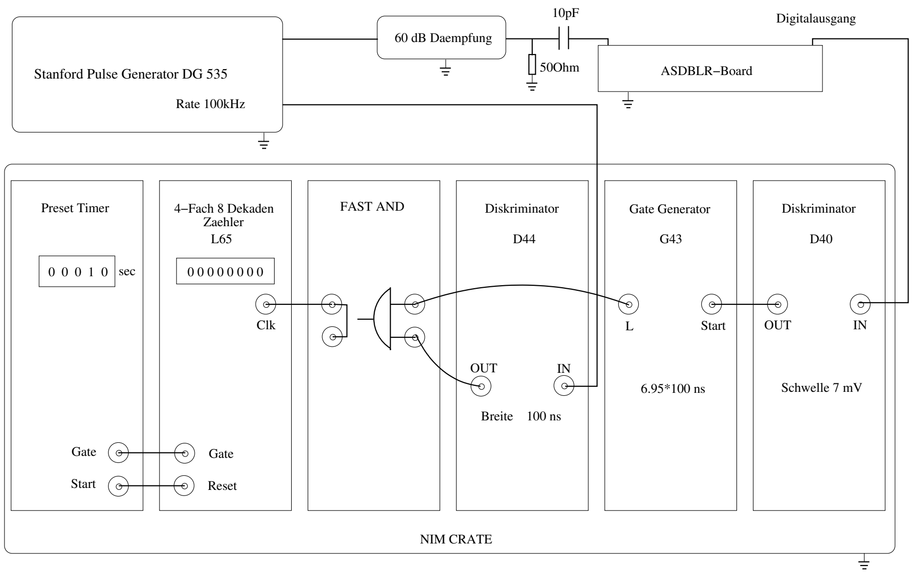

Abbildung 4.6: Messung der Eingangsempfindlichkeit des ASDBLR.

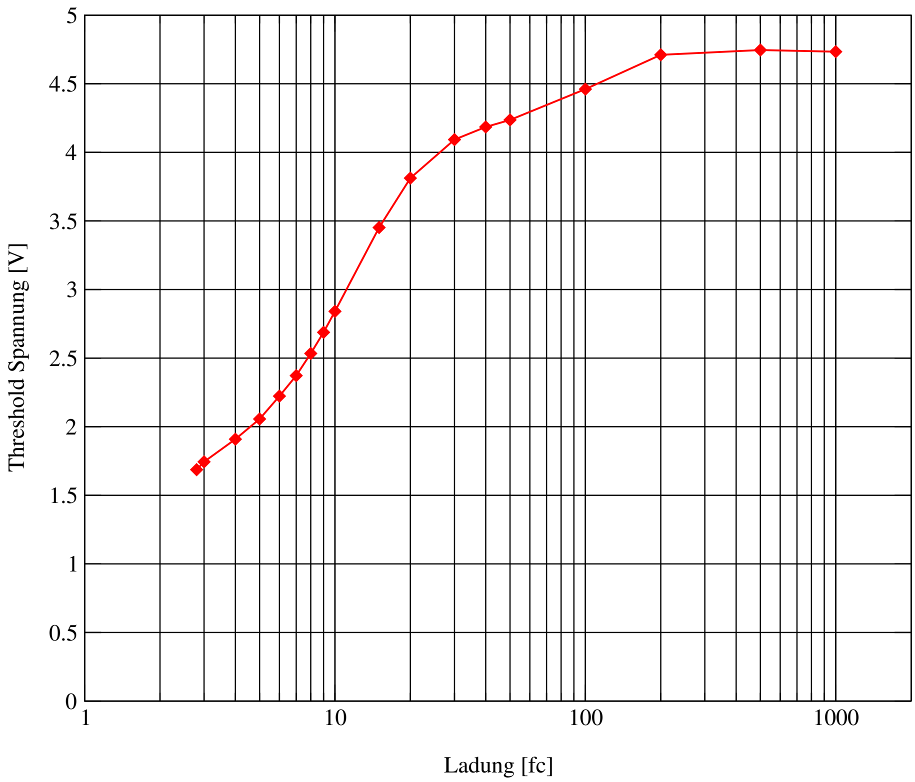

Abbildung 4.7: Eingangsempfindlichkeit der Ladung in Abhängigkeit der angelegten Schwellenspannung.

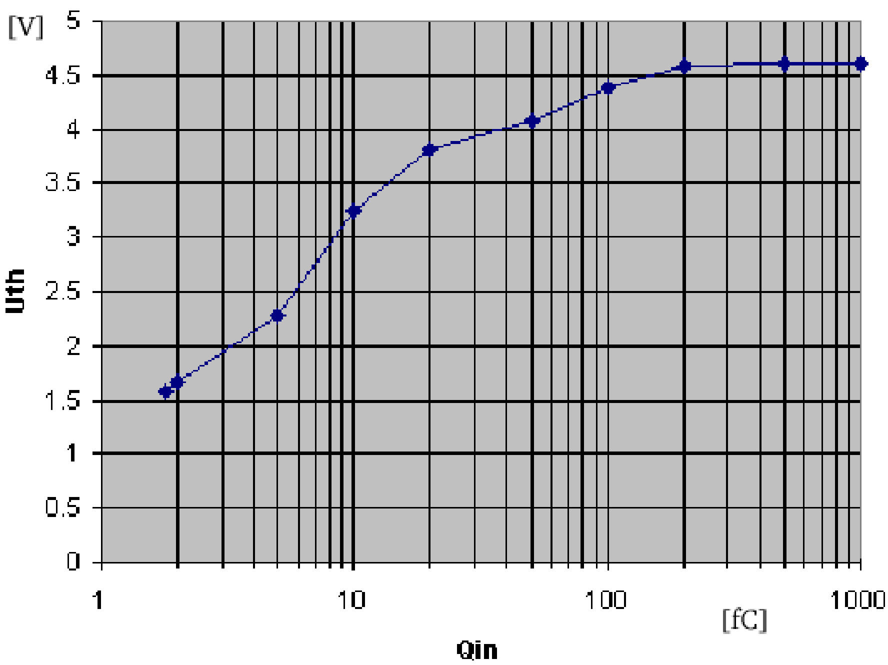

Abbildung 4.8: Eingangsempfindlichkeit der Ladung in Abhängigkeit der Schwellenspannung gemessen am NIKHEF mit einem baugleichen ASDBLR Board. [Sluijk01]

4.3 Ergebnisse der ASDBLR Messungen

4.3.1 Vergleich mit dem VV50-2 und dem Kapton XC Straw

Um den neuen Aufbau mit dem Aluminium Kapton-XC Straw zu überprüfen, wurden zunächst einige Vergleichsmessungen mit dem VV50-2 durchgeführt, um den Einfluss des neuen Aufbaus mit dem Double-Kapton XC Straw vergleichen zu können. Wie bei den VV50 Messungen in Kapitel 3 wurden bei der ASDBLR Messung der Einfluss der Diskriminatorschwelle, also der minimal nachweisbaren Ladung, auf den ^{55}Fe Plateauanfang untersucht.

Abbildung 4.9 zeigt die gemessenen Plateaukurven mit ^{55}Fe für Aluminium-Kapton Straw bei verschiedenen Schwellenspannungen, sowie die Vergleichsmessung mit dem VV50-2 und einem Double-Kapton Straw. Die Zählrate erhöhte sich, da ein Kollimator mit einer größeren Fläche verwendet wurde, um die Intensitätsabschwächung durch die Aluminiumfolie des Straws auszugleichen. Das Plateauende befindet sich bei allen

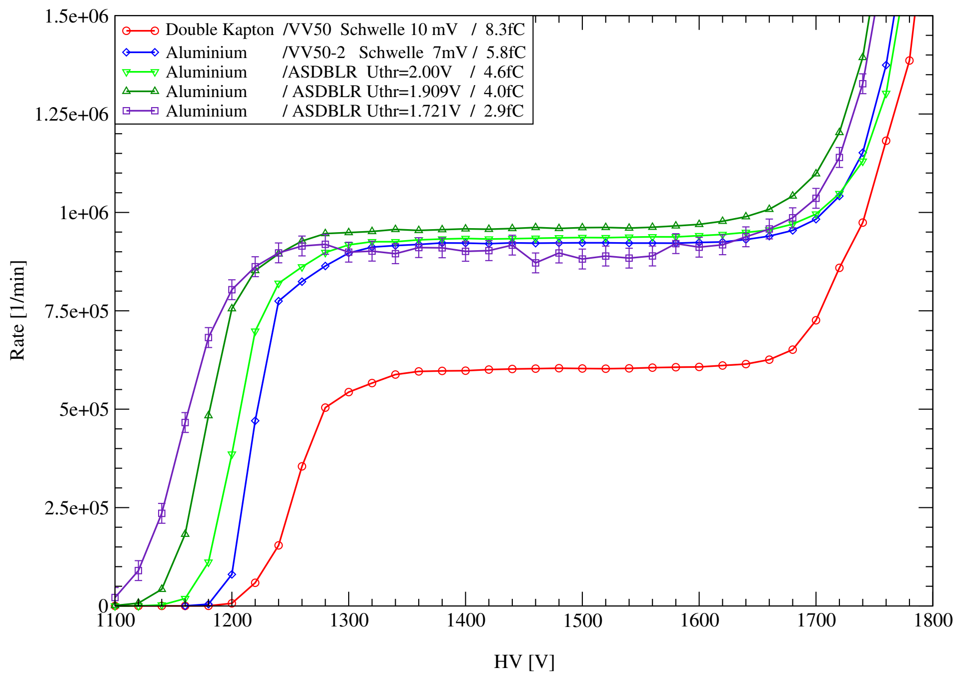

Abbildung 4.9: Vergleichsmessung der Ladungsempfindlichkeit des ASDBLR mit einer ^{55}Fe Quelle, sowie ein Vergleich mit dem alten Versuchsaufbau. Das verwendete Zählgas war die LHCb Outer Tracker Gasmischung.

Messungen die in Abbildung 4.9 dargestellt sind zwischen 1620 V und 1640 V, die Spannung am gemessenen Plateauanfang lag um so niedriger, je kleiner die Ladungsempfindlichkeit gewählt wurde. Die Tabelle 4.2 enthält die ermittelten Werte nach der Definition aus Kapitel 3 . Die Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle erkennt man am deutlichsten, wenn man die Flanken des Plateauanstiegs miteinander vergleicht.

Schwelle [fC]	Plateauanfang [V]	Plateauende [V]
2.9	1240	1640
4.0	1280	1620
4.6	1300	1640
5.8	1320	1640
8.3	1340	1640

Tabelle 4.2: Plateauanfang und -ende in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle, gemessen mit (75%Ar:10%CO_2:15%CF_4).

4.3.2 Plateaumessungen mit ^{55} Fe und ^{106}Ru

Die Plateaumessungen und die Gainmessung mit dem ASDBLR wurden mit drei Gasmischungen durchgeführt, die am DESY in Flaschen gemischt wurden. Dies waren die HERAb Outer Tracker (65%Ar:3%CO_2:30%CF_4), die LHCb Outer Tracker (75%Ar:10%CO_2:15%CF_4) und die Mischung (70%Ar:30%CO_2:0%CF_4). Die Auswertung erfolgte wie in Kapitel 3 beschrieben.

Die Abbildung 4.16 zeigt die Plateaumessungen mit ^{55}Fe, der Plateauanfang ist trotz der kürzeren Integrationszeit und der damit kleineren gesammelten Ladung, infolge der kleineren Nachweisgrenze von 4 fC gegenüber den Messungen mit dem VV50, zu kleineren Anodenspannungen hin verschoben, die Verschiebung lag zwischen 60 V bis 100 V. Wie bei der VV50 Messung verschob sich der Plateauanfang mit zunehmendem CF_4 Gehalt zu höheren Anodenspannungen. Die eingestellte Schwelle von 4 fC wurde,

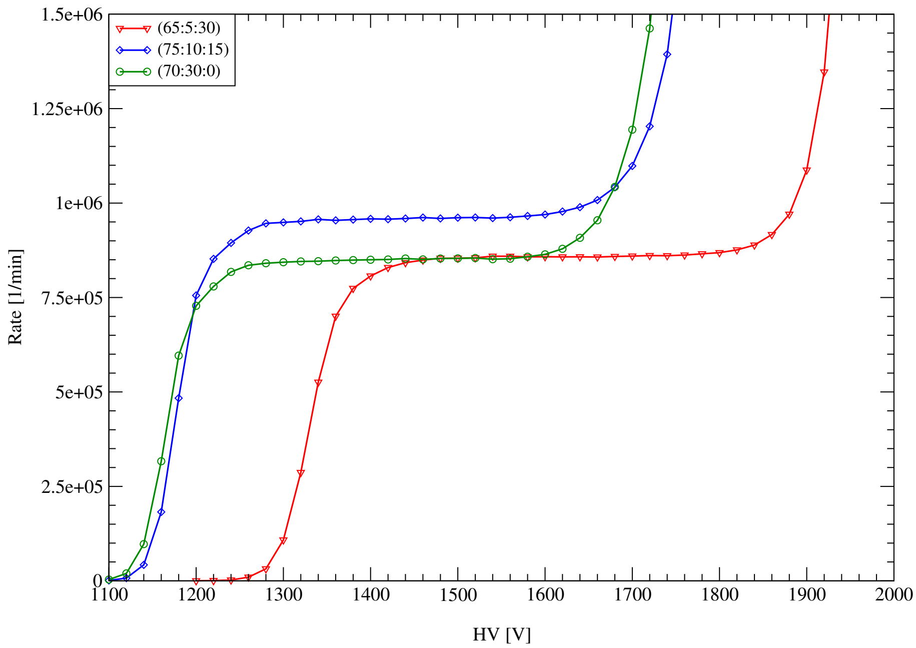

Abbildung 4.10: ^{55}Fe Plateaumessung mit dem ASDBLR bei einer Diskriminatorschwelle von 4 fC

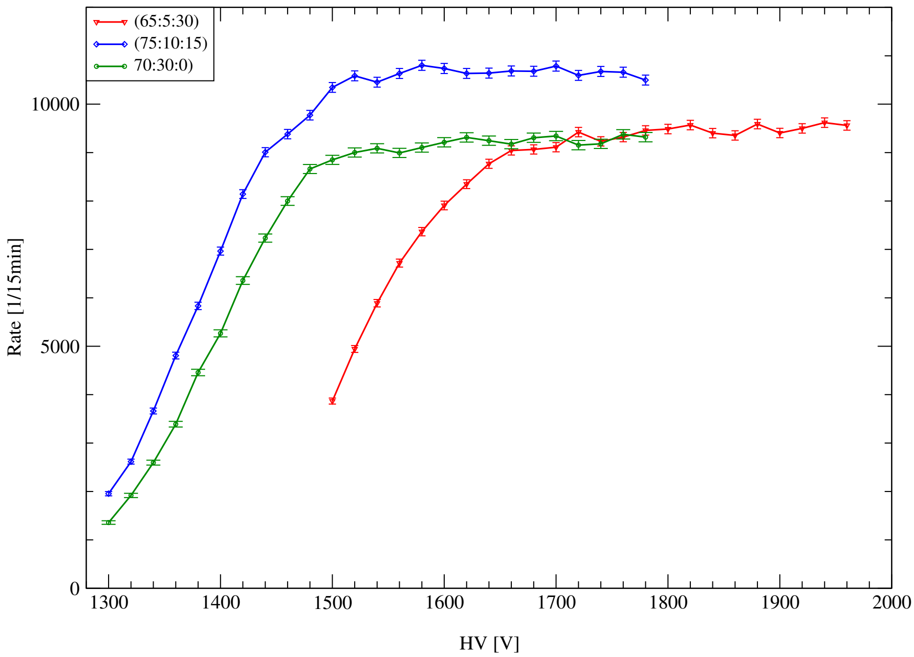

Abbildung 4.11: ^{106}Ru Plateaumessung mit dem ASDBLR bei 3fC

bei einer Schwellenspannung von 1,909 V so gewählt, dass das Verhältnis von Signal zu Rauschen in etwa 1000 betrug und das Rauschen somit keinen Einfluss auf die Ratenmessung mit ^{55}Fe hatte.

Auch bei den mit ^{106}Ru gemessenen Plateaus in Abbildung 4.11, verschob sich der Plateauanfang zu kleineren Anodenspannungen. Bei der ^{106}Ru Messung konnte wegen der Koinzidenzschaltung mit den Szintillatoren, die Triggerschwelle des ASDBLR-Diskriminators auf 1,744 V, was einer Ladung von 3 fC entspricht, gesenkt werden.

Bei den in Abbildung 4.12 dargestellten Streamerhäufigkeiten erkennt man ,dass bei dem LHCb OT Gas und dem Gas 70%Ar:30% CO_2 die Streamer bei der gleichen Hochspannung einsetzten, wohingegen beim HERAb OT Gas diese erst später auftreten. Das Streamer-Limit, das heißt die Spannung bei einer Streamerhäufigkeit von 10^{-4}, stimmte für das LHCb Gas mit dem in Kapitel 3 ermittelten Wert (Tab. 3.1) überein, und wich für die beiden anderen Gase im Bereich der Messauflösung von 10 V, um 10 V von den mit dem Double Kapton XC Straw ermittelten Werten ab.

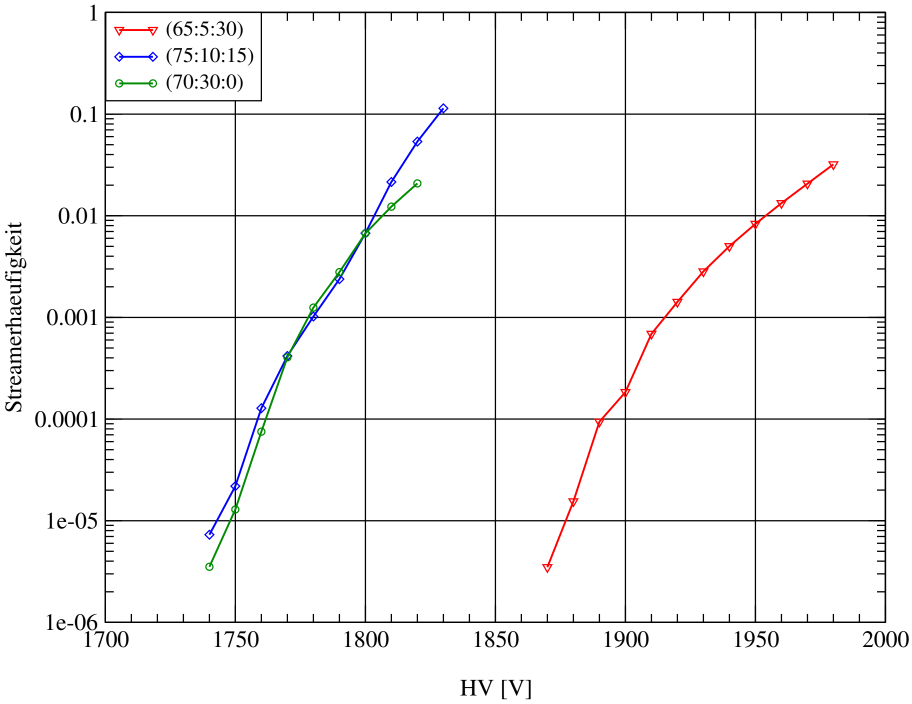

Abbildung 4.12: ^{55}Fe Streamerhäufigkeit der drei untersuchten Gase

4.3.3 Gasverstärkung

Die Auswertung und der Fit der in Abbildung 4.13 dargestellten Werte erfolgte wie im Kapitel 3 beschrieben. Wie an der Steigung der Gainkurven zu sehen ist, hat das Gas mit einem CF_4 Gehalt von 30% die flachste Gainkurve der hier gemessenen Gase, was auf ein größeres Attachment hinweist. Die Spannungen bei einem Gain von 20000 in Tabelle 4.3 stimmten mit dem Werten aus der Messung mit dem Double Kapton XC Straw in Kapitel 3 (Tabelle 3.8) gut überein.

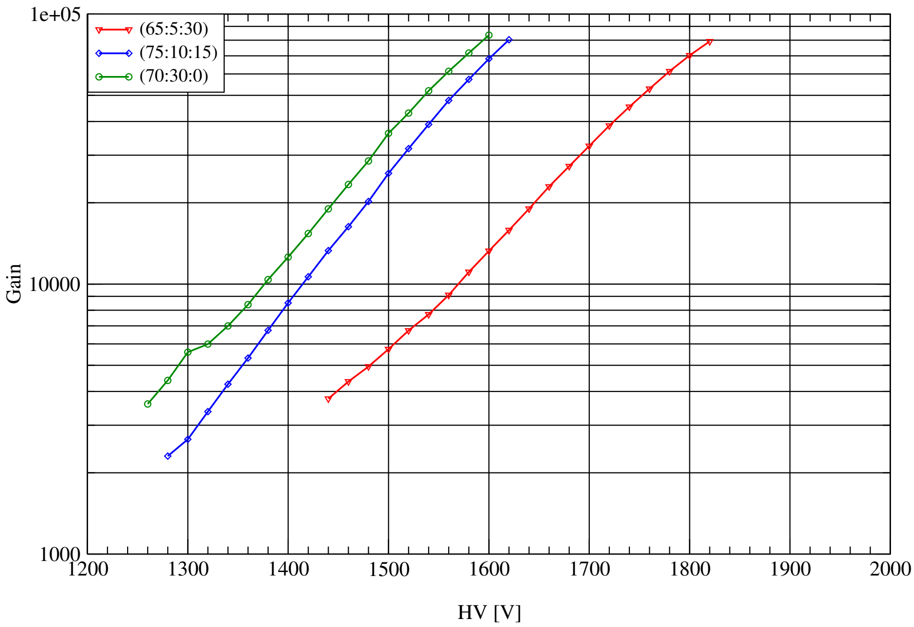

Abbildung 4.13: Gasverstärkung ermittelt aus der Strom und Plateaumessung

Gaszusammensetzung [%]	Parameter A_0	Parameter A_1 [V^{-1}]	ΔU_2 [V]
Ar 65:CO_2 5:CF_4 30	0.009365	0.008851	78.3
Ar 75:CO_2 10:CF_4 15	0.001539	0.011077	62.5
Ar 70:CO_2 30	0.007895	0.010205	67.9

Tabelle 4.3: Parameter aus dem exponentiellen Fit der Gainkurven Abb. 3.23 der mit dem ASDBLR untersuchten drei Gasmischungen

Parameter aus dem Fit der gemessenen Gainkurven mit :

$$G_I(V) = A_0 e^{A_1 V} \tag{4.1}$$

$$\Delta U_2 = \frac{ln2}{A_1} \tag{4.2}$$

4.4 Streamermessung mit Alpha-Teilchen

Mit diesem Test sollte untersucht werden, ob bei stark ionisierenden Teilchen, wie den hier verwendeten α-Teilchen, unerwartete Effekte wie zum Beispiel nicht limitierte Streamer oder Gasentladungen vor dem mit ^{55}Fe bestimmten Streamer Limit auftreten.

4.4.1 Versuchsaufbau Alpha-Teilchen

Um Alpha-Teilchen trotz ihrer kurzen Reichweite mit einer ausreichenden Rate in das Zählgasvolumen zu bekommen, wurde ein so genannter Alpha-Topf in den Gaszufluss unmittelbar vor dem Straw eingebaut. In diesem Edelstahlgefäss befand sich eine Quelle 10g natürlichen Thoriums. Das ^{232}Th zerfällt über drei α und zwei β^- Zerfälle in ^{220}Rn, das als Edelgas mit dem durch den Alpha-Topf strömende Zählgas in das Straw gelangte und mit einer Halbwertszeit von 55,6 s unter Aussendung eines weiteren α-Teilchens mit einer Energie von 6,28 MeV in ^{216}Po zerfällt, welches ebenfalls über einen Alpha-Zerfall in ^{212} Pb übergeht. Der Gasfluss war auf 17 cm^3/min eingestellt, das Zählgas war die LHCb Outer Tracker Gasmischung (75%Ar:10%CO_2:15%CF_4).

4.4.2 Messung mit Alpha-Teilchen

Zunächst wurde die Zerfallsrate im Straw bestimmt. Hierzu wurde das Signal vom Koppelkondensator in einen Diskriminator gegeben und anschließend mit einem Zähler bei einer Messzeit von 100 s die Rate gemessen.

Abbildung 4.14 zeigt die Ratenmessung in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung. Bei einer Rate von etwa 25 Hz ist ein Plateau erkennbar, die Alpha-Zerfallsrate im Straw lag somit auch bei ungefähr 25 Hz. Bei der Messung schwankte der Anodenstrom des Straws um etwa einen Faktor 2, bei zum Beispiel 1550 V zwischen 4 nA und 8 nA, was auf die großen deponierten Ladungen bei einem Alpha-Zerfall und die statistischen Fluktuationen in der Rate zurückzuführen ist.

Eine Messung mit dem in Kapitel 3 benutzten Streamer-Trigger war nicht möglich, da bei einem normalen Ionisationsprozess eines Alpha-Teilchens soviel Ladung erzeugt wurde, dass eine Unterscheidung auch durch Erhöhung der Streamerschwelle nicht möglich war. Deshalb wurden die Signale auf einem Oszillographen beim Erhöhen der Spannung beobachtet, wobei keine außergewöhnlichen Signale, das heißt vor allem keine Durchschläge, bis zu einer Anodenspannung von 1850 V beobachtet wurden.

Die im Zählgas nachgewiesene mittlere Energie betrug bei einer Anodenspannung von 1550 V (G=44000) mit einem Strom von etwa 6 nA und einer Rate von 25 Hz ungefähr 0,9 MeV, die Reichweite der Alpha-Teilchen beträgt in Argon unter Normalbedingungen etwa 4 cm . Die im Straw deponierte Ladung hängt auch von der Richtung ab, in der das Alpha-Teilchen relativ zur Straw-Achse emittiert wird. Wenn das Alpha-Teilchen parallel zum Anodendraht emittiert wird, kann es seine gesamte Energie im Zählgas deponieren, wohingegen ein in der Kathodennähe senkrecht zum Zähldraht emittiertes

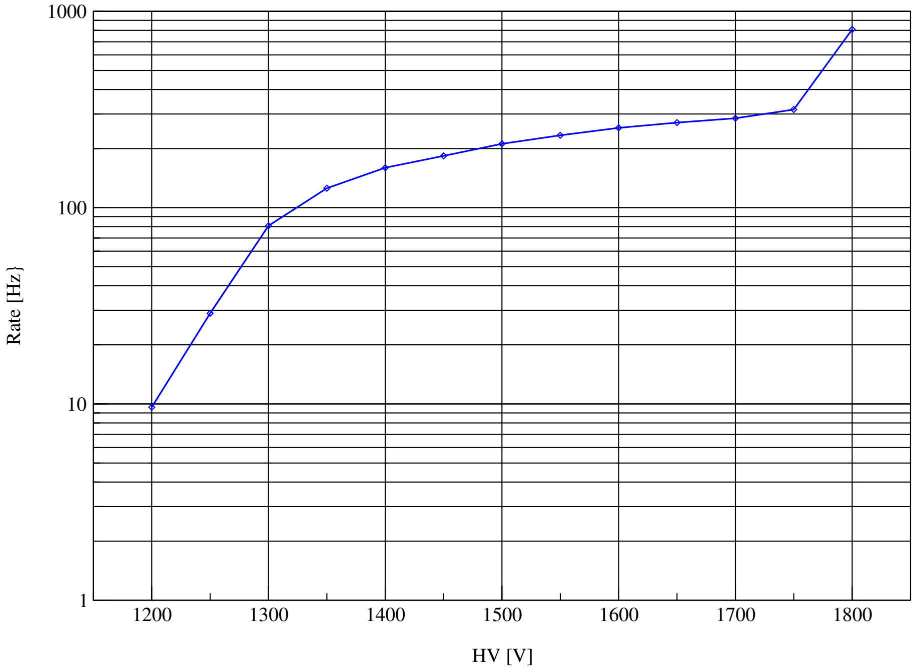

Abbildung 4.14: Rate der im Straw nachgewiesenen Alpha Teilchen, gemessen ohne Vorverstärker

Alpha-Teilchen nur einen kleinen Bruchteil seiner Energie im Gas deponiert, wenn es durch die dünne Kathodenwand aus dem Straw entweicht.

4.5 Zusammenfassung und Vergleich mit den VV50-Messungen

Bei den Messungen mit dem VV50-2 und dem ASDBLR sind unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Diskriminatorschwellen keine Abweichungen zwischen den beiden Straws feststellbar, wie ein Vergleich der Messwerte aus der VV50 Messung in Tabelle 4.5 und den ASDBLR Messwerten in Tabelle 4.4 zeigt. Die beiden Vorverstärker haben keinen allzu großen Einfluss auf die Plateaubreiten, die bei beiden Messungen ausreichend und für einen sicheren Betrieb geeignet waren.

Aus der Messung der Energieauflösung von 12.2% mit dem VV50-2 und des Plateaus von ^{106}Ru (1500-1760V) mit dem ASDBLR kann man folgern, dass die LHCb Gasmischung (75%Ar:10%CO_2:15%CF_4) eine geeignete Wahl ist in Bezug auf die Plateaubreite, die Gasverstärkung und das Quenching.

Da bei der Gainmessung der um das Attachment reduzierte Gain gemessen wurde, ist der Plateauanfang nur von der Triggerschwelle des Diskriminators abhängig. Der Plateauanfang lag bei der Ruthenium-Messung mit dem VV50-2, wie in der Abbildung 3.32 zu sehen ist, nahezu unabhängig von der Gaszusammensetzung bei einem Gain zwischen 50000 und 60000 wobei die Diskriminatorschwelle bei etwa 8fC lag. Bei der Messung mit dem ASDBLR war der Plateauanfang wegen der niedrigeren Diskriminatorschwelle von 3 fC, wie in Abbildung 4.15 zu sehen ist, bei einem Gain von etwa 25000.

Bei der Messung mit der ^{55}Fe-Quelle war das gleiche, wegen der größeren Anzahl von Primärelektronen, bei einem kleineren Gain zu beobachten. In Abbildung 4.16 liegt der Plateauanfang bei einem Gain von 2000 bei dem LHCb OT Gas und bei den anderen beiden Gasen bei einem Gain von 3000 (Abb. 3.31). Der Gain am durch das Streamer-Limit definierte Plateauende hing jedoch stark von der Gaszusammensetzung ab. Setzt man ein ausreichendes Quenching, voraus ist der tatsächliche maximale Gain für alle Gasmischungen in etwa gleich groß und wird beim hier gemessenen reduzierten Gain hauptsächlich vom Attachment bestimmt. Somit ist ein kleiner Gain am Streamer-Limit (Tabelle 3.6) ein Anzeichen für ein großes Attachment.

Mit Tabelle 3.6 sieht man, dass das LHCb-OT Gas 84% , die Mischung 80%Ar:5%CO_2:15%CF_4 67% und die HERAb OT Mischung 47% des Gains der 70%Ar:30%CO_2 Gasmischung ohne CF_4 erreichen. Zusammen mit den in Kapitel 3 gemessenen Energieauflösungen kann man folgern, dass das Attachment der LHCb Gasmischung deutlich kleiner ist, als bei den anderen beiden oben Genannten Mischungen mit CF_4 Anteilen von 15% beziehungsweise 30%.

Da die Driftzeit der für den LHCb Outer Tracker vorgesehenen Gasmischung 75%Ar:10%CO_2:15%CF_4 mit 32.5ns [TDR01], bei einer Hochspannung von 1550V ohne magnetisches Feld, ausreichend kurz für den Betrieb von LHCb ist, und die gemessenen Gasparameter einen sicheren Betrieb anzeigen, kann die Entscheidung für dieses Zählgas nochmals bestätigt werden.

Gasmischung Ar:CO_2:CF_4:N_2[%]	^{55}Fe Plateau [V]	^{106}Ru Plateau [V]	ΔU_2 [V]	HV(G=20000) HV [V]	Energie-aufl. [%]
65: 5 :30: 0	1540-1800	1700-1880	72.0	1640	17.3
75:10 :15: 0	1340-1640	1540-1760	68.6	1480	12.2
80: 5 :15: 0	1340-1640	1520-1710	65.3	1460	14.5
90: 5 : 5: 0	1180-1420	1360-1520	55.5	1280	10.9
67.2:28.8 : 0 : 4	1360-1640	1540-1800	70.4	1490	9.6
68.6:29.4 : 0 : 2	1320-1620	1540-1770	71.9	1460	9.0
70:30: 0: 0	1320-1620	1540-1750	70.7	1440	10.1
95: 5: 0: 0	1060-12800	1220-(1280)	48.4	1140	9.8

Tabelle 4.4: Zusammenfassung der Messwerte aus der Messung mit dem VV50-2

Gasmischung Ar:CO_2:CF_4:N_2[%]	^{55}Fe Plateau [V]	^{106}Ru Plateau [V]	ΔU_2 [V]	HV(G=20000) [V]
65: 5 :30: 0	1440-1820	1660-1890	78.3	1650
75:10 :15: 0	1280-1620	1500-1760	62.5	1480
70:30: 0: 0	1260-1600	1500-1760	67.9	1440

Tabelle 4.5: Zusammenfassung der Messwerte aus der Messung mit dem ASDBLR

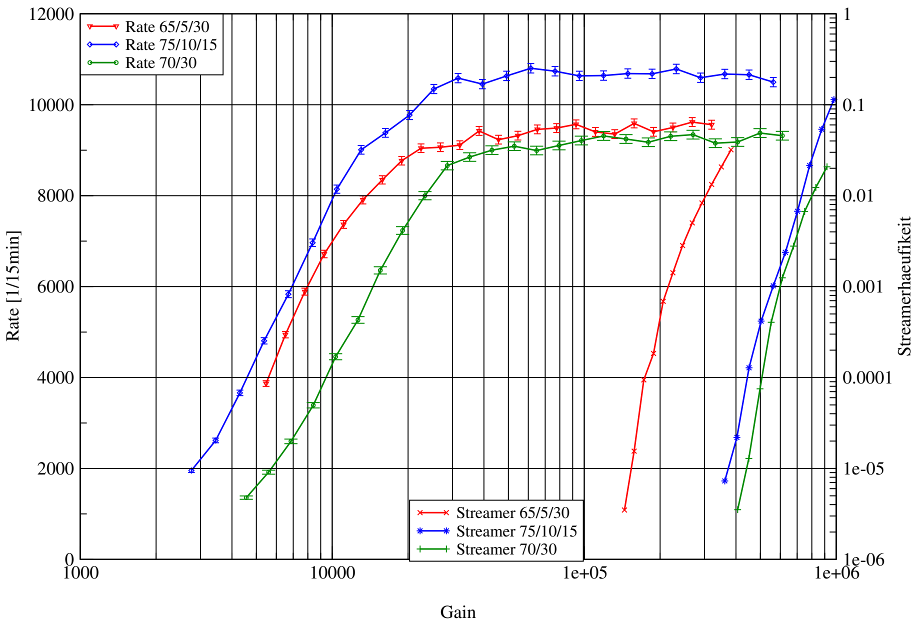

Abbildung 4.15: ^{106}Ru Plateaumessung mit dem ASDBLR bei 3fC zusammen mit der ^{55}Fe Streamerhäufigkeit in Abhängigkeit der Gasverstärkung

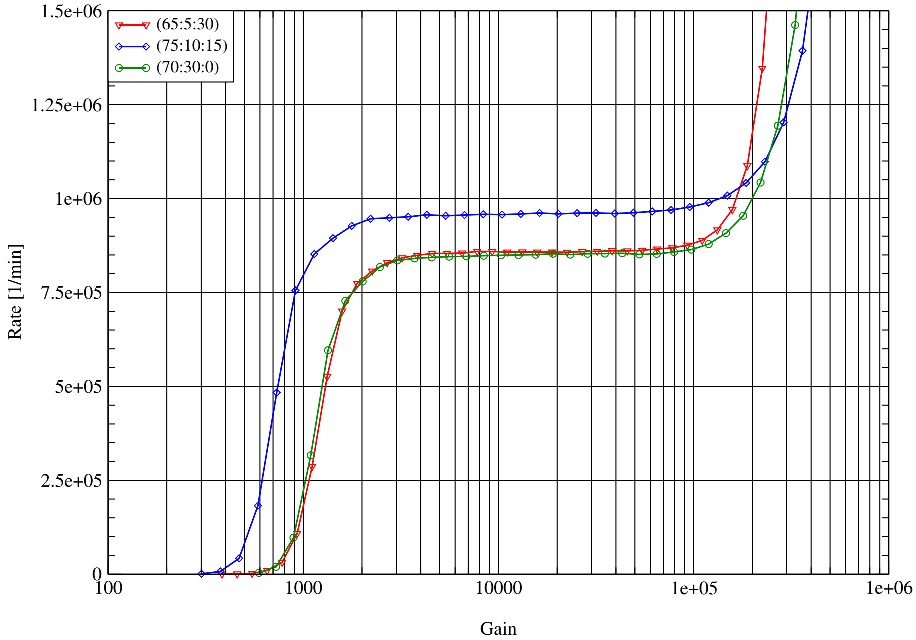

Abbildung 4.16: ^{55}Fe Plateaumessung mit dem ASDBLR bei 4 fC in Abhängigkeit von der Gasverstärkung

Kapitel 5

Entwicklung von Straw Modulen für das LHCb Experiment

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt, die für die Entwicklung der Straw-Module und den Bau eines Prototypen am Physikalischen Institut in Heidelberg notwendig waren. In den nachfolgenden Kapiteln werden einige dieser Untersuchungen und Messungen vorgestellt.

5.1 Material der Modul-Trägerplatten

Die Tragestruktur der Module des LHCb Outer Tracker besteht aus zwei 100μm dünnen Kohlefaser(CFK)-Häuten, die mit einem 10mm dicken Kern verklebt sind. Für diesen Kern war bisher eine Wabenstruktur (Honey-Comb) aus Kapton vorgesehen, die eine sehr kurze Strahlungslänge besitzt.

Die Straws werden, wie in Abbildung 5.1 einem Schnitt durch ein Modul zu sehen ist, auf die Aluminiumfolie der Platten aufgeklebt. Die Module werden an den Seiten mit GFK-Streifen zusammengeklebt, so dass mit den ebenfalls verklebten Endstücken, in denen die Straws aufgenommen werden, eine geschlossene Box entsteht. Diese Box soll gasdicht sein.

Beim Bau des ersten Prototypen traten Probleme mit der Gasdichtigkeit der Module auf. Vorgesehen sind zwar zwei getrennte Gaskreisläufe für die Straws und die Modul-Box. Um jedoch sicher zu stellen, dass keine Verunreinigungen in das Straw-Volumen hinein diffundieren, müssen beide Gaskreisläufe unabhängig voneinander dicht sein. Die Kohlefaserschichten enthalten wegen ihrer geringen Dicke kleine Poren, und sind deshalb nicht gasdicht. Die auf der Innenseite der Honeycomb-Platten aufgeklebten Aluminiumfolien machen zwar diese Schicht gasdicht, jedoch kann wie in Abbildung 5.1 gezeigt ist das Gas zwischen den GFK-Seitenstreifen und den Rändern der Platten unter den senkrecht stehenden Waben durchströmen und gelangt so an die CFK-Außenhaut und kann durch die Poren entweichen.

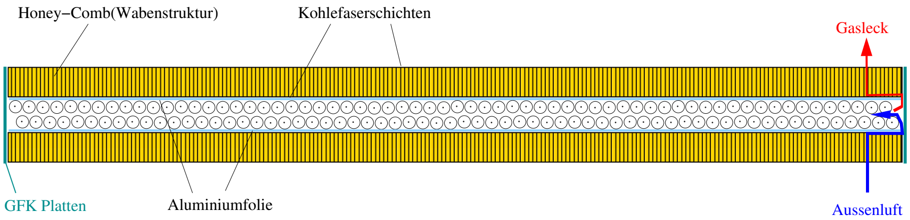

Abbildung 5.1: Schnitt durch ein Modul. Die einzeln produzierten Hälften werden mit zwei GFK-Streifen zusammengeklebt. Je Modulhälfte werden 2 mal 64 Straws aufgeklebt.

Da die GFK-Streifen entlang der Innenkante nicht abgedichtet werden können, gibt es zwei Ansätze die Module ausreichend gasdicht zu bauen. Zum einen könnten die Ränder der Platten so versiegelt werden, dass kein Gas zwischen die Waben strömen kann, dies würde jedoch lokal zusätzliches Material und somit eine vergrößerte Strahlungslänge bedeuten. Zum anderen besteht die Möglichkeit für den Kern, Rohacel, einen geschlossen-zelligen und somit gasdichten, geschäumten Kunststoff statt der Wabenstruktur zu verwenden. Damit könnten eventuelle Undichtigkeiten, die beim Verkleben der Seitenstreifen auftreten können, an der Außenseite noch abgedichtet werden. Bei diesem Aufbau der Platten würden auch Beschädigungen der Aluminiumfolie keine Lecks zur Folge haben, wie dies bei dem Kern mit der Wabenstruktur der Fall wäre. Da ein Kern aus Rohacel bei einer Dichte von 0.0323g/cm^3 in etwa die gleiche Strahlungslänge (X_0 ≈1300cm) wie die Wabenstruktur aus Kapton (HERAb IT X_0=1300cm) besitzt, bleibt die Strahlungslänge für den Kern der Trägerplatten mit 0.15% je Modul unverändert. Da vermutet wird, dass sich die Rohacel Platten durch die Aufnahme von Luftfeuchtigkeit ausdehnen könnte, werden zur Zeit hier am Physikalischen Institut Messungen hierzu durchgeführt.

Beim Prototypen wurde eine ausreichende Gasdichtigkeit erzielt, indem die Außenseite der Honey Comb Platten mit einer Kaptonfolie beklebt wurde. Dies ist jedoch bei der Serienproduktion völlig auszuschließen, da sich die Strahlungslänge bei 2 mal 50μm Kapton und 2 mal 100μ Kleber um etwa 0.1% je Modul vergrößern würde. Bei 8 Outer Tracker Stationen bedeutet dies eine Zunahme der Strahlungslänge des Outer Trackers um 3,2%, was in etwa der Strahlungslänge einer Outer Tracker Station (3%X/X_0) entspricht.

5.1.1 Dichtigkeit von Modul-Boxen

Für den oben erwähnten Test, über das Ausdehnungsverhalten bei Aufnahme von Luftfeuchtigkeit baute J.Michalowski drei dicht verklebte Gasboxen mit einem Honey-Comb, einem Rohacel und einem geteilten Rohacel Kern, der die Ausdehnung bei Aufnahme von Feuchtigkeit reduzieren soll. Mit diesen Versuchsboxen wurde Dichtigkeit der unterschiedlichen Platten gemessen. Dazu wurde ein Überdruck von 2mbar in die Gasboxen gegeben und mit einem Differenzdruckmesser der Druckabfall in Abhängigkeit der Zeit gemessen. Das Volumen der Boxen betrug jeweils 25,5 dm^3 . Die mittlere Leckrate Q ist in der Tabelle 5.1 angegeben.

Material	Honey Comb	Rohacel ganz	Rohacel geteilt
Δt [s]	522	15420	11520
Δp [mbar]	1,4	0	0,08
Q=V*Δp/($p_0\Delta$t [cm^3/h]	247	0	0.6

Tabelle 5.1: Dichtigkeit der Test-Boxen mit unterschiedlichen Materialien im Kern

Die Leckraten der mit Rohacel gefertigten Boxen sind deutlich niedriger als die der mit Honey-Comb Box. Zwischen der geteilten und der ungeteilten Rohacel Box gibt es nur einen geringen Unterschied, der im Bereich der Messungenauigkeit lag. Wenn die Messungen der Längenausehnung der Rohacel-Boxen Werte liefern die einen Einsatz erlauben, sind die Platten mit Rohacel-Kern, den Honey-Comb Platten bezüglich der Dichtigkeit überlegen. Des weiteren vereinfacht sich die Herstellung der Platten, da an den Befestigungsenden der Platten sowieso ein Rohacel-Kern aus Festigkeitsgründen vorgesehen war, der dann durchgehend vorhanden wäre.

5.2 Aluminium-Kapton XC Straws

Die Straws genannten Röhrchen bestehen aus zwei Folien, die um einen zylindrischen Dorn gewickelt und verklebt werden. Abbildung 5.2 zeigt den Aufbau der Straws, der innere 9mm breite Folienstreifen besteht aus einer 40 μm dicken Kaptonfolie mit 25% Volumenanteil Kohlenstoff (Kapton XC-160; 370$\Omega/\Box$). Die äußere Folie ist eine 25 μm dicke ebenfalls 9mm breite Aluminiumfolie, um den Cross-Talk zwischen den benachbarten Straws im Detektor zu minimieren.

Die beiden Folien werden um die halbe Folienbreite gegeneinander versetzt so verklebt, dass ein Spalt von maximal 0,3 mm, jedoch kein Überlapp der gleichen Folie entsteht wie in der unteren Ansicht von Abbildung 5.2 dargestellt ist . Die etwa 10 μm dicke Kleberschicht besteht aus einem Polyesterkleber, der mit einer Zugabe von 5% Graphit leitfähig gemacht wurde, um die Kathodeninnenseite leitend mit der äußeren Aluminiumwindung des Straws zu verbinden, und um Aufladungseffekte an dem Spalt der Aluminiumfolie im Strawinneren zu verhindern.

An einer isolierenden Kleberschicht könnten sich Ionen anlagern und zu einer Potentialdifferenz zwischen der Kleberschicht und der Aluminiumfolie führen. Bei einem Potentialunterschied von zum Beispiel 60 V und einer Kleberdicke von 10 μm würde das zu einer Feldstärke von 6×10^6 V/m führen. Bei Nichtlinearitäten innerhalb der Kleberschicht können dann Feldstärken erreicht werden bei denen eine Feldemission von Elektronen aus der Aluminiumfolie möglich ist. Dies kann zu dem so genannten Maltereffekt führen, bei dem Entladungen und Dunkelströme beobachtet werden.

Die Qualität der Klebung der Aluminiumfolie ist in den bisher von Lamina gelieferten Chargen sehr unterschiedlich gewesen. Das Hauptproblem, das durch eine schlechte Klebung entsteht, ist die Gasundichtigkeit der Straws, da dann Verunreinigungen in das Straw gelangen können, die zu einem vergrößerten Attachment oder Aging führen können. Deshalb muss der Klebeprozess, dahingehend verbessert werden, dass eine bessere Klebung mit einer konstante Qualität erreicht wird, da sonst Probleme beim Einsatz im Detektor zu befürchten sind. Die Handhabung der Aluminiumstraws beim Bau der Module ist wegen der geringeren plastischen Verformbarkeit gegenüber Double Kapton XC Straws, die aus zwei Kaptonfolien bestehen, schwieriger.

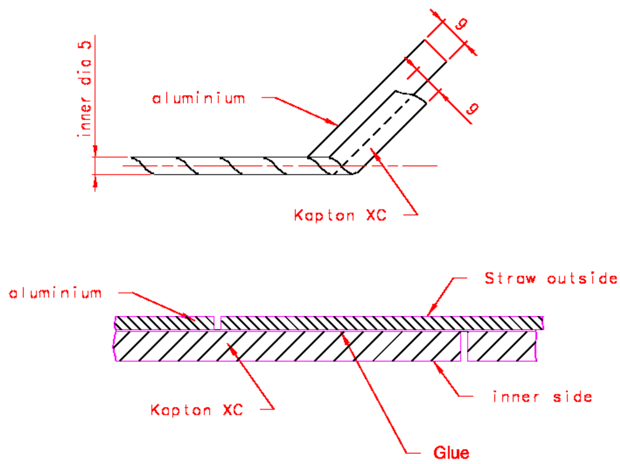

Abbildung 5.2: Aufbau eines Aluminium-Kapton Straws. Im Bild oben ist dargestellt wie die Folienstreifen zu einem Straw gewickelt werden, unten sieht man einen vergrößerten Schnitt durch die Kathodenwand des Straws [TDR01].

5.2.1 Dichtigkeit der Straws

Beim Testaufbau mit dem Aluminium Kapton XC Straw wurde, da die Dichtigkeitsprobleme noch nicht bekannt waren, ein undichter Aluminium Straw eingebaut, der da er ohne Gasbox in Kontakt mit der Umgebungsluft war infolge dieser Undichtigkeiten nicht funktionstüchtig war. Nach dem Einbau eines neuen Aluminium Kapton Straws wurde untersucht, ob auch bei diesem ein Eindringen von Luft durch das Straw in das Zählvolumen nachweisbar war.

Um den Einfluss von Verunreinigungen zu untersuchen, wurde der Anodenstrom des Straws in Abhängigkeit vom Abstand zum Gaszufluss bei unterschiedlichen Gasflüssen gemessen. Bei einer weiteren Untersuchung wurde die ^{55}Fe Quelle bei konstantem Gasfluss entlang des Straws verschoben. Das Eindringen von Sauerstoff kann durch eine relative Abnahme des Stroms nachgewiesen werden, da Sauerstoff durch seinen großen Attachmentkoeffizienten die Anzahl der mit ^{55}Fe Quelle erzeugten Primärelektronen reduziert. Da der Strom proportional zum Gain ist, wurde dieser bei dem jeweils maximalen Strom auf 1 normiert und als relativer Gain angegeben. Abbildung 5.3 zeigt die Abhängigkeit des relativen Gains von der Position der ^{55}Fe-Quelle für zwei Gasflüsse.

Bei einem Gasfluss von 16,7 ml/min nimmt der Gain erst etwa 300 mm nach dem einströmen in das Straw erkennbar ab. Der Gasfluss von 16,7 ml/min bedeutet, dass das Straw-Volumen 1,7 mal in der Minute ausgetauscht wird. Bei einem Gasfluss von 1 ml/min, findet dieser Austausch nur alle 10 Minuten statt und man kann eine deutliche Abnahme des Gains relativ zu dem Gain beim höheren Fluss selbst unmittelbar neben dem Gaszufluss erkennen. In der Mitte des Straws, bei 250mm ist der Gain bereits um mehr als 50% abgefallen.

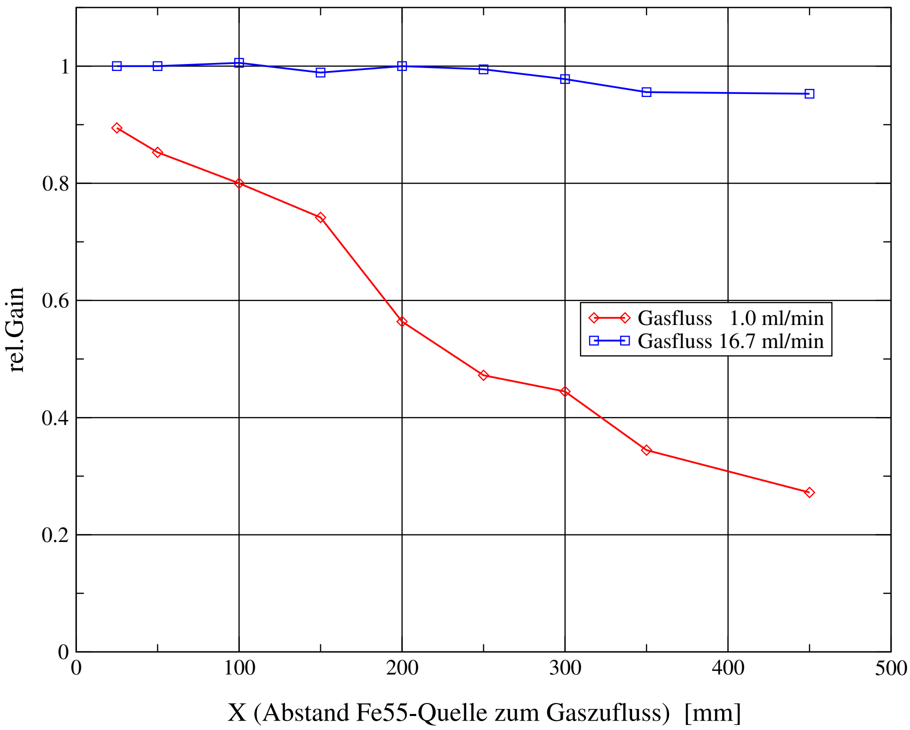

Abbildung 5.3: Relativer Gain in Abhängigkeit der Position der ^{55}Fe Quelle

Um einen sicheren Arbeitspunkt, das heißt eine Position relativ zum Gaszufluss, bei einem gegebenen maximalen Gasfluss zu finden, an der keine Abnahme des Gains auftritt, wurde die Abhängigkeit des relativen Gains vom Gasfluss untersucht. In Abbildung 5.4 ist die Variation des Gains für zwei feste Punkte in Abhängigkeit des Gasflusses aufgetragen, bei einem Abstand von 25 mm nach dem Gaszufluss ist ab einem Fluss von 5 ml/min ein stabiler Gain zu beobachten. Wird die Quelle jedoch bei einem Abstand von 302 mm nach dem Gaszufluss angebracht, ist selbst bei einem maximal einstellbarem Gasfluss von 16,7 ml/min noch eine Gain-Abnahme relativ zum Messpunkt bei 25 mm zu beobachten. Um systematische Fehler auszuschließen, wurde die Messung mit umgedrehten Gaszufluss wiederholt, auch diese Messung führte zur gleichen Abnahme des relativen Gains beim verschieben der Quelle weg vom Gaszufluss. Eine Abhängigkeit von anderen Einflüssen wie zum Beispiel ein Leck in der Gaszuleitung kann somit ausgeschlossen werden.

Die Position der Quelle wurde daraufhin auf 130 mm nach dem Gaszufluss festge-

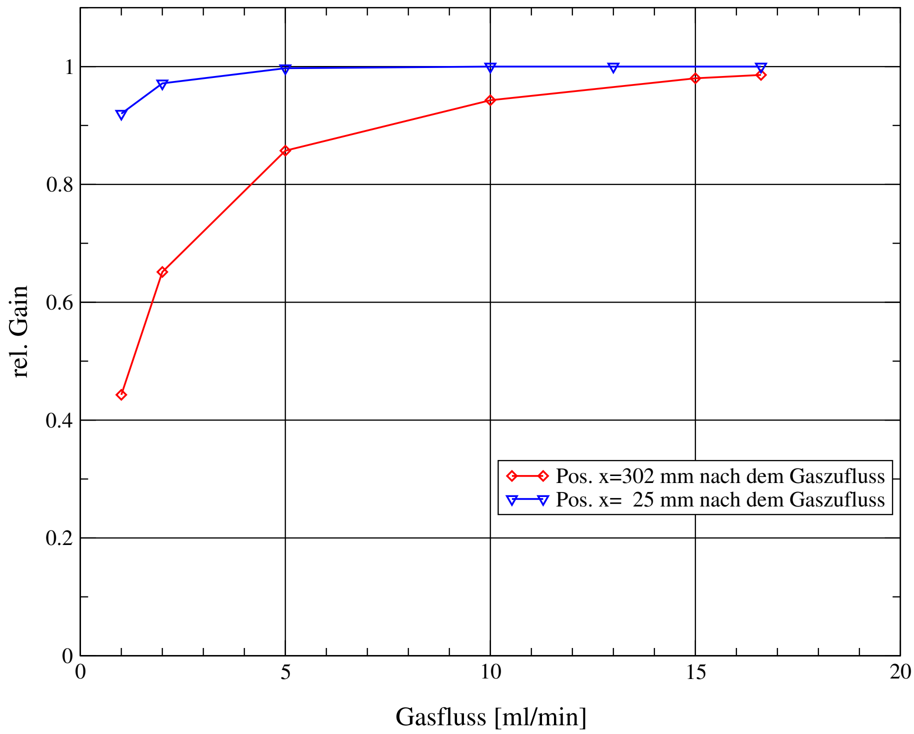

Abbildung 5.4: Relativer Gain in Abhängigkeit des Gasflusses an zwei unterschiedlichen Abständen relativ zum Gaszufluss

legt, da hier eine Bohrung für die Koinzidenzmessung mit den MIPs vorhanden war und während der ganzen Messreihe mit diesem Messaufbau beibehalten. Der Gasfluss wurde auf den maximalen Wert von 16,7 ml/min eingestellt, mit dieser Einstellung konnte sichergestellt werden, dass die Undichtigkeiten des Straws keinen Einfluss auf die Messergebnisse haben.

Die Gasdichtigkeit der Straws ist trotz der gasdichten Modul-Box um die Straws herum ein sehr kritisches Problem, das vor einer Serienproduktion unbedingt gelöst werden muss. Im Moment werden zusammen mit LAMINA, der Herstellerfirma der Straws, mögliche Qualitätsverbesserungen diskutiert. Wenn wider Erwarten keine ausreichende Gasdichtigkeit der Aluminium-Kapton Straws erreicht werden sollte, könnte mit einer von F.Eisele vorgeschlagenen zusätzlichen Kaptonfolie sicher eine ausreichende Gasdichtigkeit erzielt werden, da bei den Double-Kapton Straws keine Dichtigkeitsprobleme auftraten. Diese Lösung hätte auch den Vorteil, dass der bis zu 0,3 mm breite Aluminiumspalt an der Straw-Innenseite durch die zweite Kaptonfolie abgedeckt werden würde, und man die Gefahr von Aging und Aufladungsprobleme an dieser kritischen Stelle innerhalb des aktiven Zählvolumens vermeiden könnte. Dies würde jedoch zu einer Zunahme der Strahlungslänge je Straw-Lage um 0,111% X_0 je Modul führen. Diese Rechnung bezieht sich auf die im [TDR01] (Seite 52) angegebenen Werte für die Strahlungslänge einer Straw Doppellage. Bei acht Stationen würde sich die Strahlungslänge um 3,55% X_0 erhöhen , was mehr als eine zusätzliche Outer Tracker Station (3% X_0) bedeuten würde. Der zusätzliche Materialbedarf könnte durch dünnere Folien verringert werden.

5.2.2 Klebetests zur niederohmigen Kontaktierung der Straws

Neben der Gasdichtigkeit ist auch eine niederohmige Verbindung zwischen der Aluminiumfolie der Straws und der auf den Modul-Trägerplatten aufgeklebten Aluminiumfolie wichtig, da nur dann eine sichere leitende Verbindung zwischen den Straws gewährleistet werden kann. Dies ist wichtig, da sich sonst der Cross-Talk zwischen den Straws erheblich vergrößern würde, und dabei Werte erreichen kann, die schlechter sind als die Cross-Talk Werte der Double Kapton Straws womit die Entscheidung für die Aluminium-Straws hinfällig wäre.

Da die Straws, um sie in ihre Position zu fixieren, auf die Trägerplatten aufgeklebt werden, wurde untersucht in wie weit bei dieser Klebung ein ausreichender elektrischer Kontakt erreicht werden kann. Dazu wurden verschiedene Kleber getestet. Bei dem Test wurden Aluminium-Straws mit einer Länge von 462 mm auf eine mit einer Aluminiumfolie beklebten Honey-Comb Platte aufgeklebt. Die Klebung wurde sowohl mit als auch ohne ein auf die Straws aufgelegtes Template mit der Masse von 407 g ausgeführt, um den Einfluss der Auflagekraft auf die Leitfähigkeit zu untersuchen. Der Kleber STYCAST 1266 ist ein sehr dünnflüssiger Zwei-Komponentenkleber der Firma EMERSON&CUMING, diesem Kleber wurde auch 50% Graphit beigemischt. Als weitere Kleber wurden der von HERAb OT benutzte Silberleitkleber 3025 der Firma EPOXY Produkte sowie Duralco 118 von Polytec getestet. Nach der Aushärtung der Kleber wurde der Widerstand mit einem Keithley 2001 Multimeter gemessen. Der Widerstand der Messkabel wurde durch die Kompensationsmessung mit 4 Messleitungen herausgenommen. Gemessen wurde der Widerstand von der Aluminiumfolie des Straws zu einem etwa 2 cm danebenliegenden Punkt der Aluminiumfolie auf der Trägerplatte.

Den besten Wert erreichte unabhängig von dem Auflagewicht, Duralco 118 von Polytec, der jedoch eine sehr schlechte Klebefestigkeit besaß und nicht auf Ausgasung getestet war, womit dieser für den Einsatz beim Bau eines Prototypen ausschied. Da der Silberleitkleber sehr schlecht verarbeitbar war wurde er trotz guter Leitfähigkeitswerten nicht verwendet. Der STYCAST 1266 Kleber mit Graphit besaß eine deutlich schlechtere Leitfähigkeit als der Reine isolierende STYCAST 1266. Der Grund hierfür liegt in der Korngröße und der verglichen mit Aluminium schlechteren Leitfähigkeit des beigemischten Graphits. Durch die direkte Verbindung der beiden Aluminiumfolien erzielte der Kleber ohne Graphitbeimischung mit 0,12 Ω gegenüber 17,2 Ω bei STYCAST mit Graphit, bei einem Auflagegewicht von 407g eine deutlich bessere Leitfähigkeit als bei einem zusätzlichen Übergang durch das Graphit, dessen Widerstand um etwa zwei Größenordnungen über dem von Aluminium liegt.

Für den Bau des Prototypen wurde der Kleber ARALDITE 103 verwendet, der ähnlich dünnflüssig ist wie STYCAST 1266, jedoch bei Aluminium bessere Klebeeigenschaften besitzt.

Kleber	Widerstand ohne Auflagegewicht [Ω]	Widerstand mit Auflagegewicht [Ω]
STYCAST 1266	1,0	0,12
STYCAST +50% Graphit	580	17,2
Silber-Leitkleber 3025	0,88	0,33
Duralco 118	0,04	0,04

Tabelle 5.2: Widerstand zwischen der Aluminiumfolie auf der Honey-Comb Platte und dem Aluminium-Straw bei Klebung mit unterschiedlichen Klebern und Auflagegewichten

5.3 Versuche zum Anodenzähldraht

Der Zähldraht wird zur Fixierung und Aufnahme der notwendigen Drahtspannung auf eine Leiterplatte aufgelötet. Diese Lötverbindung ist ein besonders kritischer Punkt, da ein Durchrutschen des Drahtes zum Verlust der Drahtspannung und zum Ausfall des Straws im Modul führen würde.

5.3.1 Lötversuche mit einem 25μm Gold-beschichteten Wolframdraht

Bereits beim Bau des Test-Straws aus Aluminium-Kapton XC traten erste Probleme mit der Lötbarkeit des Zähldrahtes auf, da der Draht nicht oder nur unzureichend mit Lötzinn benetzt werden konnte. Ursachen für eine mangelhafte Lötstelle, die zu einem Durchrutschen des Drahtes und damit einer Verringerung der Drahtspannung führen, können sein:

- Verschmutzte Drahtoberfläche
- Mangelhafte Oberflächenbeschaffenheit des Drahtes
- Ungeeignetes Lötzinn / Flussmittel
- Kaltlötstellen
- Zu kurze Lötstelle

Nach dem eine bereits beim Bau des HERAb Outer Trackers erfolgreich eingesetzte Rolle mit 25 μm dicken und mit Gold beschichtetem Wolframdraht zur Verfügung stand, begann die systematische Untersuchung über die optimale Lötung des Drahtes bei Verwendung unterschiedlicher Löttechniken und verschiedener Lote. Als Lötverfahren standen ein konventioneller Lötkolben mit Temperaturregelung und ein Flussmittelfreies Ultraschall-Löstsystem zur Verfügung. Die Drähte wurden auf ein kleines Lötpad gelötet auf dem sich im Abstand von 2,5 mm insgesamt zehn 1,25 mm breite Leiterbahnen befanden. Untersucht werden sollte ob, der Draht an der Lötstelle durchrutscht. Da der Draht bei größeren Kräften als 1,5 N abriss, wurde die Länge der Lötstelle durch auflöten über eine oder zwei Leiterbahnen mit einer Länge von 1,25 mm beziehungsweise 2,5 mm variiert, um Unterschiede zwischen den verschiedenen Lötungen feststellen zu können. Der angelötete Draht wurde mit Gewichten unterschiedlicher Masse beschwert bis er durchrutschte oder abriss, wobei jedes Gewicht über mehrere Stunden angehängt wurde. Um das Gewicht befestigen zu können wurde an das freie Ende des Drahtes ein zweites Pad mit einer Lötlänge von 10mm angelötet, an das das Gewicht mit einer Zugfeder angehängt wurde.

Mit dem konventionellen Lötkolben wurden zwei Lote getestet. Bei dem Lötzinn Fluitin (1603 SN60 908716) rutschte der Draht bei einer Lötlänge von 1,25 mm und einer Kraft von <1,1 N zweimal aus der Lötstelle heraus, beim Löten über 2,5 mm Länge riss der Draht bei >1,5 N ab rutschte jedoch nicht mehr durch. Mit dem Lot DS 416 von Dynastark rutschte der Draht bei einer gelöteten Länge von 1,25 mm und einer Kraft von 1,5 N nach 30 s durch. Bei zwei weiteren Versuchen mit L=1,25 mm und L=2,5 mm riss der Draht ohne durchzurutschen bei F$\geq$1,5 N ab. Mit dem Ultraschall-System der Firma MBR ELECTRONICS wurde das Speziallot 186 (UW1119-12) verwendet. Mit dem Ultraschall-Lotgerät konnte eine optimale Benetzung des Drahtes erreicht werden, die auf 1,25 mm Länge gelöteten Drähte hielten teilweise bis 2 N Belastung, bevor sie abrissen. Ein Draht rutschte nach mehreren Stunden über Nacht bei einer Belastung von 1,5 N durch, wobei die effektiv gelötete Länge kürzer als 1,25 mm war, da die Lötung mit dem Ultraschallgerät auf dem Lötpad schwierig war. Zum einen ist bei der Lötung die Lötoberfläche infolge der schwingenden Lötspitze sehr rau zum anderen war zum Zeitpunkt des Tests nur eine kleine Lötspitze mit 1 mm Durchmesser vorhanden, die eine hohe Löttemperatur erforderte, weshalb die Leiterbahn und das Lötpad teilweise überhitzt wurden und verbrannten.

Für den Bau des Prototypen wurde das Fluitin Lot verwendet, da die Lötung wesentlich einfacher als mit dem Ultraschallgerät war und bei einer gelöteten Länge von 10 mm ein durchrutschen des Drahtes nicht zu befürchten war. Das Lot DS 416 schied wegen des aggressiven Flussmittels aus. Das Ultraschall-Lötverfahren ist bei Verwendung der jetzt vorhandenen Lötspitze mit 2mm Durchmesser und einer geeigneten Leiterbahnbeschichtung als Flussmittel freies Lötverfahren mit einer sehr guten Benetzung des Drahtes und guten Festigkeitswerten der Drähte eine trotz der etwas raueren Oberfläche eine gute Alternative zur konventionellen Lötung des Drahtes.

5.3.2 Messung der Drahtspannung am Prototypen für den HERAb Alterungstest

Für die Messung der Drahtspannung an dem HERAb Aging-Test Prototypen, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit auch eine Messung der Drahtspannung durchgeführt. Die Messung der Drahtspannung vor dem Verkleben der Modulteile ist wichtig, da keine Möglichkeit mehr besteht die Drähte auszutauschen, wenn der Fehler beim Funktionstest am geschlossenen Modul festgestellt wird.

Bei der Messung der Drahtspannung wurde durch den Zähldraht ein kurzer Strompuls gegeben und ein Permanentmagnet über dem Straw zwischen zwei Twistern angebracht, so dass der Draht seitlich durch die Lorentzkraft ausgelenkt wurde und nach dem Unterbrechen des Stromes mit der Frequenz ν zwischen den Haltepunkten des Drahtes an den Twistern weiterschwingen konnte. Die bei der Schwingung des Drahtes induzierte Spannung wurde auf den Eingang eines GOULD 500 ULTIMA Oszilloskop gegeben. Mit der Oszilloskop-Funktion FFT (Fast Fourier Transformation) wurde das Zeitsignal in ein Frequenzsignal transformiert, die Frequenz des Maximums wurde mit dem Cursor abgelesen und protokolliert. Da die Schwingung des Drahtes nur schwach gedämpft war kann man die Lösung für eine frei schwingende Saite benutzen und erhält für die Frequenz :

$$\nu_n = \frac{n}{2l}\sqrt{\frac{F}{\mu}} \quad . \tag{5.1}$$

Daraus folgt die Drahtspannung :

$$F(\nu_n) = \mu\nu_n^2\left(\frac{2l}{n}\right)^2 \quad . \tag{5.2}$$

ν_n	Frequenz der n-ten Ordnung
n	Ordnung
l	Drahtlänge
F	Drahtspannung
μ	Massenbelegung des Drahtes

Gemessen wurde die Grundschwingung und man erhielt aus 5.2 mit der Massenbelegung des verwendeten Drahtes (25 μm Wolfram) sowie der freien Drahtlänge zwischen zwei Twistern von 0,5 m die Drahtspannung F(ν)=$\nu^2\times$ 9,47$\times10^{-6}$ kgm . Der Strompuls wurde mit zwei gekoppelten Gate-Generatoren erzeugt, indem der in Abbildung 5.5 obere Gate Generator den Startpuls für den zweiten Gate Generator gibt, an dem die Zeit (Lenght) eingestellt wurde wie lange das Relais geschlossen ist und ein Strom fließt. Die optimale Zeit ist etwa eine halbe Periode der erwarteten Drahtschwingung

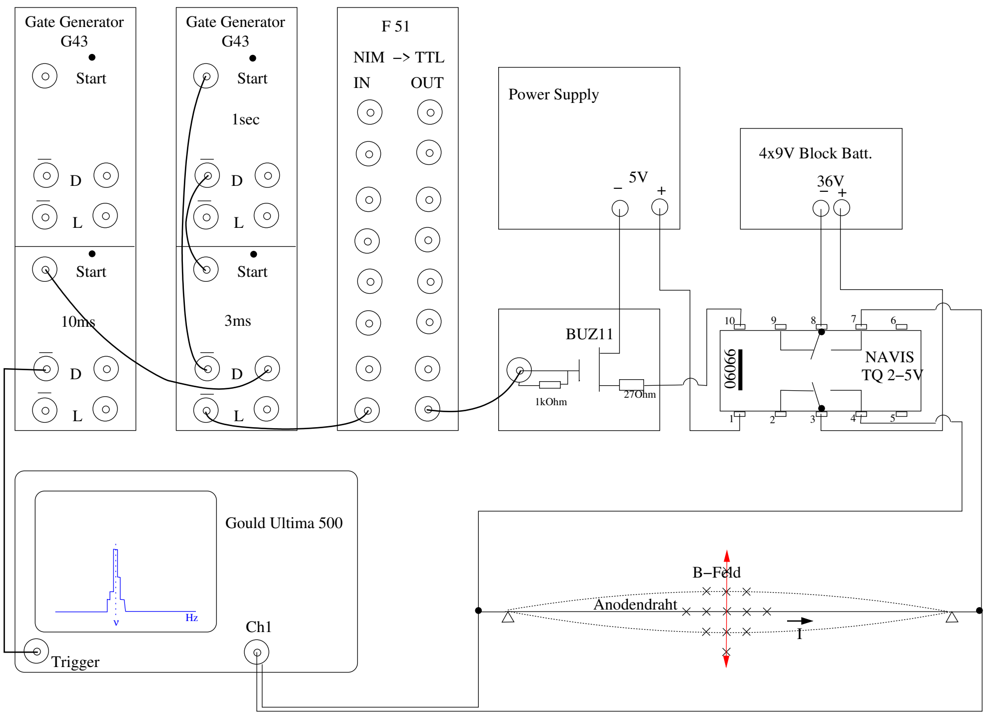

Abbildung 5.5: Messaufbau für die Messung der Drahtspannung

und beträgt hier bei einer Frequenz von etwa 170 Hz ungefähr 3 ms. Wenn der Draht im B-Feld des Magneten maximal ausgelenkt ist, unterbricht das Relais den Strom und der dritte Gate Generator triggert das Oszilloskop, das das Spannungssignal des im Magneten schwingenden Drahtes aufzeichnet und in ein Frequenzspektrum transformiert.

Dies war notwendig, da der Draht in den Twistern nicht fest eingespannt ist und somit Reflexionen an den anderen Twistern und Lötstellen die Grundschwingung störten, was zu einer Verzerrung des Zeitsignals führte und dessen Auswertung erschwerte. In dem Frequenzspektrum der FFT waren die Grundschwingung mit einer um mehr als 20dB höheren Amplitude klar erkennbar. Der in Abbildung 5.5 gezeigte Pegelwandler F51 und der MOSFET BUZ11 dienen lediglich zur Ansteuerung des Doppel-Relais, das die 36V der Batterien für 3ms auf den Anodendraht gibt. Der Drahtwiderstand betrug etwa 170 Ω, damit ergibt sich ein Strom I=212 mA.

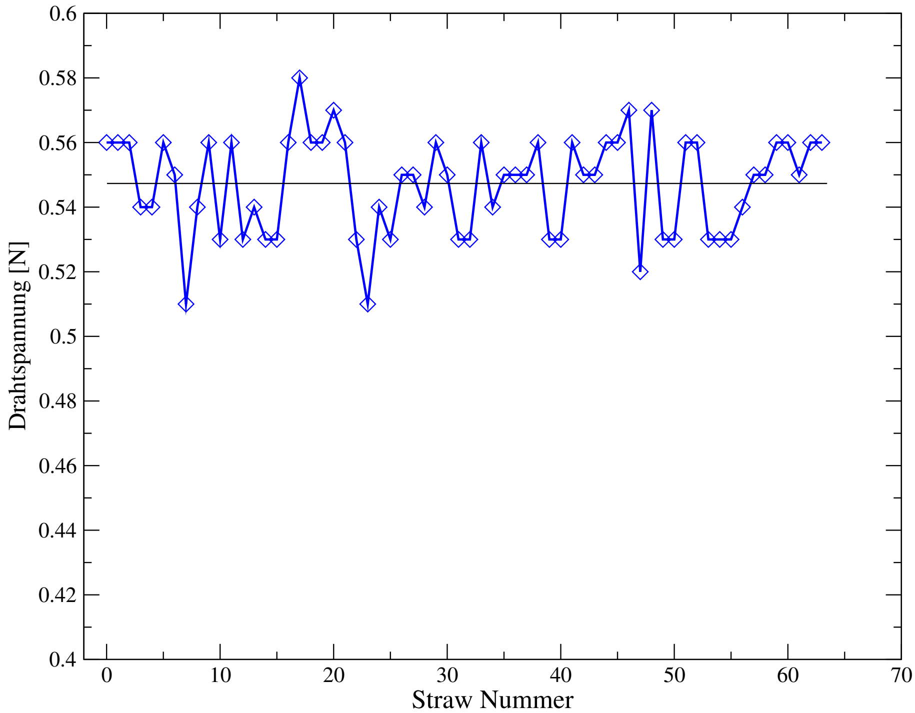

Abbildung 5.6: Drahtspannungsmessung am Prototypen

In Abbildung 5.6 sind Messwerte der Drahtspannungsmessung am Prototypen für den HERAb Alterungstest dargestellt. Die Drähte wurden während des Anlötens mit einem Gewicht von 60g über eine Umlenkrolle beschwert, so dass ohne Reibung eine Drahtspannung von 0,59 N anlag. Der Mittelwert der gemessenen Werte von 0,55 N ist in der Abbildung 5.6 eingezeichnet, die Standardabweichung ist 0,015 N . Die gemessenen Drahtspannungen lagen innerhalb des erwarteten Bereichs, der durch die Reibungsverluste unterhalb von 0,59 N liegen sollte.

Kapitel 6

Alterungstest am Tandem Beschleuniger des Max-Plank-Institut für Kernphysik in Heidelberg

In der Zeit vom 29.10.2001 bis zum 04.11.2001 wurden am Max-Plank-Institut für Kernphysik in Heidelberg Vortests für Alterungsuntersuchungen durchgeführt. Im Anschluss an diese Vortests wurde ein kurzer Alterungstest mit verschiedenen Raten an unterschiedlichen Straws des Test-Moduls bei einer Protonen-Energie von 21MeV ausgeführt.

6.1 Ziele des Tests

Dieser Strahltest sollte zum einen der Vorbereitung zukünftiger Alterungstests mit maximal ionisierenden Teilchen, wie Protonen, dienen und zum anderen auch einen kurzen Alterungstest beinhalten. Bei dem Alterungstests sollte untersucht werden, ob bekannte Alterungseffekte wie abätzen des Anodendrahtes, Ablagerungen auf dem Anodendraht, Veränderungen der Kathodenoberflächen, Raumladungseffekte, oder andere unerwartete Effekte auftreten, die sich mit Röntgen-Strahlung nicht realisieren lassen.

Hierzu wurde der Protonen-Strahl in einer Streukammer, die an einem Strahlrohr des Beschleunigers angeschlossen ist, an einer Goldfolie gestreut. Die aus dem Strahl herausgestreuten Protonen wurden dann für den Alterungstest verwendet. Es wurde die Möglichkeit untersucht, inwieweit die Rate und Energie variiert werden können. Dies ist wichtig für zukünftige Alterungstests, um einen geeigneten Beschleunigungsfaktor sowie eine maximale Ionisation innerhalb der Straws zu erreichen.

Bei dem Test wurden auch die mechanischen Aufbauten, wie das Austritts-Fenster, die Test-Modul-Fixierung, der Faradaycup und weitere notwendige Aufbauten erstmals eingesetzt und getestet.

6.2 Testaufbau

Für den Testaufbau wurde eine bereits vorhandene Streukammer benutzt, in deren Mitte sich ein drehbarer Folienhalter mit vier Halterungen befand. Durch Drehen des Folienhalters von außen, ändert sich die effektive Dicke der Folie. In der untersten Halterung befand sich ein 2.73 μm dünne Goldfolie, an der der Protonen-Strahl gestreut wurde und durch ein Austrittsfenster, welches aus 100 μm Edelstahlfolie bestand, aus der Streukammer austrat und auf den dahinter montierten Test-Detektor auftraf. Der nicht gestreute Strahl wurde in einen Faradaycup aus Tantal mit 22mm Durchmesser gestoppt. Bevor der Strahl in die Streukammer eintrat wurde dieser an einer variablen Blende in seinem Strahlquerschnitt begrenzt.

6.2.1 Mechanischer Aufbau

Abbildung 6.1 zeigt den Messaufbau. Der Protonen-Strahl wurde an einer Streufolie, die sich in der Mitte der Streukammer befand, gestreut. In einem Abstand von 1040 mm vor der Streufolie befindet sich im Strahlrohr eine variable mechanische Blende, an der der Protonen-Strahl räumlich begrenzt werden kann. Um die für die Alterungsmessungen erforderliche Rate zu begrenzen, war es notwendig den Strahl im Querschnitt aufzuweiten und anschließend durch eine Blende zu begrenzen, da die Rate der gestreuten Protonen bei einem Strahl-Strom von 1 nA noch zu groß war.

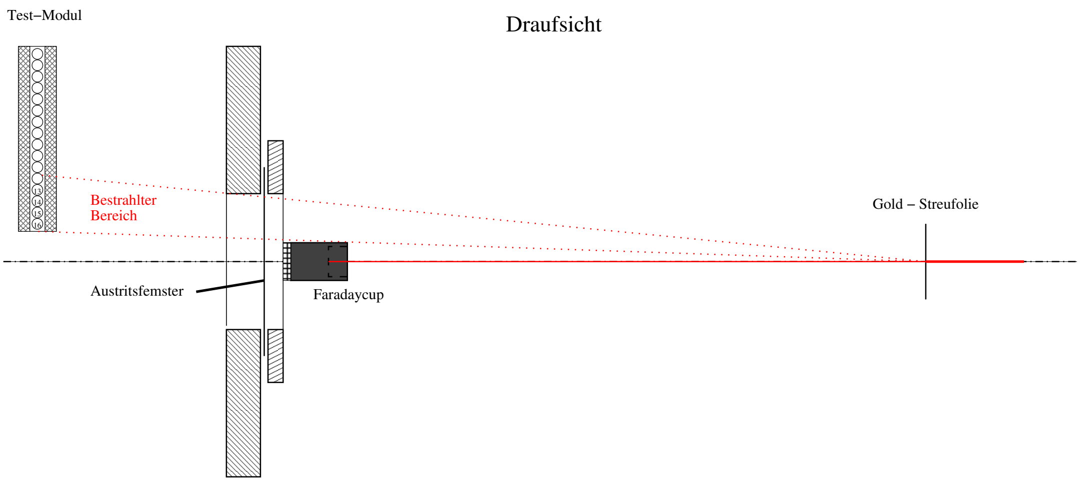

Abbildung 6.1: Draufsicht MPI Testaufbau

6.2.2 Test-Detektor

Der Test-Detektor, der von M.Walter gebaut wurde, besteht aus 16 Straws, die auf eine 4,3 mm dicken Honeycomb-Platte aufgeklebt wurden. Um eine gute Masseverbindung der Straws mit dem Vorverstärker zu erreichen wurde auf die Honeycomb-Platte eine 25 μm dicke Aluminiumfolie aufgeklebt.

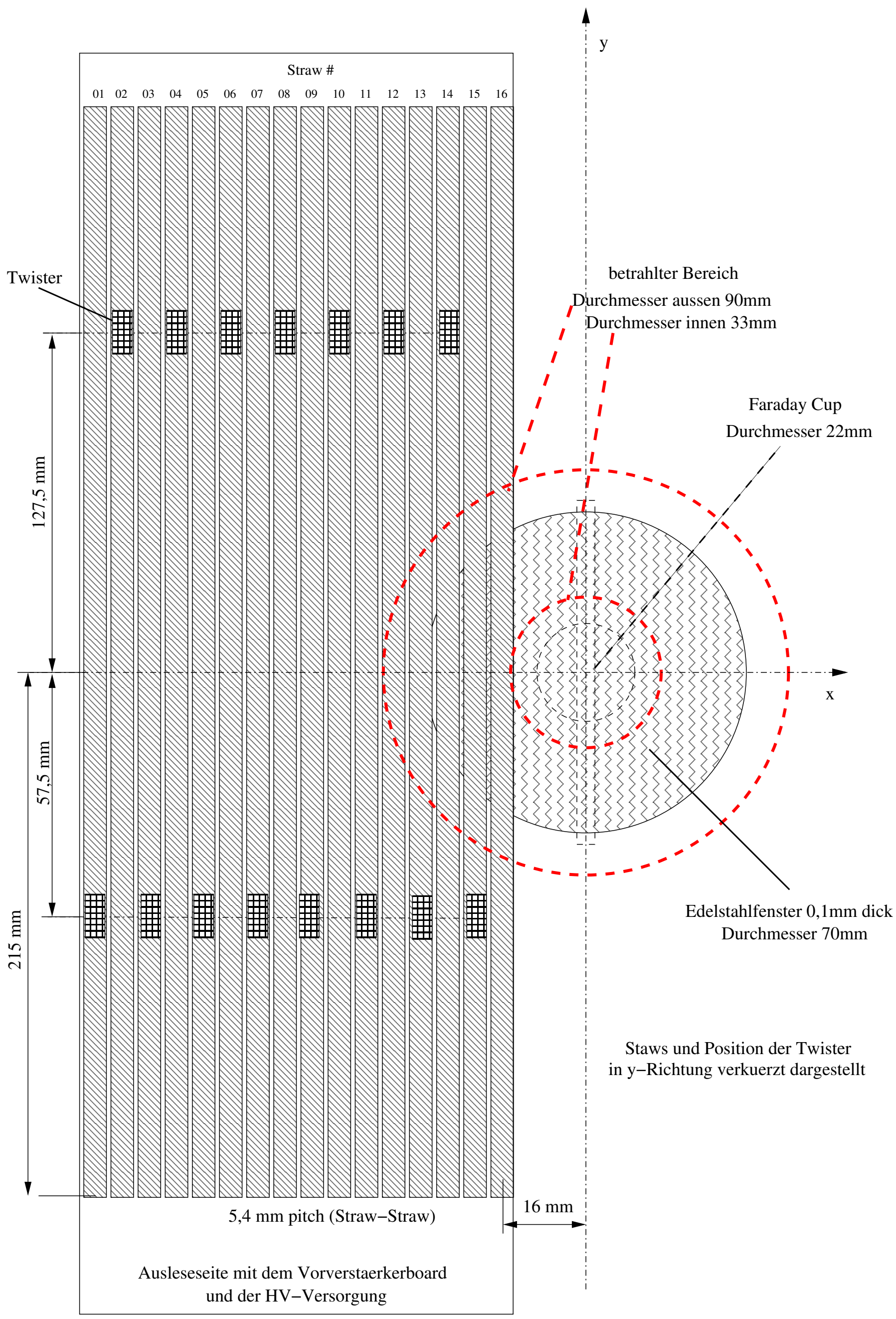

Abbildung 6.2: Rückansicht entgegen Strahlrichtung

Das Test-Modul wurde als geschlossene Box mit zwei Gaskreisläufen gebaut. Einem inneren Straw-Volumen, in dem das Gas durch die Straws strömt, und einer äußeren gasdichten Box. Die Box ist wegen der mangelhaften Gasdichtigkeit der Aluminium-Kapton Straws unbedingt erforderlich, weshalb auch die Außenflächen des Test-Moduls an den nicht gasdichten CFK-Häuten nochmals mit Aluminiumfolie beklebt wurden, um eine ausreichende Gasdichtigkeit der Box zu erreichen. Seitlich wurde die Box durch zwei G10-Steifen gasdicht geschlossen. Das gesamte Gasvolumen, Straws plus Box beträgt etwa 600 cm^3 . Während des Alterungstests wurde der Gesamt-Gasfluss auf 5 $cm^3 min^{-1}$ eingestellt, so dass ein Volumenaustausch alle zwei Stunden stattfand. Dies entspricht der geplanten mittleren Gasaustauschrate des LHCb Outer Trackers [TDR01].

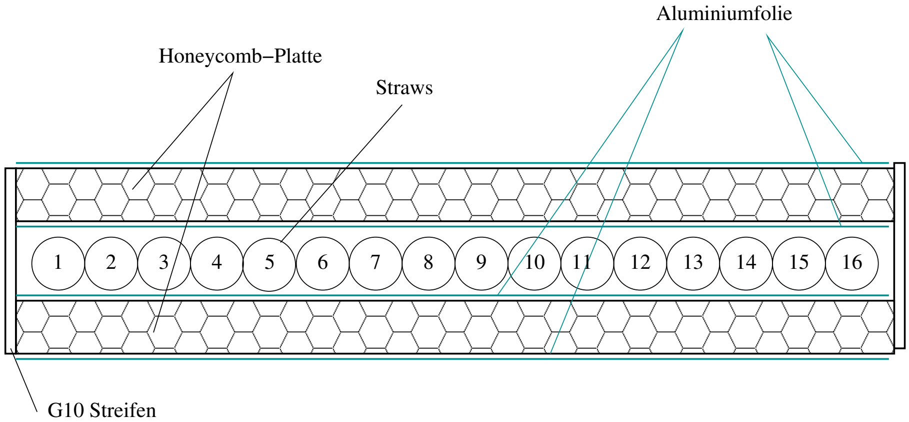

Abbildung 6.3: Schnitt durch das Test-Modul

Die Straws 1 bis 15 wurden zusätzlich zu den Twistern an den Enden der Straws mit unterschiedlichen Bauformen von Twistern versehen um eventuelle Aufladungseffekte studieren zu können. Straw 16 besaß keinen zusätzlichen Twister (Abb. 6.2) .

6.2.3 Messung der Spektren, der Rate und der deponierten Ladung

Die Straws Nr. 13-15 waren an eine gemeinsame Hochspannungsversorgung mit einem HV Amperemeter angeschlossen. Das beim Alterungstest am stärksten bestrahlte Straw Nr.16 wurde an eine separate HV Versorgung mit getrenntem HV-Amperemeter angeschlossen. Der Strom wurde über eine RS 232 Schnittstelle des HV-Amperemeters mit einer VME-Karte ausgelesen und via einem VME MASTER MODUL A32D32 auf einem PC mit dem Slow Control Programm von S.Hausmann in einer Datei gespeichert. Hieraus wurde, durch Integration über die Zeit, die in den Straws deponierte Ladung berechnet. Bei den gemeinsam angeschlossenen Straws Nr. 13-15 wurde die gemessene Ladung aller Straws im Verhältnis zu der in den Straws gemessenen Zählraten aufgeteilt.

Alle Straws wurden mit einem 1 MΩ Vorwiderstand an die HV angeschlossen und jeweils über einen 1nF Koppel-Kondensator mit einem VV50-2 Vorverstärker ausgelesen. Der Vorverstärker VV50-2 hat eine Ladungsverstärkung von 1,2 mV/fC . Das negative Ausgangssignal wurde über einen Diskriminator und einen Gate Generator in einem Zähler eingegeben. Die Messzeit für die Ratenmessung war auf 10 s eingestellt.

Für die Messung der Proton- beziehungsweise der ^{55}Fe Pulshöhenspektren wurde wegen der höheren Dynamik das positive Ausgangssignal des Vorverstärkers verwendet und am Ch 1 eines Tektronik TDS 520 A Digital-Oszilloskops angeschlossen. Der Signal-Puls wurde über eine GPIB Schnittstelle mit einem PC über ein LabVIEW Programm,

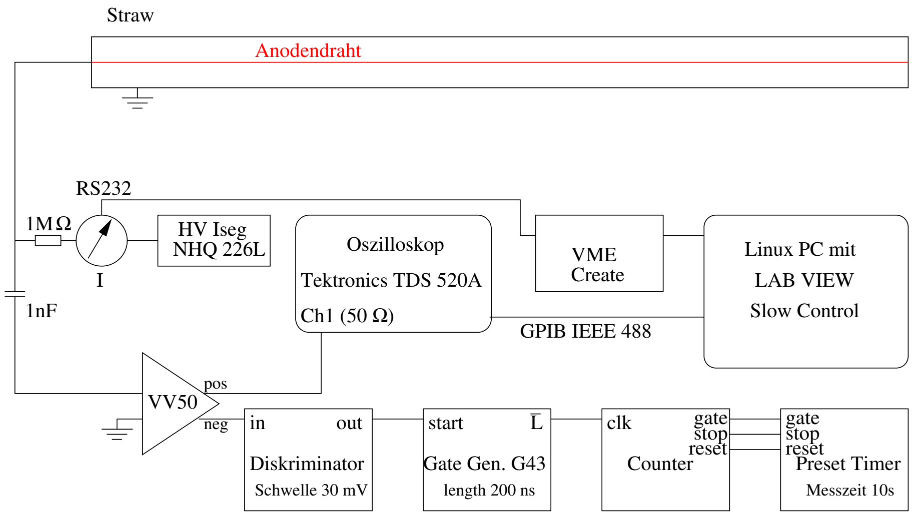

Abbildung 6.4: Zeigt die verwendeten Komponenten zur Messung der Zählraten und Spektren

welches von M.Neumann geschrieben wurde, eingelesen und in ein Pulshöhenhistogramm eingetragen und abgespeichert.

6.3 MPI Strahltest

Zunächst sollte das Strahlprofil ausgemessen werden, damit die unterschiedliche Strahlungsbelastung des Test-Moduls während des Alterungstests bekannt ist, da nur dann ein Vergleich mit der bei LHC-b erwarteten Strahlungsbelastung möglich ist.

6.3.1 Einstellung der Protonen-Intensität und -energie

Der Protonenstrahl am MPI hat eine maximale Energie von 21 MeV, der Protonen-Strom kann von 1 nA bis zu 10 μA variiert werden. Da der Protonenstrahl bei Strömen unterhalb von 1 nA instabil wurde, das heißt es war keine ausreichende Fokussierung des Strahls mehr möglich, musste die Protonen-Intensität durch die Verwendung einer hinreichend dünnen Streufolie abgeschwächt werden. Zunächst wurde eine 50 μm dünne Goldfolie getestet, die jedoch zu viele Protonen aus dem Strahl auf das Test-Modul herausstreute. Nach dem Einbau einer 2,73 μm dünnen Goldfolie und dem Aufweiten des Strahlquerschnitts vor der variablen Blende konnte der Protonenfluss durch das Austritts-Fenster auf das Test-Modul bei einem Protonen-Strahlstrom von 1,3 nA soweit verringert werden, dass Alterungsmessungen bei nicht zu hohen Beschleunigungsfaktoren möglich waren.

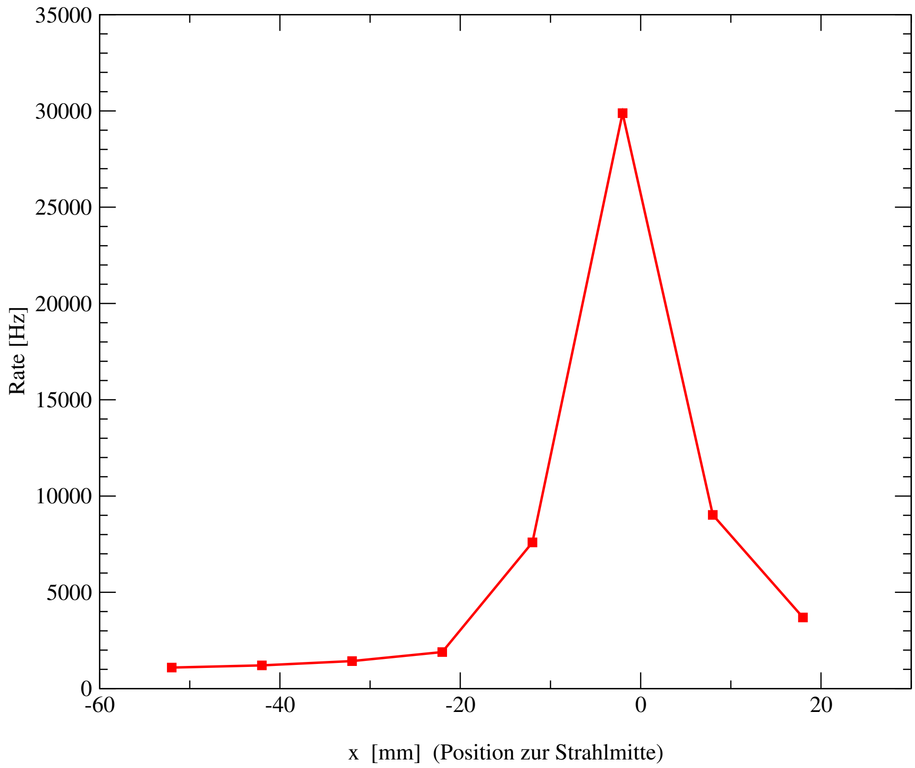

Abbildung 6.5: Strahlprofil Scan mit Straw Nr. 5 bei einer Protonenenergie von 21MeV und einer Blende von 0,5×0,5 mm^2 und einer Triggerschwelle von 100 fC

6.3.2 Vortests

Das Strahlprofil wurde mit einem Scan entlang der x-Achse quer zu den Straws ermittelt. Da für jeden Messpunkt der Strahl abgeschaltet und der Detektor von Hand auf die neue Messposition gefahren werden musste, wurde eine große Schrittweite zwischen den Messpunkten gewählt. Weil die Triggerschwelle des Diskriminators infolge Rauschens mit 110 mV, was einer Ladung von etwa 100 fC entspricht, sehr hoch gewählt werden musste, wurde nur ein Bruchteil der wahren Zählrate ermittelt. Die Messung dient deshalb nur zur relativen Beurteilung der Strahlungsbelastung. Da nach einer Verbesserung des Erdungsschemas bei dem Bestrahlungstest die Zählrate mit einer kleineren Diskriminatorschwelle von linebreak 30 mV oder 25 fC ermittelt wurde, ist trotzdem eine Abschätzung der unterschiedlichen Stahlenbelastung der verschiedenen Straws möglich. Abbildung 6.5 zeigt den Scan des Strahlprofils.

6.4 Alterungstest

Da Alterungstests meist innerhalb kurzer Zeit an Beschleunigern oder anderen nur kurzzeitig zur Verfügung stehenden Quellen durchgeführt werden, ist es notwendig die Alterungsprozesse beschleunigt zu simulieren. Selbst wenn ein idealer Alterungstest zur Verfügung stünde entspräche die Zeit für diesen Alterungstest der zu testenden Lebensdauer des Detektors. Dies würde bei einer LHCb Detektorlebensdauer von 10 Jahren eine unvertretbar lange Zeit bedeuten, deshalb bestrahlt man den zu testenden Detektor mit einer um einen Beschleunigungsfaktor höheren Rate oder benutzt statt minimal ionisierenden Teilchen wie bei diesem Alterungstest stark ionisierende Teilchen.

6.4.1 Belastung des LHC-b OT Spurkammersystems

Die Belastung des aus Proportionalzählrohren bestehenden Spurkammersystem wird meist in deponierter Ladung je cm Straw-Länge angegeben, da dies ein gutes Maß für die mittlere Belastung der Komponenten wie Gas, Anodendraht und Straw ist. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass Alterungsprozesse sehr stark von der Plasmadichte abhängen können.

Bei LHCb [TDR01] erhält man bei einer Luminosität von 2×10^{32} cm^{-2} s^{-1} und einem Proton-Proton Wirkungsquerschnitt bei 14TeV von 80mb eine Wechselwirkungsrate von 9.3 MHz für eine einfache Wechselwirkung und 3 MHz für mehrfach Wechselwirkungen. Bei einer maximalen Occupancy von 15% an der Grenze zum Inner Tracker und einer 1/r^2 Abhängigkeit, erhält man maximal 250 kHz je cm Strawlänge. Legt man 30-35 Primärelektronen für ein minimal ionisierendes Teilchen und eine Gasverstärkung von 2×10^4 cm^{-2} zu Grunde, so erhält man bei 10^7s je Betriebsjahr für 10 Betriebsjahre eine integrierte Ladung von 2.5 C/cm .

Wählt man einen Beschleunigungsfaktor von 20, so kann man die 10 Betriebsjahre Alterung innerhalb eines halben Jahres testen. Je kleiner der Beschleunigungsfaktor ist um so realistischer, aber auch länger ist dieser Alterungstest für die Simulation der mittleren Plasmadichte im Gas. Da bei der Bestrahlung mit 21 MeV Protonen, diese durch Inhomogenitäten im Material vor dem Gasvolumen teilweise in der Nähe des Bragg-Peaks lagen, sowie des Landau verteilten Energieverlusts, konnte auch eine sehr hohe Anzahl von Primärelektronen im Gas deponiert werden, somit wurden auch lokal sehr hohe Plasmadichten erreicht.

Abbildung 6.6 zeigt im Kanal R2 die zeitliche Folge der Proton-Pulse beim Strahltest, zum Vergleich wurde mit der gleichen Hochspannung ein ^{55}Fe Puls in Kanal 1 gemessen. Vergleicht man den größten Proton-Puls bei R 2 mit dem ^{55}Fe Puls auf Kanal 1 so ist der Proton-Puls etwa 20 mal größer, was einer im Gas deponierten Energie von ungefähr 120keV entspricht. Die meisten Pulse des Protonen-Spektrums sind jedoch deutlich kleiner.

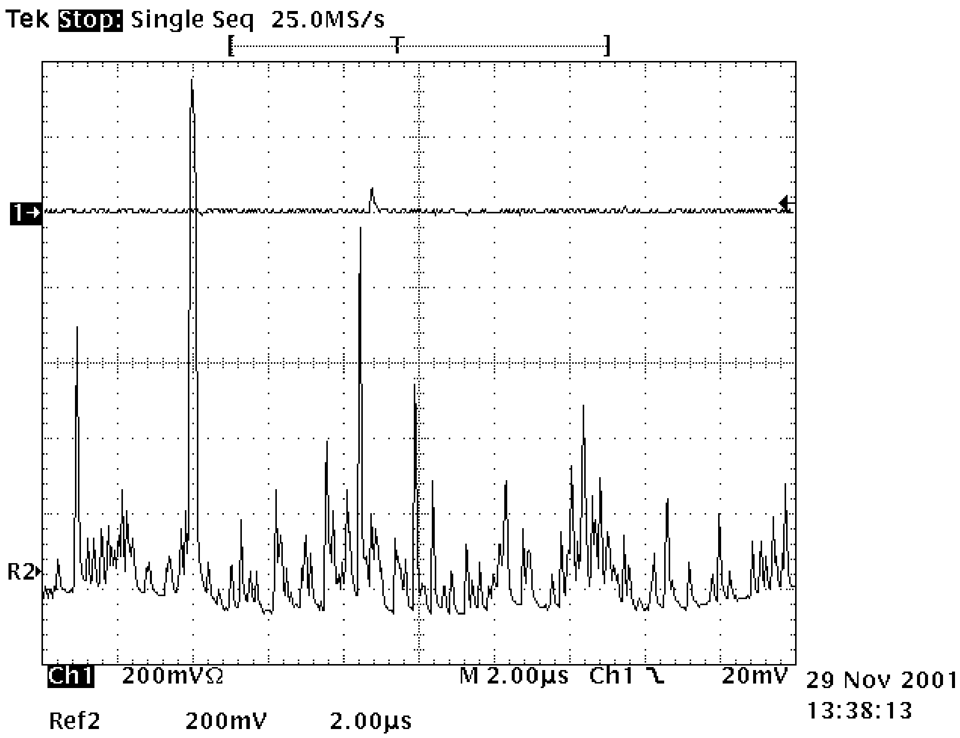

Abbildung 6.6: Ref. zeigt das Zeitsignal des an Straw Nr. 9 angeschlossenen Vorverstärkers. Die Hochspannung betrug 1400V der Abstand zur Strahlachse 30 mm. Als Vergleich dient auf CH1 ein Fe55 Puls bei HV=1400V , der einer Energie von 6keV entspricht.

6.4.2 Bestrahlung des Test-Moduls während des Alterungstests

Der Gasfluss während des Alterungstests wurde wie zuvor auf einen Volumenaustausch je 2 Stunden Betriebszeit eingestellt. Die Position des Test-Moduls wurde so gewählt, dass Straw Nr. 16 bei einem Abstand von 17 mm zur Strahlachse maximal bestrahlt wurde, siehe Tabelle 6.1 und Abbildung 6.2 . Die Strahlachse war um 215 mm von der Ausleseseite des Moduls entfernt. Während der Bestrahlung wurde der Protonen-Strom auf 1,3 nA eingestellt. Die angelegte Hochspannung betrug 1550 V. Bei der Messung der Proton-Spektren wurde die Hochspannung auf 1450 V gesenkt, um ein Übersteuern des Vorverstärkers zu vermeiden, da sonst Teile des Spektrums abgeschnitten worden wären. Ferner wurden Zählraten und Ströme gemessen. Des weiteren wurden Pulshöhenspektren ohne Protonenstrahl gemessen.

6.4.3 Proton-Spektren während der Bestrahlung

Während der Bestrahlung wurden im Abstand von etwa drei bis vier Stunden zwei Pulshöhenspektren mit und ohne Strahl aufgenommen und abgespeichert, um eine

Veränderung der Gasverstärkung erkennen zu können, da dies ein Anzeichen für einen Alterungsprozess ist.

Zunächst war vorgesehen die Überwachung der Gasverstärkung mit ^{55}Fe Spektren vorzunehmen, dies war jedoch wie in Kapitel 6.5 erläutert wird wegen der Aktivierung des Aufbaus leider nicht möglich, deshalb wurde die Messung des Proton-Spektrums zur relativen Gain-Bestimmung benutzt. Da die Strahlenergie konstant auf 21 MeV eingestellt war, kann man bei Alterungseffekten, die den Gain verändern, eine Verschiebung des Maximums im Proton-Spektrums erkennen. Das Maximum wurde ermittelt, indem eine Landau Funktion an das Pulshöhenspektrum der Protonen gefitet wurde. Bei konstanter Protonenenergie ergibt sich mit 6.2 , dass der relative Gain durch das Verhältnis der Pulshöhen angegeben werden kann.

$$G_i(Ph_i) = k\frac{Ph_i}{A_{VV}en_p} \tag{6.1}$$

$$G_{rel}(Ph_i, Ph_j) = \frac{Ph_i}{Ph_j} \tag{6.2}$$

G_i	Gain der i-ten Messung
G_{rel}	relativer Gain der i-ten Messung
Ph_i	Pulshöhe der i-ten Messung
k	konstanter Korrekturfaktor
e	Elementarladung

Vorausgesetzt wird, dass bei konstanter Protonenenergie die Verteilung der Primärionisation (Landau verteilt) gleich bleibt. Eine Verschiebung des mit einer Landau Funktion gefitteten Peak-Mittelwerts im Pulshöhenspektrum zeigt somit eine relative Gain-Änderung an.

Die Auswertung (Abb. 6.7) der relativen Gain-Änderung aus den Pulshöhenspektren von Straw Nr. 13 (Abb. 6.9) und Straw Nr. 14 (Abb. 6.10) ist bei einem Beschleunigungsfaktor von B_{13}=0,7 und B_{14} =4,7 keine signifikante Abweichung erkennbar. Die am stärksten bestrahlten Straws Nr. 15 mit 94,4 mC/cm was mit einem Beschleunigungsfaktor von B_{15}=25,4 , was 0,4 LHCb Jahren entspricht, sowie Straw Nr 16 mit 127,2 mC/cm was bei einem Beschleunigungsfaktor von B_{16}=34,2 0,5 LHCb Jahren entspricht. Auch hier konnte bei der Auswertung der Protonen-Spektren(Abb. 6.11 und 6.12) in Abbildung 6.8 keine signifikante Gain-Änderung während der Bestrahlung festgestellt werden.

In Tabelle 6.1 sind die integrierten Ladungen pro cm Strawlänge des Alterungstest aufgelistet. Diese wurden für die inneren (y=0mm), das heißt die am stärksten bestrahlten Straw-Bereiche berechnet. Die Bestrahlungsdauer betrug 148600 s, die bei LHCb in 10 Betriebsjahren integrierte Ladung beträgt 2,5 C/cm, wobei 1 Betriebsjahr 10^7 s entspricht. Die Beschleunigungsfaktoren variieren infolge der unterschiedlichen Positionen der Straws zum Austritts-Fenster.

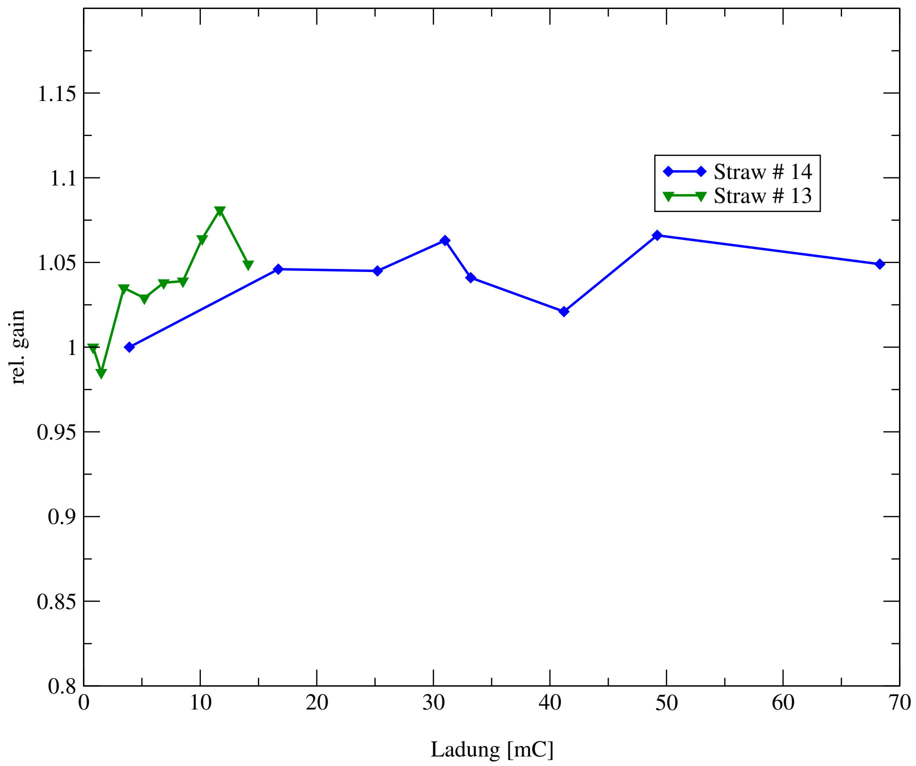

Abbildung 6.7: Veränderung des relativen Gains von Straw Nr. 13 und 14während der Bestrahlung . Der relative Gain wurde aus der Lage des Landau Peaks im Protonen-Pulshöhenspektrum ermittelt.

Straw Nr.	13	14	15	16
Position x [mm]	32,2	26,8	24,4	16,0
bestrahlte Länge [mm]	62,6	72,0	78,9	83,9
Δx	62,6	35,7	32,3	28,4
Ladung Q [mC]	16,3	78,9	367,7	650
ΔQ [mC]	16,3	62,6	305,2	361,2
ΔQ/Δx [mC/cm]	2,6	17,5	94,4	127,2
Beschleunigungsfaktor	0,7	4,7	25,4	34,2
LHCb Jahre	0,01	0,07	0,38	0,51

Tabelle 6.1: Beschleunigungsfaktoren der bestrahlten Straws

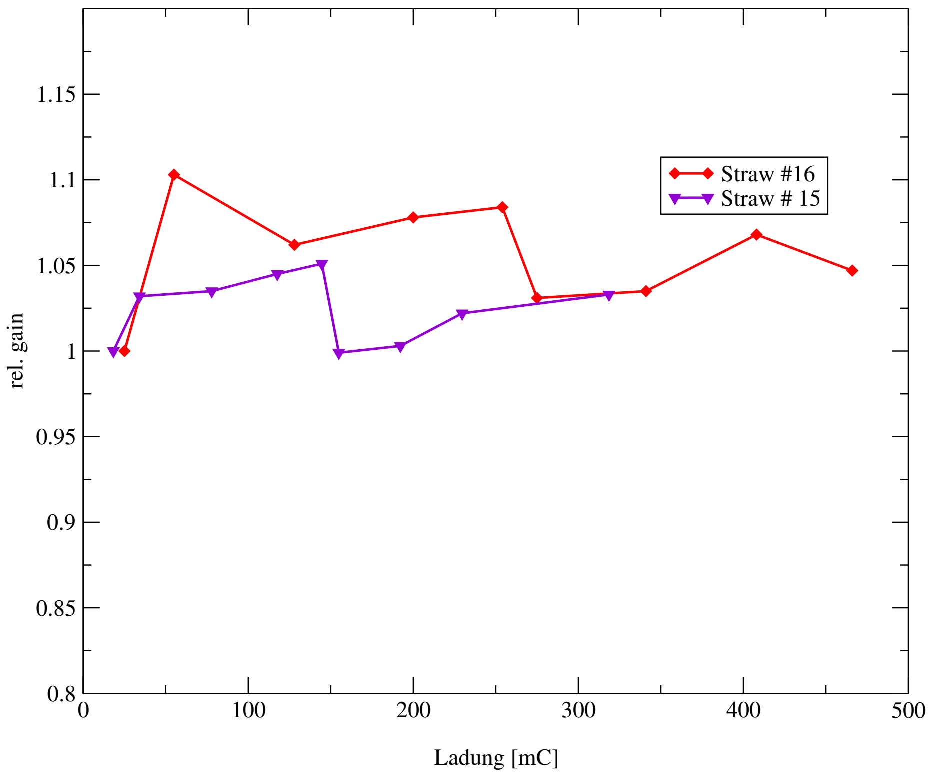

Abbildung 6.8: Veränderung des relativen Gains von Straw Nr. 15 und 16 während der Bestrahlung .

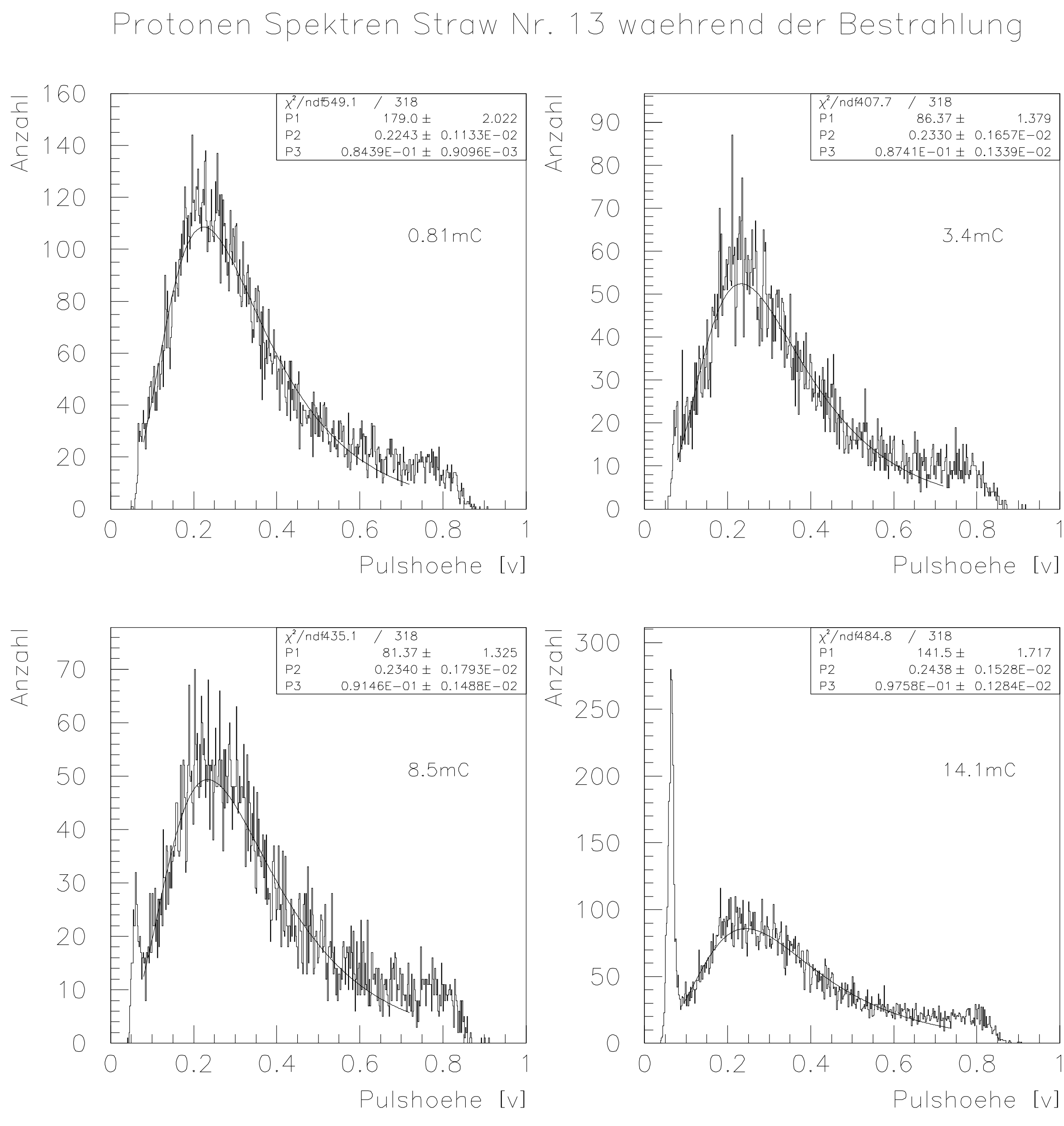

Abbildung 6.9: Protonen Spektren des Straw Nr. 13 aufgenommen während der Bestrahlung der Bestrahlung am MPI. Mit den Spektren wurde die Gain-Veränderung bei dem Alterungstest gemessen.

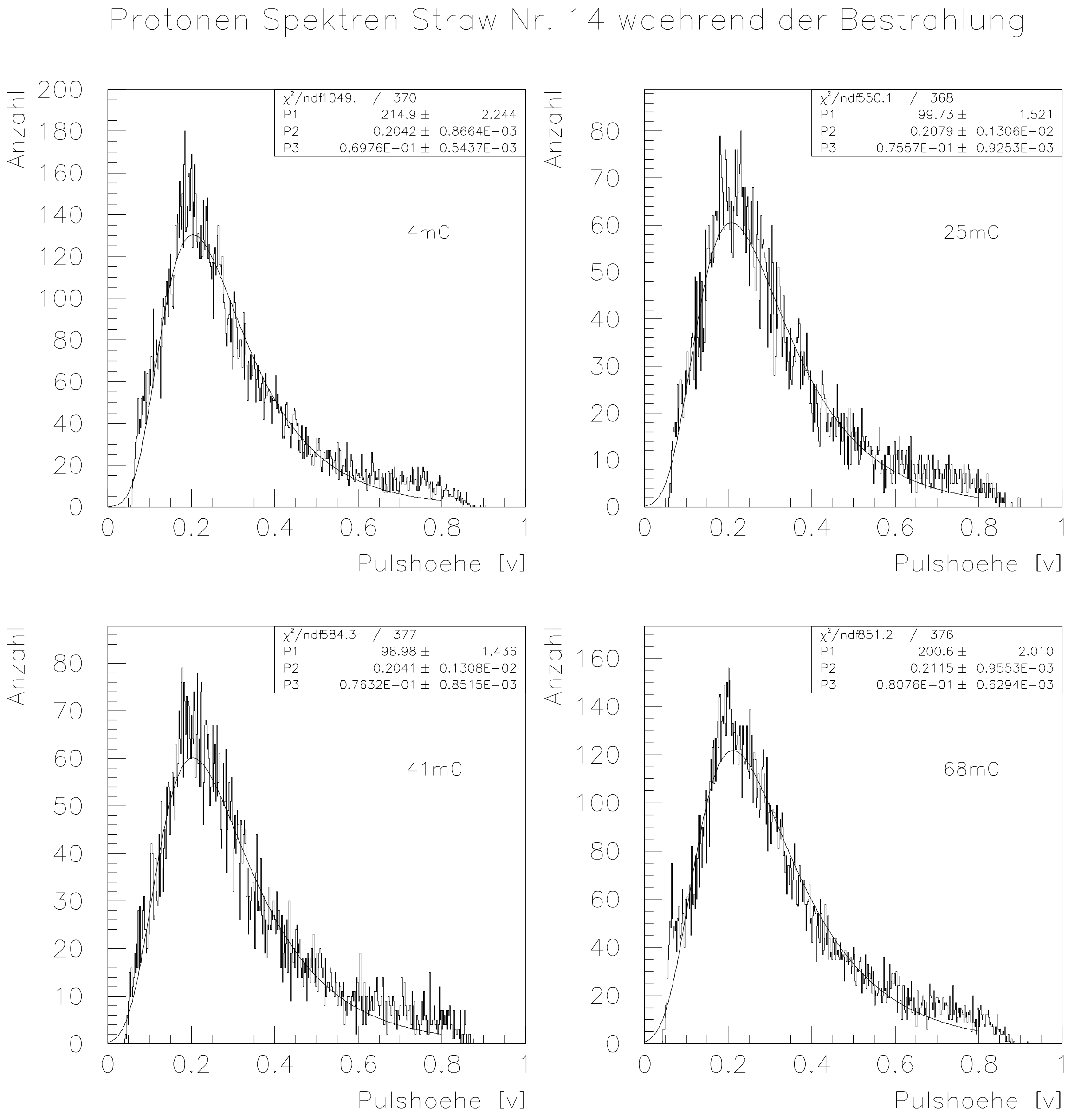

Abbildung 6.10: Protonen Spektren des Straw Nr. 14 aufgenommen während der Bestrahlung der Bestrahlung am MPI. Mit den Spektren wurde die Gain-Veränderung bei dem Alterungstest gemessen.

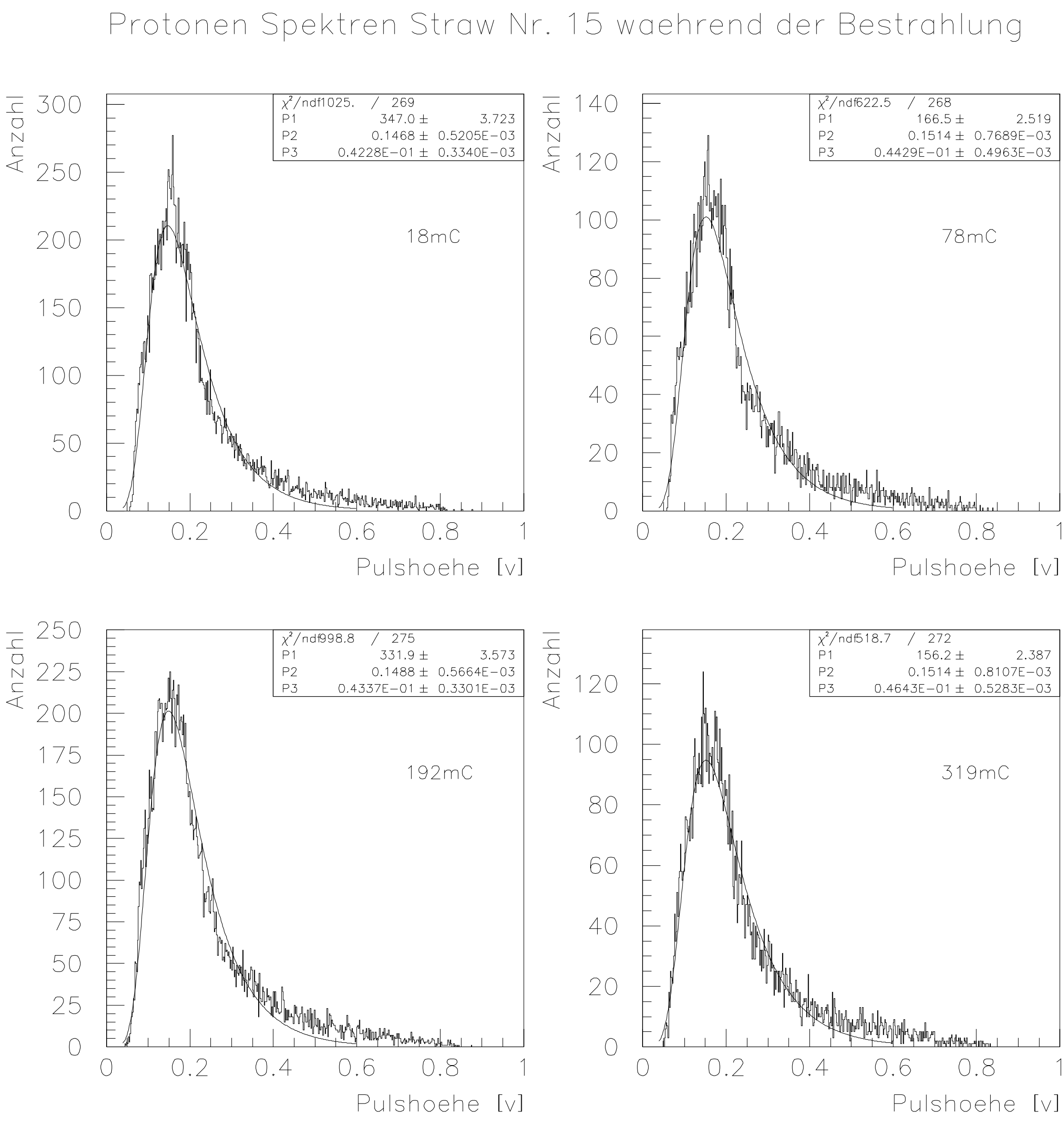

Abbildung 6.11: Protonen Spektren von Straw Nr. 15 aufgenommen während der Bestrahlung der Bestrahlung am MPI. Mit den Spektren wurde die Gain-Veränderung bei dem Alterungstest gemessen.

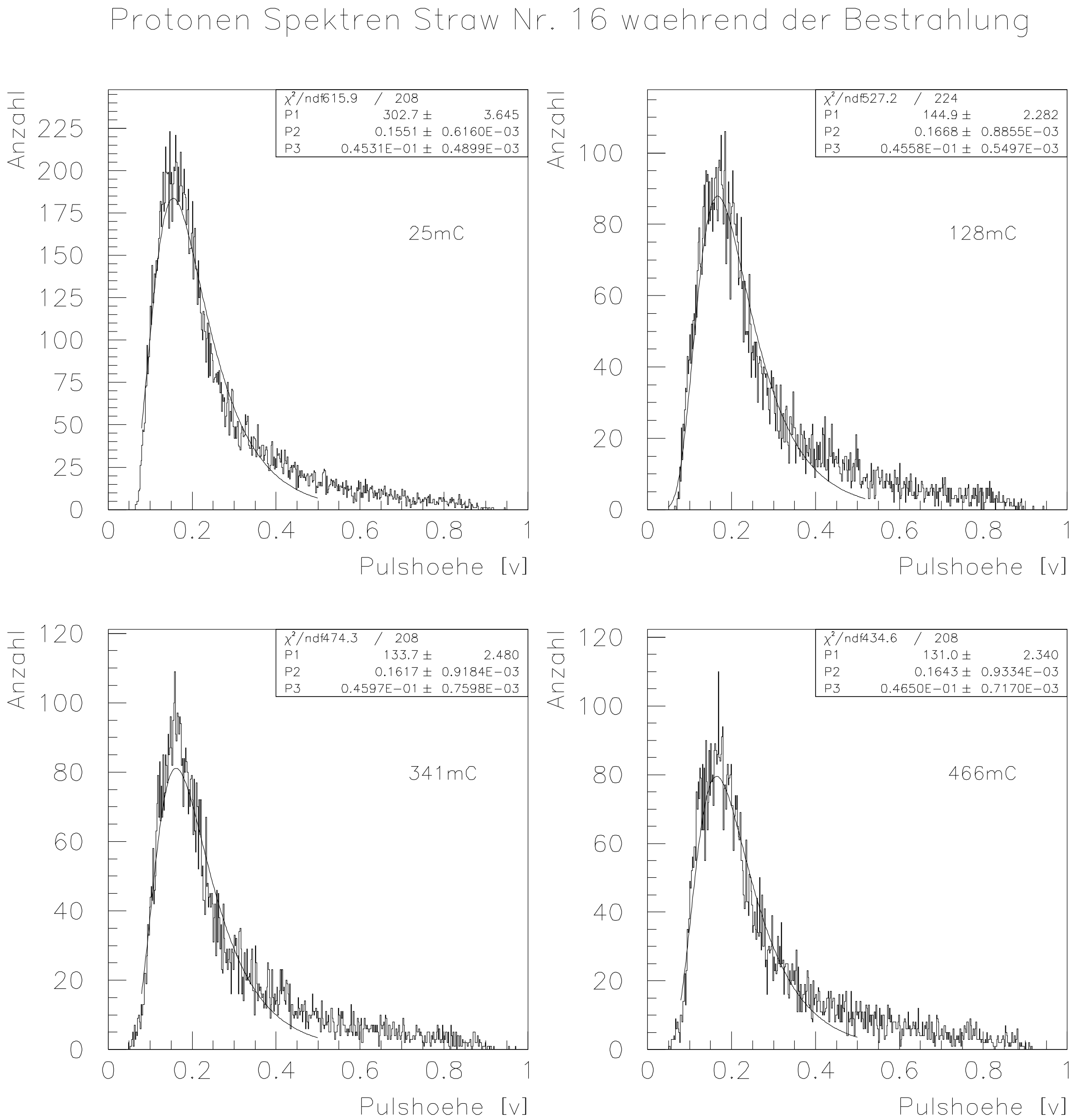

Abbildung 6.12: Protonen Spektren aufgenommen während der Bestrahlung der Bestrahlung am MPI. Mit den Spektren wurde die Gain-Veränderung bei dem Alterungstest gemessen.

6.5 ^{55}Fe Vergleichsspektren nach der Bestrahlung

Da der Test-Detektor erst unmittelbar vor der genehmigten Strahlzeit fertig gestellt wurde, konnten nicht alle im Prinzip erforderlichen Voruntersuchungen vor den Alterungstests durchgeführt werden. Insbesondere war vorgesehen^{55}Fe Pulshöhenspektren vor, während und nach der Bestrahlung der entsprechenden Bereiche aufzunehmen. Die Messung der Spektren sollte vor Strahl-Beginn mit einer ^{55}Fe-Quelle die vom MPI bereitgestellt wurde, durchgeführt werden. Leider war die mit dieser Quelle erzielte Rate so gering, dass es nicht möglich war innerhalb vertretbarer Zeit ein Pulshöhenspektrum aufzuzeichnen. Deshalb wurden erst nach dem Alterungstest ^{55}Fe Pulshöhenspektren an bestrahlten und unbestrahlten Bereichen entlang der Straws aufgezeichnet.

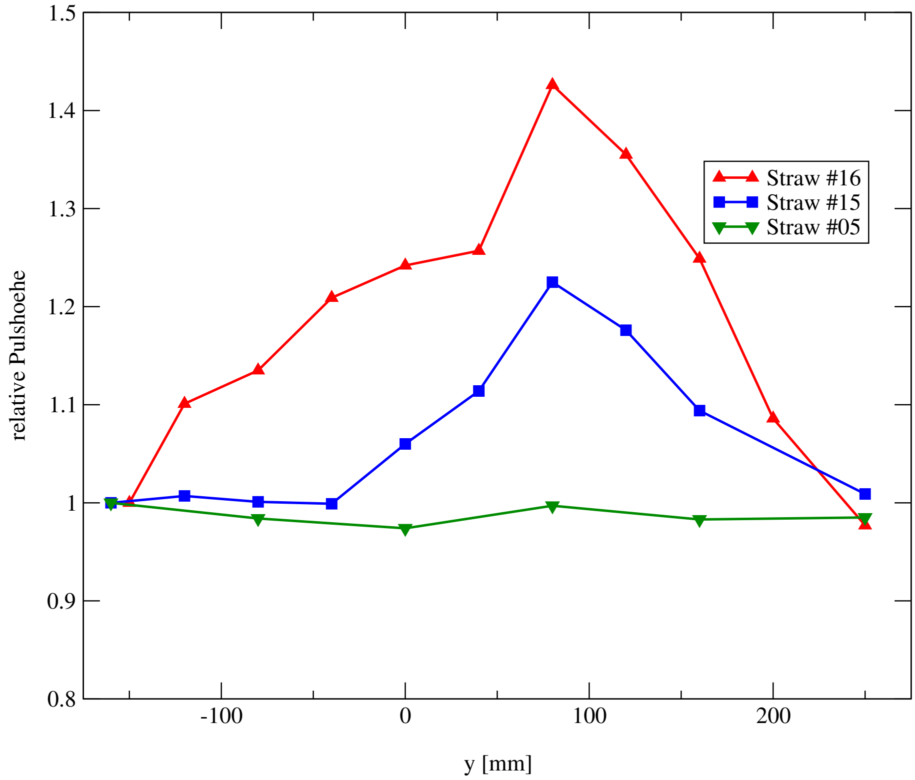

Abbildung 6.13: Gain-Veränderung des MPI Test-Moduls nach dem Alterungstest. Die Bereiche um y= +/- 42 mm wurden bestrahlt

Hierbei wurde bei Straw Nr.15 und 16 eine, wie Abbildungen 6.18 und 6.19 zeigen, eine Veränderung des Gains relativ zu einem unbestrahlten Bezugspunkt bei y=-160 mm festgestellt. Die maximale Gain-Veränderung lag jedoch außerhalb des bestrahlten Bereichs wie Abbildung 6.13 zeigt.

Eine weiterführende Untersuchung ergab, dass diese Gain-Erhöhung durch einen Offset des Anodendrahtes relativ zum Straw hervorgerufen wurde. Da sich wie Abbildung 6.15 zeigt durch ein Offset des Drahtes relativ zur Kathoden-Mitte, eine Erhöhung der elektrischen Feldstärke ergibt, erhöht sich die Gasverstärkung in diesem Bereich ebenfalls. Eine Gain-Änderung von 17% würde wie Abbildung 6.16 darstellt einem

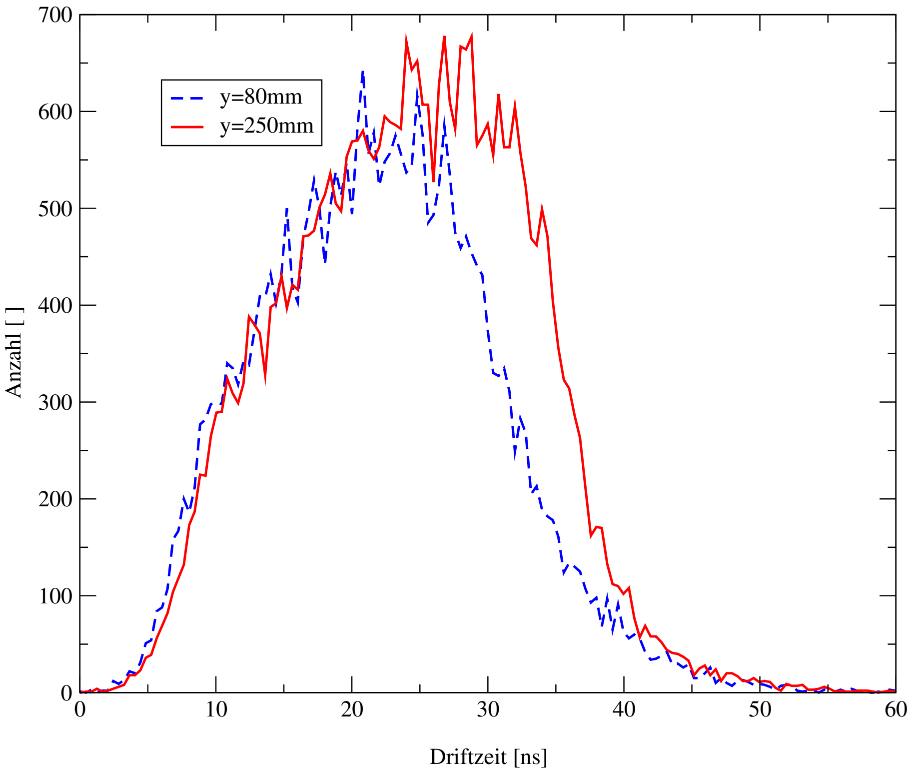

Abbildung 6.14: Driftzeit-Verteilungen von Straw Nr.16 gemessen bei y=80mm und y=250mm mit einer ^{106}Ru Quelle. Bei y=80mm ist die Verteilung deutlich zu kürzeren Drift-Zeiten gegenüber z=250mm hin verschoben.

Offset von 500 μm entsprechen. Bei einem Offset von 500 μm würde die Änderung des elektrischen Feldes einer Erhöhung der angelegten Hochspannung um 20V entsprechen (Abb 6.15).

Auf eine Erhöhung des elektrischen Feldes weist auch ein Vergleich der Driftzeit-Verteilungen in Abb. 6.14 bei y=250 mm (relativer Gain=1) und y=80 mm (relativer Gain=1,46) hin, da sich bei einem größeren elektrischen Feld die Driftgeschwindigkeit erhöht und somit die Driftzeiten verringern.

Ein weiterer Hinweis für einen Offset des Zähldrahtes ergibt sich aus der Lage des Twisters von Straw Nr. 15 bei y=-57,5mm , da genau dort die relative Gain-Abweichung verschwindet. Das Vergleichs-Straw Nr.5 , das wie Nr.15 einen Twister hat, weist kein Gain-Änderung auf. Bei Straw Nr. 16 sind nur an den Enden Twister vorhanden.

Die Ursache für diesen Offset des Drahtes relativ zur Kathode konnte nicht abschließend geklärt werden, da an dem Test Modul weitere Alterungstests durchgeführt werden sollen und das Modul deshalb nicht geöffnet werden konnte. Ein Durchhängen des Drahtes konnte durch die Messung der Drahtspannung mit F_{Draht}= 0,55 N ausgeschlossen werden, so dass eine Unebenheit der Modulträgerplatten, beziehungsweise eine seitliche Durchbiegung des Straws relativ zum an den Enden der Straws fixierten Drahtes als Ursache für diese Gain-Änderung am plausibelsten erscheinen.

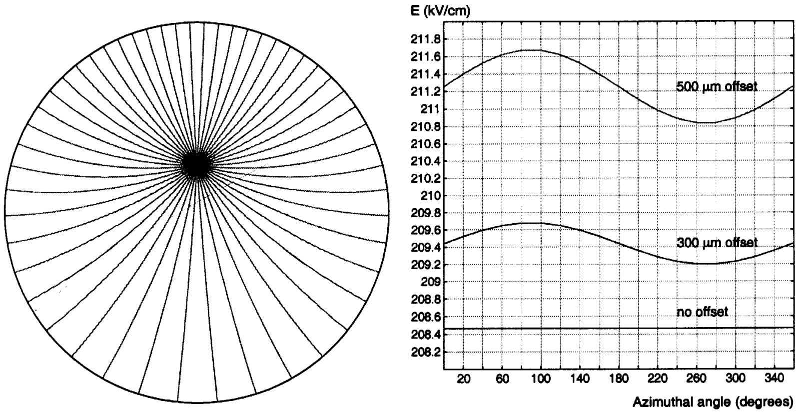

Abbildung 6.15: Links : Feldlinienverlauf in einem Straw mit einem Offset des Drahtes von 500μm. Rechts : Elektrische Feldstärke an der Drahtoberfläche bei unterschiedlichem Draht-Offset. Der Draht wurde bei 90°, das entspricht in der linken Ansicht oben, zum Straw hin verschoben [ATLAS00].

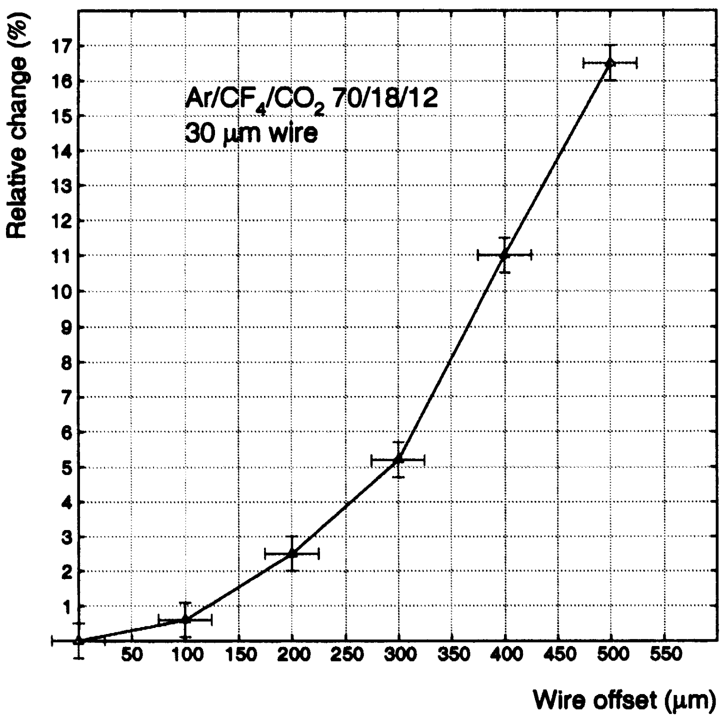

Abbildung 6.16: Die Änderung des relativen Gains als Funktion des Zähldraht-Offsets bei einer HV von 1510V [ATLAS00].

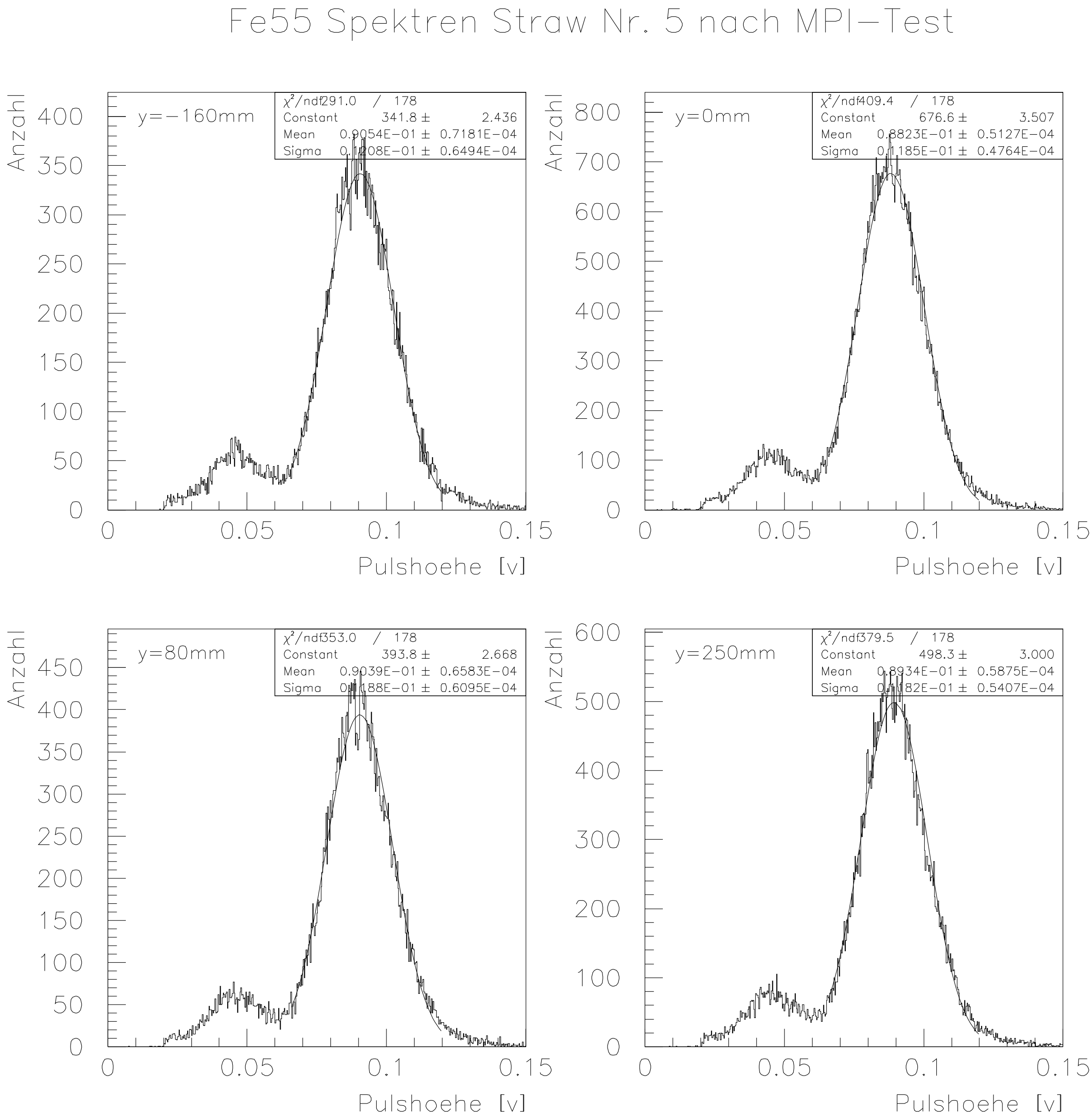

Abbildung 6.17: ^{55}Fe Spektren nach der Bestrahlung am MPI an verschiedenen Positionen entlang des Straws. Straw Nr. 5 wurde während des Alterungstests nicht bestrahlt.

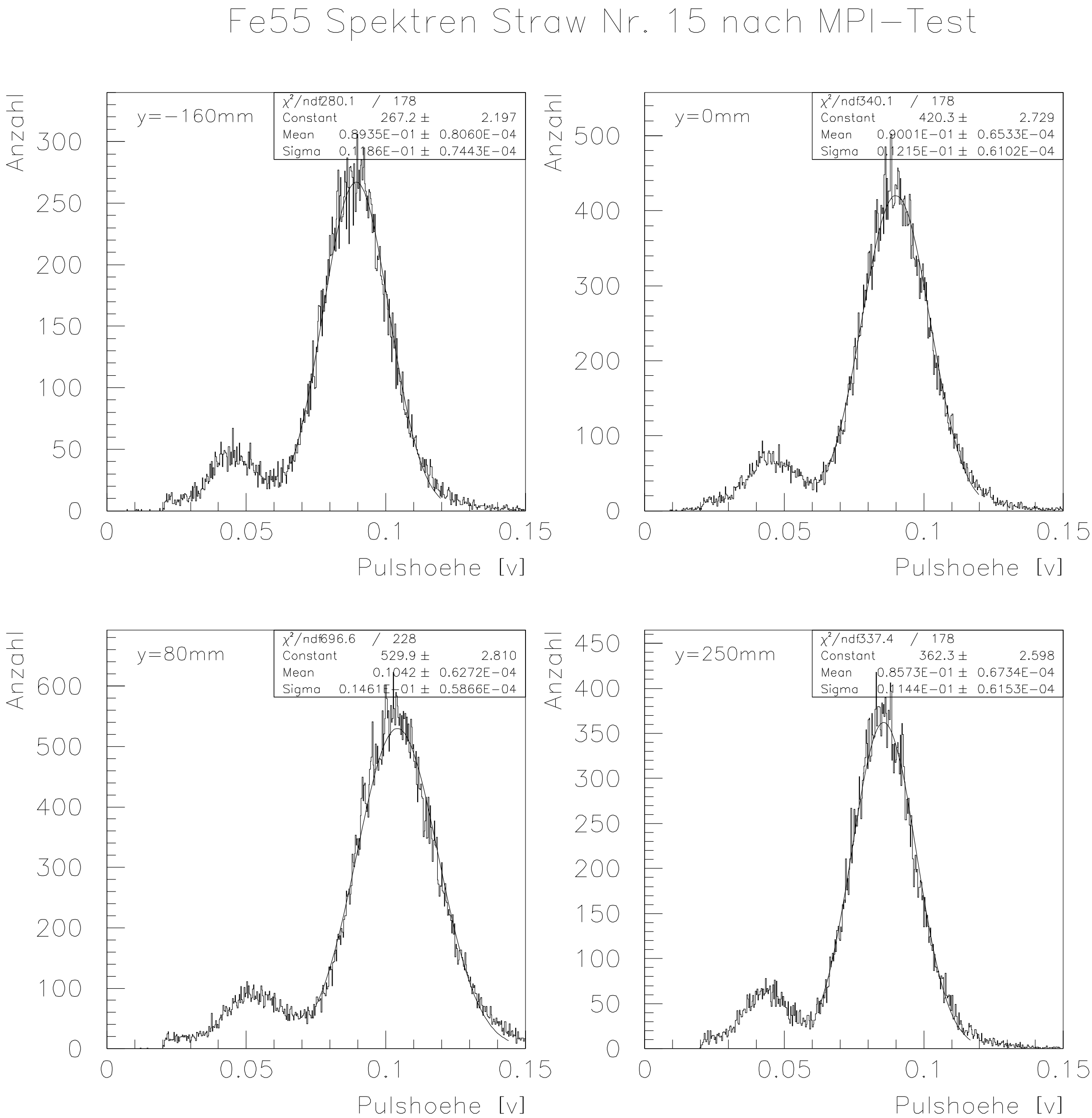

Abbildung 6.18: ^{55}Fe Spektren nach der Bestrahlung am MPI an verschiedenen Positionen entlang des Straws Nr. 15. Der bestrahlte Bereich lag bei y=0±39mm

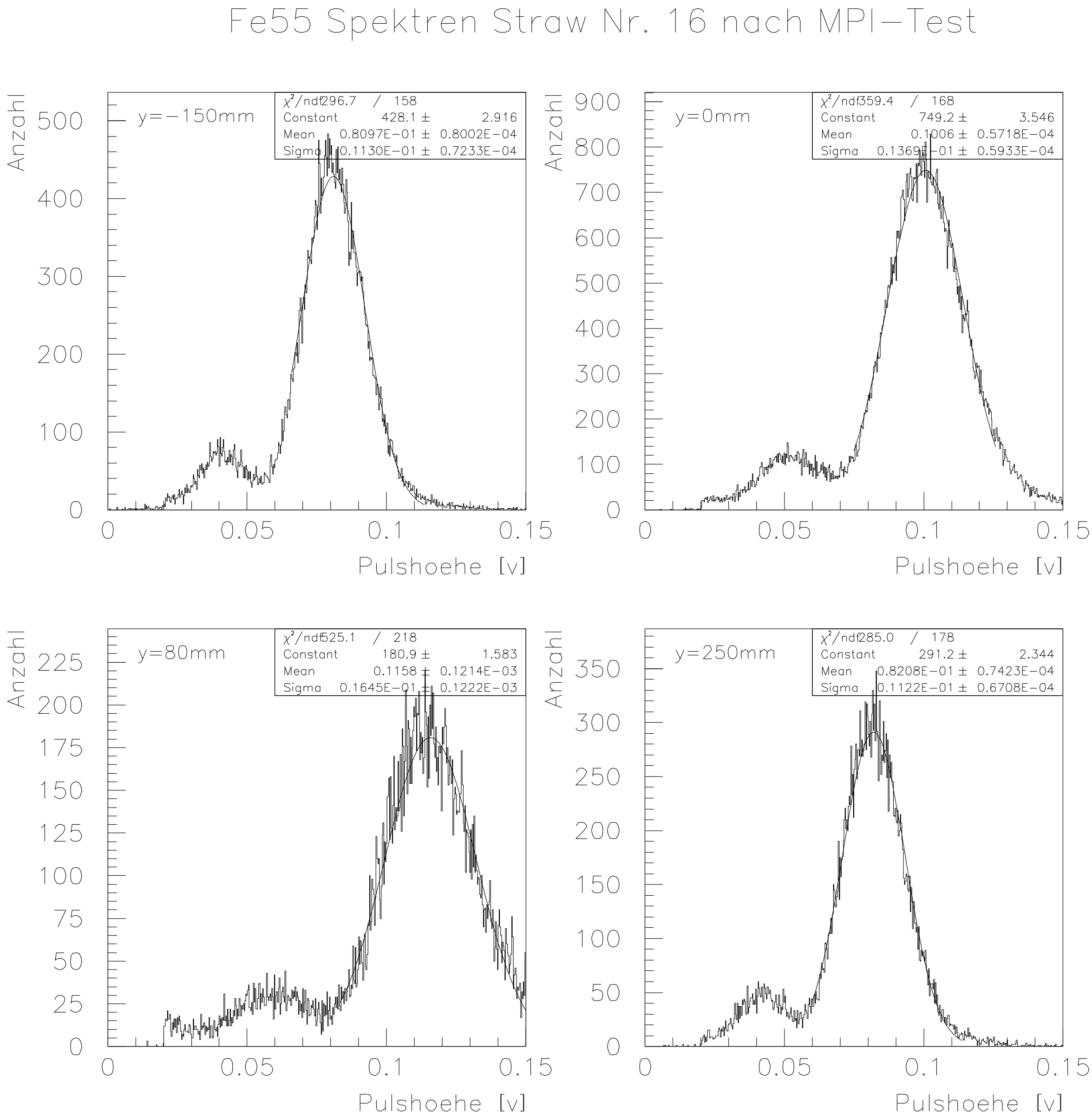

Abbildung 6.19: ^{55}Fe Spektren nach der Bestrahlung am MPI an verschiedenen Positionen entlang des Straws Nr. 16 . Der bestrahlte Bereich lag bei y=0±42mm

6.6 Zusammenfassung und Ausblick

Mit diesem Test wurde gezeigt, dass mit dem hier vorgestellten Aufbau Alterungstest mit 21 MeV Protonen am Tandem Beschleuniger am MPI durchgeführt werden können. Bei dem durchgeführten Bestrahlungstest konnte wegen der 10-100 mal höheren Primärionisation der Protonen eine realistische Alterungssimulation mit variablen Beschleunigungsfaktoren zwischen 1 und 34 durchgeführt werden. Bei dem Alterungstest konnte bei der Analyse des relativen Gains durch die Protonen-Spektren kein Hinweis auf Alterungseffekte festgestellt werden.

Zur Optimierung des Alterungstests könnten Folien aus Aluminium vor dem Test Modul angebracht werden um die Energie der Protonen noch näher in den Bereich des Bragg Peaks zu verschieben, da dann eine noch höhere Primärionisation im Zählgas erreicht werden kann. Aluminium sollte verwendet werden, da dieses beim Einfang von Protonen in das stabile Siliziumisotop ^{28}Si übergeht. Bei Verwendung von kohlenstoffhaltigen Folien zum stoppen der Protonen entsteht das β^+ aktive Stickstoffisotop ^{13}N , dessen Zerfall würde das aufnehmen von ^{55}Fe Vergleichsspektren während eines Alterungstests erschweren. Für diese ^{55}Fe Vergleichsspektren müsste eine ausreichend starke Quelle beschafft werden, damit die Rate groß genug ist gegen den Hintergrund der radioaktiven Anreicherungsprodukte. Ferner müssten vor einem Alterungstest Vergleichsspektren entlang des Test-Moduls aufgezeichnet werden. Des weiteren sollte man einen Kollimator unmittelbar vor dem Test-Modul anbringen, der einen genau definierten Bereich von einigen Quadratzentimetern aussparen sollte. Auch hierfür empfiehlt es sich aus dem oben genannten Grund Aluminium zu verwenden. Zu überlegen wäre auch ein Austausch des Austritsfensters durch eine Aluminiumfolie. Mit diesen einfachen Änderungen wäre ein optimierter Alterungstest mit Protonen am MPI für Kernphysik in Heidelberg leicht zu realisieren.

Mit dem derzeitigen Test-Aufbau ist eine Alterungsmessung mit Alpha Teilchen nicht möglich, da bei einer maximalen Energie von 33 MeV die Alpha Teilchen noch vor erreichen des Gasvolumens in den Straws gestoppt werden würden. Verändert man den Test-Aufbau dahingehend, dass man das Material vor den Straws reduziert, so ist eine Messung mit Alpha Teilchen möglich. Bei einem Austritts-Fenster mit einer Dicke von nur noch 50 μm Edelstahlfolie beziehungsweise einer Aluminiumfolie ausreichender Dicke und einem verkürzten Abstand zwischen Austritts-Fenster und Test-Modul von etwa 3 cm sowie einer 100 μm dicken Kaptonfolie als Eintritts-Fenster in die Gas-Box, hätten die Alpha-Teilchen noch eine Restenergie von etwa 20 MeV im Gasvolumen der Straws. Mit einem so abgeänderten Aufbau könnte ein Alterungstest mit Alpha-Teilchen durchgeführt werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen und Tests dienten der Untersuchung der Betriebssicherheit von Straw Tube Detektoren für den LHCb Detektor. Des weiteren wurde an der Vorbereitung von Qualitätskontrollen für die geplante Serienfertigung von Straw Tube Modulen mitgearbeitet.

Um die Betriebssicherheit von Zählgasen zu testen, wurden die Gasparameter verschiedener Driftgasmischungen gemessen. Die Untersuchung sollte zeigen, ob diese für einen Einsatz beim LHCb Outer Tracker geeignet sind. Bei der Zusammensetzung der Gase wurde der CF_4 und der CO_2 Gehalt variiert. Unter den untersuchten Gasen befand sich auch das im Technical Design Report (TDR) gewählte LHCb Outer Tracker Gas mit der Zusammensetzung 75%Ar:10%$CO_2$15%CF_4.

Zur Messung der Gasparameter wurden ein Double Kapton XC und ein Aluminium Kapton XC Straw verwendet. Die Signale wurden mit dem für den LHCb Detektor geplanten Vorverstärker ASDBLR und einem am Physikalischen Institut entwickelten Vorverstärker VV50-2 ausgelesen. Die Plateaukurven wurden mit einer γ (^{55}Fe) und einer β^- (^{106}Ru) Quelle gemessen. Diese Messung diente der Bestimmung des Spannungsbereichs, in dem die Gasmischungen mit den Straw Tubes betrieben werden können. Die Gasverstärkung wurde aus der Strom- und Ratenmessung mit einer ^{55}Fe Quelle ermittelt. Mit der Messung der Gasverstärkung wurde der Arbeitspunkt der Gase bestimmt und verglichen. Aus der Messung der Pulshöhenspektren wurde die Energieauflösung berechnet. Die relative Veränderung des Attachments bei den untersuchten Gasmischungen wurde mit der Änderung der Energieauflösung vorgenommen. Die durchgeführten Messungen und Analysen bestätigten, dass das im Outer Tracker TDR gewählte Gas geeignete Betriebsparameter für den Einsatz mit den vorgesehenen Straws und dem Vorverstärker ASDBLR besitzt.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde auch bei der Entwicklung und dem Bau eines Prototypen mitgewirkt. Dabei wurden Dichtigkeitsmessungen und Klebetests mit Aluminium Straws, sowie Lötversuche mit Anodendrähten durchgeführt. Es wurde auch ein Messaufbau zur Messung der Drahtspannung angefertigt, mit dem die Drahtspannungen am Prototypen gemessen wurden.

Bei einem Strahltest am MPI für Kernphysik in Heidelberg wurde beim Aufbau und der Durchführung eines Alterungstests mitgearbeitet. Der Alterungstest wurde mit einem 21 MeV Protonenstrahl durchgeführt und ermöglichte, im Vergleich mit einer Röntgenstrahlungsquelle, eine realistischere Simulation des LHCb Betriebs . Bei dem Test wurden keine Alterungseffekte festgestellt.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[ATLAS00] ATLAS Collaboration:
Studies of wire offset effects on gas gain in the ATLAS TRT straw chamber
ATLAS Internal Note INDET-NO-2000-016

[ATLAS95] M.Deile, J.Dubbert, N.P.Hessey:
Charge Division and Intrinsic Pulse Shaping in Drift Tubes
ATLAS Internal Note MUON-NO-105 1 February 1995

[Becker99] U.Becker et al.:
Understanding the impact of additives with large inelastic cross sections on drift chamber performance
NIM A 421 (1999) 28-283

[Bethe30] H.A.Bethe:
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskelstrahlen durch Materie
Ann. d. Phys. 5 (1930) 325

[Blum93] W.Blum, L.Rolandi:
Particle Detection with Drift Chambers
Springer Verlag ISBN 3-540-56425-X

[Chris79] L.G.Christophorou et al.:
Fast gas mixtures for gas-filled particle detektors
NIM 163 (1979) 141-149

[Chris91] L.G.Christophorou et al.:
Gases of possible interest to SSC muon detectors
NIM A 309 (1991) 160-168

[Klein92] K.Kleinknecht:
Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner Studienbücher Physik ISBN 3-519-23058-5

[Lee56] T.D.Lee, C.N.Yang:
Question of Parity Conservation in Weak Interactions
Phys.Rev. Vol. 104 (1956) 254-258

[LHCC98] T.Nakada, H.J.Hilke:
The LHCb Experiment
LHCC Open Session, 3 March 1998

[Mat85] M.Matoba et al.:
Three dimensional Monte Carlo simulation of the electron avalanche arround an anode wire of a proportional counter
IEEE Trans. on Nucl. Sience NS-32 1 (1985) 541-544

[MIT93] U.Becker et al.:
MIT LNS Drift Gas R&D Home Page
http://cyclotron.mit.edu/drift/

[RICH00] LHCb Collaboration:
LHCb RICH Technical Design Report
CERN/LHCC/2000-037

[Sluijk01] T.Sluijk:
LHCb Outer Tracker Analog Front End Electronics (design) page
http://www.nikhef.nl/%7Etoms/lhcb/otfe/afe/index.html

[TDR01] LHCb Collaboration:
LHCb Outer Tracker Technical Design Report
CERN/LHCC/2001-024

[Wu57] C.S.Wu et al.:
Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay
Phys.Rev. Vol. 105 (1957) 1413-1415

[Zhao94] T. Zhao et al.:
A study of electron drift velocity in Ar-CO_2 and Ar-CO_2-CF_4 gas mixtures
NIM A340 (1994) 485-490

Vielen Dank an ...

- Herrn Prof. Dr. F. Eisele für die interessante Aufgabenstellung und Betreuung meiner Diplomarbeit
- Herrn Prof. Dr. K.T. Knöpfle für die Übernahme der Zweitkorrektur
- Herrn Dr. H.B. Dreis für die Betreuung und Unterstützung zu Begin der Diplomarbeit
- Herrn Dr. S. Bachmann für die Betreuung und Unterstützung der Diplomarbeit
- die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt für ihre Unterstützung
- die Mitarbeiter am MPI für Kernphysik in Heidelberg für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung während des Strahltests
- an die gesamten HE-Gruppe für das freundschaftliche Arbeitsklima
- Jessica und Kevin für Ihre großartige moralische Unterstützung und Ihr Verstäntnis während meiner Diplomarbeit

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

Raimund Ruschmann