Untersuchungen des Gasgemisches Ar–CO_2–CF_4 der HERMES–Driftkammern BC 1–4

Diplomarbeit
von
Frank Schmidt

Physikalisches Institut
der
Friedrich–Alexander–Universität
Erlangen–Nürnberg

Mai 1996

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Durch fortschreitende Technik und immer aufwendigere Experimente war es möglich, immer tiefer in die Strukturen der Materie einzudringen. Man gelangte zu der Erkenntnis, daß bekannte Strukturen noch kleinere Unterstrukturen besitzen. So kam man, ausgehend von den Atomen als Grundbausteine der Materie, zu dem Schluß, daß die Atome aus Atomkern und Elektronenhülle aufgebaut sind. Weitere Untersuchungen ergaben, daß der Atomkern aus den Nukleonen, den Protonen und den Neutronen besteht und daß bei Streuexperimenten zwischen Teilchen sehr hoher Energien viele neuartige Teilchen erzeugt werden können. Durch die Einführung des Quarkmodells war es erstmals möglich, Ordnung in den bestehenden 'Teilchenzoo' zu bringen und die Struktur der Materie auf wenige Grundbausteine zurückzuführen. Nach heutiger Erkenntnis sind diese Grundbausteine die Quarks und die Leptonen, die mittels Austauschbosonen der fundamentalen Kräfte miteinander wechselwirken. Ein Charakteristikum all dieser Teilchen ist ihr Spin, der bei den Fermionen, also den Quarks und den Leptonen, halbzahlig, bei den Bosonen ganzzahlig ist.

Nach dem einfachen Quarkmodell setzt sich der Spin der Nukleonen aus den Spins der drei Valenzquarks zusammen. Messungen am CERN und SLAC bestätigten diese Theorie allerdings nicht, was die sogenannte 'Spinkrise' auslöste. Nach heutigem Wissensstand setzt sich der Spin des Nukleons aus den Spinbeiträgen der Valenz– und Seequarks, den Bahndrehimpulsen und den Spins der Gluonen zusammen. Das HERMES–Experiment am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY, dessen Datennahme im Frühjahr 1995 begann, hat sich zum Ziel gesetzt, die Spinstruktur des Nukleons genauer zu untersuchen. Mittels tiefinelastischer Streuung longitudinal polarisierter Positronen an einem internen polarisierten Gastarget im HERA–Speicherring sollen die spinabhängigen Strukturfunktionen $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$ von Proton und Neutron mit großer Genauigkeit gemessen werden. Ferner lassen sich über semi–inklusive Messungen die Anteile der Einzelkomponenten zum Gesamtspin des Nukleons bestimmen. Eine hohe Meßgenauigkeit setzt aber die genaue Kenntnis des gesamten Detektorsystems voraus. Die Funktionsweise der Einzelkomponenten des Detektors muß daher möglichst exakt verstanden sein, um den systematischen Fehler der Messung so gering wie möglich zu halten.

Für die Spurbestimmung bedeutet dies eine gute Auflösung und eine genaue Kalibration der ortsauflösenden Detektoren, die im HERMES–Experiment vorwiegend durch Driftkammern verwirklicht sind. Ihre Eigenschaften und ihre Leistungsfähigkeit werden durch die Auswahl eines geeigneten Driftkammergases wesentlich beeinflußt, wobei in allen Kammern die Wahl auf das Gasgemisch $Ar(90\%)CO_2(5\%)CF_4(5\%)$ fiel. Einflüsse sich ändernder Betriebsbedingungen wie Temperatur und Druck auf die Drifteigenschaften des Gases müssen bekannt sein und in die aus den Detektorsignalen gewonnenen Meßgrößen einfließen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird das verwendete Driftkammergas näher untersucht. Die Einflüsse von verschiedenen Betriebsbedingungen, von Verunreinigungen im Gas und Fluktuationen in der Gaszusammensetzung sollen durch die Messung der Driftgeschwindigkeit im Gas bestimmt werden. Daneben ist die Abhängigkeit der Gasverstärkung von den oben genannten Faktoren von Interesse. Diese Ergebnisse können dann mit Rechner–Simulationen verglichen werden, wobei das Ziel letztendlich sein soll, eine Aussage über die Änderung der Meßgröße des Detektors und eine in Frage kommende Kalibration desselben zu machen.

2 Das HERMES–Experiment

2.1 Die physikalischen Grundlagen

Das HERMES–Experiment [Her 90, Her 93, Dür 95] untersucht in tiefinelastischer Lepton–Nukleon–Streuung mit hoher Genauigkeit die Spinstruktur des Nukleons. Dabei werden longitudinal polarisierte Elektronen (oder Positronen) an einem polarisierten Gastarget aus Wasserstoff, Deuterium oder ^{3}He gestreut, um damit die spinabhängigen Strukturfunktionen $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ zu messen. Die Bjorkensche Skalenvariable x kann für sehr hohe Q^2–Werte als Impulsbruchteil eines Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons interpretiert werden, wobei Q^2 das negative Quadrat der invarianten Masse des ausgetauschten virtuellen Photons darstellt. Um den spinabhängigen Anteil des tiefinelastischen Wirkungsquerschnittes zu erhalten, muß man die Differenz der Wirkungsquerschnitte zweier entgegengesetzter Targetpolarisationen bilden:

$$
\begin{aligned}
\frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\alpha+\pi))}{dx\,dy\,d\phi} &= \frac{e^4}{4\pi^2 Q^2}\Bigg[\cos\alpha\left(\left[1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right]g_1(x,Q^2)-\frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right) \\
&\quad -\sin\alpha\cos\phi\sqrt{\gamma^2(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2)}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2)+g_2(x,Q^2)\right)\Bigg] \qquad (2.1)
\end{aligned}
$$

mit

E,E'	:=	Energie des einfallenden bzw. gestreuten Elektrons
ν	:=	E–E' Energieübertrag des virtuellen Photons
Q^2	:=	negatives Quadrat der invarianten Masse des ausgetauschten virtuellen Photons
M	:=	Nukleonenmasse
x	:=	$Q^2/2M\nu$ Bjorkensche Skalenvariable
y	:=	ν/E Skalenvariable
γ	:=	$\sqrt{Q^2}/\nu$
$g_1(x,Q^2)$, $g_2(x,Q^2)$	:=	spinabhängige Strukturfunktionen
α	:=	Winkel zwischen Impulsvektor $\vec{k}$ des einfallenden Leptons und dem Polarisationsvektor $\vec{p}$ des Targets
ϕ	:=	Winkel zwischen der Streu– und Polarisationsebene

Die Winkel α und ϕ sind in Abb. 2.1 veranschaulicht. Die Impulsvektoren des Leptons vor und nach der Streuung ($\vec{k}$ und $\vec{k'}$) spannen die Streuebene auf, während die Polarisationsebene von $\vec{k}$ und $\vec{p}$ gebildet wird.

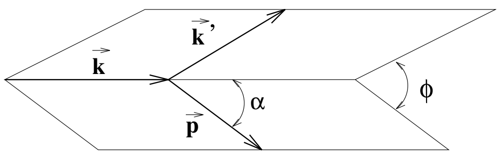


Abb. 2.1: *Darstellung der Winkel α und ϕ.*

Den Zugang zu den spinabhängigen Strukturfunktionen erhält man mit $\alpha = 0$ und $\alpha = \pi/2$, d.h. mit longitudinaler bzw. transversaler Targetpolarisation, über die inklusive Messung der Asymmetrien $A_{||}$ und $A_{\perp}$. Als inklusive Messung versteht man den Nachweis des Streuprozesses ausschließlich über das gestreute Elektron (oder Positron).

Im Partonmodell besitzt die Spinstrukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ eine anschauliche Interpretation, da sie durch die Wahrscheinlichkeiten $q_f^{\pm}(x, Q^2)$, ein Quark mit Flavor f mit gleicher (+) bzw. mit entgegengesetzter (−) Helizität zu der des Nukleons zu finden, beschrieben werden kann:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \left[q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2) \right] \ , \tag{2.2}$$

wobei e_f die Ladungszahl des Quarks mit Flavor f ist.
Der zweiten Spinstrukturfunktion $g_2(x, Q^2)$ kann im Partonmodell keine anschauliche Bedeutung zugeschrieben werden.

Die experimentell bestimmten Strukturfunktionen lassen die Überprüfung der sogenannten *Summenregeln* zu. Diese machen Aussagen über die Momente der Spinstrukturfunktionen, und es existieren theoretische Vorhersagen für ihre Werte. Somit lassen sich die theoretischen Modelle, auf denen die Summenregeln basieren, durch die Messung von $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$ überprüfen. Es gibt folgende Summenregeln:

- **Bjorken – Summenregel**
  Diese fundamentalste Summenregel [Bjo 66] stellt das Integral der Differenz aus den Strukturfunktionen des Protons $g_1^p(x)$ und des Neutrons $g_1^n(x)$ mit der Vektor– und Axialvektorkopplungskonstante g_V und g_A in Beziehung. Mit QCD–Korrekturen [Kod 79, Kod 80] in führender Ordnung lautet die Bjorken–Summenregel:

$$I_1^p - I_1^n \ = \int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]\, dx \ = \ \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V}\left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \ = \ 0.191 \pm 0.002 \ . \qquad (Q^2 = 4.6\ \text{GeV}^2) \tag{2.3}$$

- **Ellis–Jaffe–Summenregel**
  Eine theoretische Voraussage für die ersten Momente von $g_1(x)$ gibt die Ellis–Jaffe–Summenregel [Ell 74], die bei Berücksichtigung der Gluonenbeiträge unter der Annahme gilt, daß das s–Quark zum Nukleonenspin nicht beiträgt. Für das Proton ergibt sich somit [Jaf 90]:

$$I_1^p \ = \int_0^1 g_1^p(x)\, dx \ = \ 0.185 \pm 0.018 \ . \tag{2.4}$$

- **Burckhardt–Cottingham–Summenregel**
  Sie gibt die ersten Momente der Strukturfunktionen $g_2(x)$ an und lautet [Bur 76]:

$$I_2 \ = \int_0^1 g_2(x)\, dx \ = \ 0 \ . \tag{2.5}$$

  Aufgrund der großen Unsicherheiten im Verlauf von g_2 für sehr kleine Werte von x wird aber angezweifelt [Ans 95, Jaf 91], ob diese Summenregel experimentell überprüft werden kann.

In den bisherigen Messungen konnte kein Widerspruch zur Bjorken–Summenregel festgestellt werden. Die experimentelle Überprüfung der Ellis–Jaffe–Summenregel aber wich von der theoretischen Vorhersage ab, weshalb man annimmt, daß die s–Quarks zum Nukleonenspin beitragen oder daß große Gluonen- bzw. Bahndrehimpulsanteile existieren. Tabelle 2.1 zeigt die experimentellen Ergebnisse der Bjorken– und Ellis–Jaffe–Summenregel und vergleicht sie mit den theoretischen Vorhersagen.

Summenregel	Experiment	Target	Ergebnis	Theorie	$\langle Q^2 \rangle$
Ellis–Jaffe (p)	EMC	NH_3	$0.126 \pm .010 \pm .015$	$0.189 \pm .005$	10 GeV^2
Ellis–Jaffe (p)	SMC	C_4H_9OH	$0.136 \pm .011 \pm .011$	$0.176 \pm .006$	10 GeV^2
Ellis–Jaffe (p)	E143	NH_3	$0.127 \pm .004 \pm .010$	$0.160 \pm .006$	3 GeV^2
Ellis–Jaffe (d)	SMC	C_4D_9OD	$0.023 \pm .020 \pm .015$	$0.085 \pm .005$	4.6 GeV^2
Ellis–Jaffe (d)	E143	NH_3	$0.042 \pm .003 \pm .004$	$0.069 \pm .004$	3 GeV^2
Ellis–Jaffe (n)	SMC	C_4D_9OD	$-0.08 \pm .04 \pm .04$	$0.002 \pm .005$	4.6 GeV^2
Ellis–Jaffe (n)	E142	^3He	$-0.022 \pm .007 \pm .009$	$-0.021 \pm .018$	2 GeV^2
Ellis–Jaffe (n)	E143	$NH_3 \,\&\, NH_3$	$-0.037 \pm .008 \pm .011$	$-0.021 \pm .018$	2GeV^2
Bjorken	SMC & EMC	$C_4H_9OH \,\&\, NH_3$	$0.20 \pm .05 \pm .04$	$0.191 \pm .002$	4.6 GeV^2
Bjorken	E142 & EMC	$^3He \,\&\, NH_3$	$0.146 \pm .021$	$0.183 \pm .007$	2 GeV^2
Bjorken	E143 & E142	$NH_3 \,\&\, ^3HE$	$0.149 \pm .014$	$0.171 \pm .008$	3 GeV^2
Bjorken	E143 & E143	$ND_3 \,\&\, ^NH_3$	$0.163 \pm .010 \pm .016$	$0.171 \pm .008$	3 GeV^2

Tab. 2.1: *Vergleich experimenteller Daten zu theoretischen Voraussagen der Bjorken– und Ellis–Jaffe–Summenregel. Die Daten wurden aus [Dür 95] und der darin zitierten Literatur entnommen.*

Aus den experimentellen Daten lassen sich über zusätzliche theoretische Annahmen (SU(3)–Flavor–Symmetrie) neben den Werten der Summenregeln auch noch die Spinanteile der Quarks zum Nukleonenspin bestimmen. Nach heutigem Wissen setzt sich der Nukleonenspin aus den folgenden Beiträgen zusammen:

$$s_z^N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}(\Delta u + \Delta d + \Delta s) + \Delta G + L_z. \tag{2.6}$$

Dabei ist ΔG der Beitrag der Gluonen zum Gesamtspin und L_z der Anteil der Bahndrehimpulskomponenten. Nach [Ell 95] werden bei Vernachlässigung von ΔG und L_z die Quarkanteile und der Gesamtanteil Δq der Quarks mit

$$\Delta u = 0.85 \pm 0.03, \quad \Delta d = -0.41 \pm 0.03, \quad \Delta s = -0.08 \pm 0.03 \quad \text{und} \quad \Delta q = 0.37 \pm 0.07$$

angegeben. Ein rein experimenteller Zugang zu diesen Werten erfolgt über semi–inklusive Messungen, bei denen neben dem gestreuten Elektron noch die hadronischen Zerfallsprodukte der Streuung in Koinzidenz untersucht werden. Die auftretenden Spin–Asymmetrien dieser Hadronen geben dann Auskunft über die Flavorabhängigkeiten der polarisierten Quarkverteilungen.

2.2 Der experimentelle Aufbau

2.2.1 Der Speicherring HERA

Das HERMES–Experiment wird am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg durchgeführt. Dort befindet sich der Speicherring HERA, in dem Protonen und Elektronen gegenläufig beschleunigt und in vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden können. Die Teilchenenergie für Protonen beträgt dabei 820 GeV, die Elektronen werden zur Zeit auf 27.5 GeV beschleunigt, der Designwert liegt hier bei 35 GeV. Im Speicherring HERA, dessen Umfang 6.3 Kilometer beträgt, werden im Elektronenstrahlrohr 210 Teilchenpakete (Bunche) mit etwa je $3.8 \cdot 10^{10}$ Teilchen beschleunigt. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Paketen beläuft sich also auf 96 ns, der resultierende Strahlstrom der Elektronen in der Betriebsperiode 1995 betrug ca. 30mA. Der Aufbau des HERA–Ringes mit seinen Vorbeschleunigern ist Abb. 2.2 zu entnehmen.

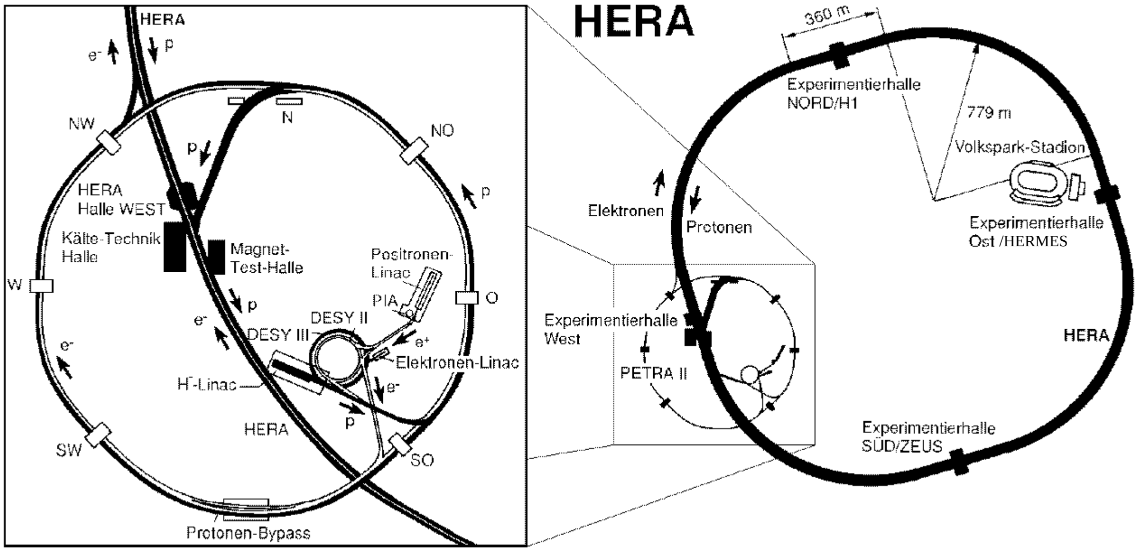


Abb. 2.2: *Speicherring HERA am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY. Auf der linken Hälfte ist das DESY–Gelände mit dem Vorbeschleuniger PETRA zu sehen, rechts der HERA Ring. Das HERMES–Experiment befindet sich in der Experimentierhalle Ost.*

Das HERMES–Experiment befindet sich in der Osthalle des HERA–Ringes und wurde dort im Winter 1994/95 aufgebaut. Im Frühjahr 1995 wurde mit der Datennahme begonnen. Seit dieser Zeit wird HERA mit Positronen betrieben, die im Gegensatz zu den Elektronen am positiv geladenen Restgas im Speicherring nicht defokussieren und somit einen höheren Strahlstrom erlauben.

2.2.2 Die longitudinale Polarisation in HERA

Zur Messung der Spinstrukturfunktionen werden im HERMES–Experiment longitudinal polarisierte Positronen an einem polarisierten Gastarget, das sich im Speicherring befindet (internes Target), gestreut. In einem Speicherring kommt es aufgrund des Sokolov–Ternov–Effektes

[Sok 64] zum Aufbau einer transversalen Polarisation der beschleunigten Elektronen oder Positronen. Dies kommt dadurch zustande, daß es beim Abstrahlen von Synchrotronstrahlung bei ca. jedem 10^{10}ten Mal zu einer Umkehr des Spins des geladenen Teilchens (Spin–Flip) kommt. Die Spins richten sich dabei vorzugsweise in Richtung des Magnetfeldes der Dipolablenkmagneten des Beschleunigers aus. Falls depolarisierende Effekte im Beschleuniger klein gehalten werden können, polarisieren sich die Positronen so transversal. Die longitudinale Polarisation wird mittels eines Spinrotators erreicht, der sich vor dem Experiment befindet. Um die Polarisation im Speicherring nicht zu verlieren, werden die Positronen nach Passieren des Experiments durch einen zweiten Spinrotator wieder transversal polarisiert.

Im Sommer 1994 konnte so zum ersten Mal in einem Speicherring eine longitudinale Polarisation von Elektronen nachgewiesen werden [Bar 95]. In HERA können Polarisationsgrade von bis zu 70 % erreicht werden.

2.2.3 Das polarisierte Gastarget

Das polarisierte Gastarget wird im HERMES–Experiment als internes Speicherzellentarget betrieben. Von einer polarisierten Quelle können polarisierte Wasserstoff–, Deuterium– oder ^{3}He–Gase bereitgestellt werden, die in eine sich direkt im Strahl des Speicherrings befindliche Speicherzelle eingebracht werden können. Durch die Speicherzelle können im Gegensatz zu herkömmlichen Atomstrahltargets höhere Flächendichten erzeugt werden. Die Vorteile dieser Technik liegen darin, daß das Targetmaterial in reiner Form vorliegt, hohe Polarisationen erreicht werden können (>90% für Wasserstoff und Deuterium, 50–60% für ^{3}He) und eine schnelle Polarisationsumkehr, d. h. Änderung der Spinrichtung, möglich ist, wodurch der systematische Meßfehler verringert werden kann. Für den Zeitraum der Datennahme für 1995 wurde polarisiertes ^{3}He verwendet, im Meßzeitraum 1996 wird an polarisiertem Wasserstoff gemessen werden.

2.2.4 Der HERMES–Detektor

Der HERMES–Detektor [Her 93] (siehe Abb. 2.3) dient zum Nachweis des gestreuten Positrons und der hadronischen Reaktionsprodukte, um die Energie, den Impuls und den Streuwinkel dieser Teilchen zu bestimmen. Im folgenden soll kurz auf die einzelnen Detektorkomponenten und ihre Funktion eingegangen werden.

Die Strahlrohre des HERA–Ringes teilen den Detektor in eine obere und untere Hälfte, wobei der Protonenstrahl für HERMES nicht genutzt wird. Die Akzeptanz des HERMES–Spektrometers wird in der Horizontalen durch die Größe des Austrittsfensters des Targets begrenzt. In der Vertikalen beschränken die sich im Magneten befindliche Septumplatte, die zur Abschirmung des Positronenstrahls vom Magnetfeld dient, und die Öffnung des Magneten die Akzeptanz. Die vertikale Akzeptanz beträgt $\pm(40 - 140)$ mrad, in der Horizontalen sind Spuren zwischen ± 170 mrad nachweisbar. Die Akzeptanzwinkel des Detektors legen unter anderem die kinematische Region der nachweisbaren tiefinelastischen Streuung fest.

Zur Spurbestimmung werden vor dem Magneten die Vertexkammern VC 1/2 und Frontkammern FC 1/2 herangezogen, womit sich der Streuwinkel rekonstruieren läßt. Die Vertexkammern bestehen aus Mikrostreifen–Gas–Zählern mit einer hohen Auflösung von 45 μm und dienen vorwiegend zur genauen Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes. Hinter dem Magneten werden die Teilchenspuren durch die Driftkammern BC 1–4 rekonstruiert, während die im Magneten installierten Proportionalkammern MC 1–3 für das Zusammenfügen der Teilchenspuren aus dem vorderen und hinteren Detektorbereich herangezogen werden. Die Impulsbestimmung erfolgt also nicht über die Bestimmung des Krümmungswinkels im Magneten, sondern durch das Zusammensetzen der Spuren aus der Rekonstruktion vor und hinter dem Magneten.

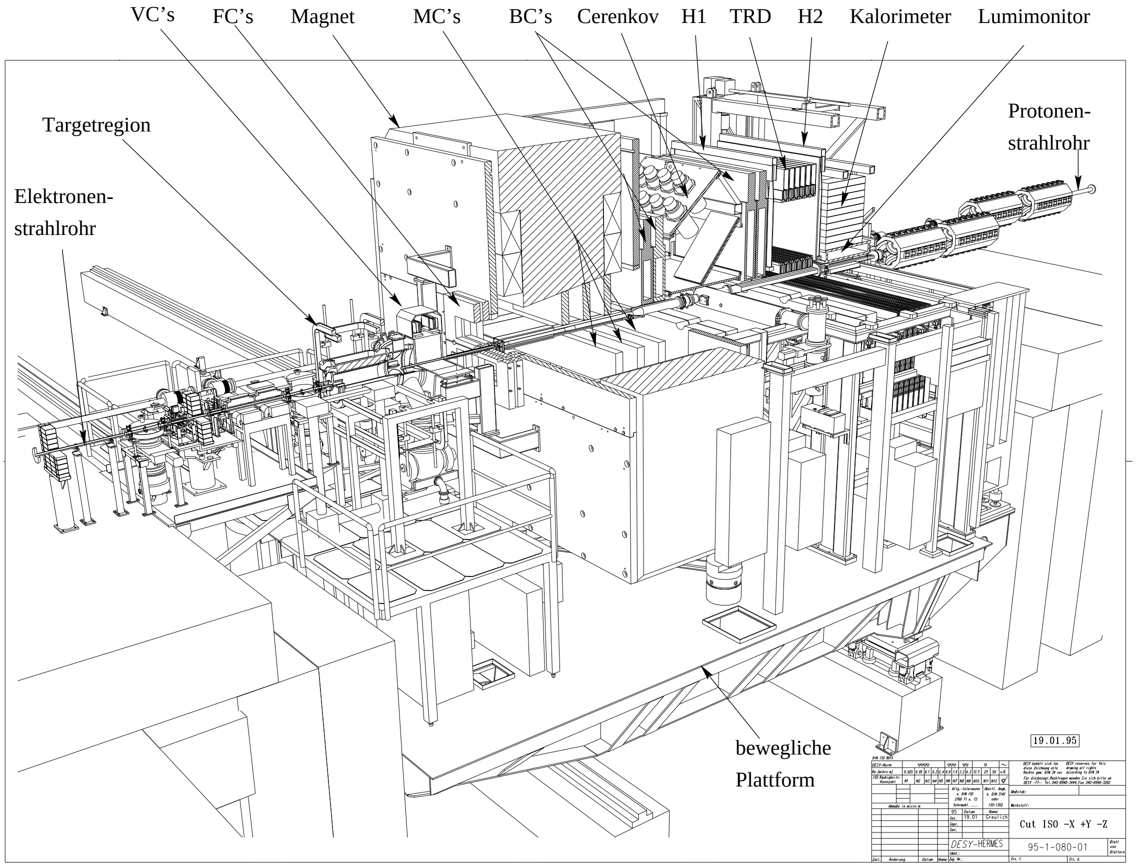


Abb. 2.3: *Der HERMES–Detektor*

Zwischen BC 1/2 und BC 3/4 ist ein Schwellen–Čerenkovzähler eingebaut, der die Teilchenidentifikation von Pionen und Kaonen in einem Energiebereich von 4.5 bis 16 GeV ermöglicht. Dies ist für semi–inklusive Untersuchungen der Streuprozesse unerläßlich. Die Hodoskope H1 und H2 dienen zum Nachweis schneller geladener Teilchen und bilden zusammen mit dem Bleiglaskalorimeter, das mit einer Energieschwelle von 3.5 GeV zur Unterdrückung des niederenergetischen hadronischen Untergrunds arbeitet, die erste Triggerstufe, den sogenannten 'First–Level–Trigger'. Dieser Trigger unterdrückt ferner hochenergetische Photonen, da diese von dem Hodoskop H1 wegen des zu geringen Energieverlustes nicht detektiert werden. Um das gestreute Positron vom Pionenuntergrund separieren zu können, befindet sich zwischen den Hodoskopen H1 und H2 ein Übergangstrahlungsdetektor (TRD), der zusammen mit dem Kalorimeter den 'Second–Level–Trigger' bildet (derzeit noch nicht verwirklicht). Es kann dadurch ein Pionenunterdrückungsfaktor von $\geq$ 1:30000 erreicht werden. Für Messungen, die absolute Zählraten benötigen, wird die Luminosität $\mathcal{L}$ ($\mathcal{L}$ = Strahlstrom $\times$ Targetflächendichte) mit dem Luminositätsmonitor erfaßt.

2.3 Die HERMES–Driftkammern

Die hinteren Driftkammern BC1/2 und BC3/4 des HERMES–Experiments wurden in Erlangen bzw. Zeuthen gebaut (siehe Abb. 2.4). Jede Kammer besteht aus sechs Drahtebenen, die in Richtung des Positronenstrahls als U–, U'–, X–, X'–, V– und V'– Ebene bezeichnet werden.

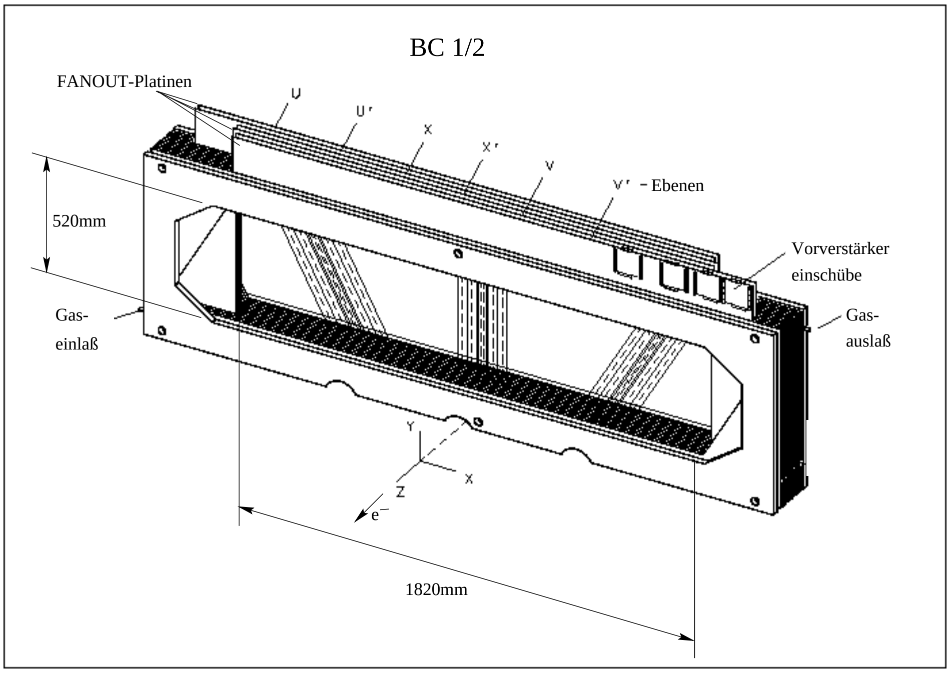


Abb. 2.4: *Darstellung der in Erlangen gebauten Driftkammer BC 1/2*

	BC 1/2	BC 3/4
Entfernung vom Target	3950 mm	5700 mm
Aktive Fläche (mm^2)	1820 × 520	2880 × 710
Signaldrähte pro Ebene	128	192
Kanäle pro Modul	768	1152
Länge X–Drähte (mm)	530	720
Länge U–V–Drähte (mm)	612	831
Driftzelle (Breite × Höhe)	15 mm × 16 mm	
Material Signaldrähte	25.4 μm W vergoldet	
Material Potentialdrähte	127 μm Cu–Be vergoldet	
Kathodenfolien	25 μm Kapton	
Strahlungslänge	0.26%	

Tab. 2.2: *Daten der HERMES–Driftkammern BC 1–4*

Die Drähte der U– bzw. V–Ebenen sind zu den vertikal verlaufenden Drähten der X–Ebenen um jeweils ± 30^o geneigt und erlauben so die Bestimmung der y–Koordinate und die eindeutige Zuordnung von Treffern. Alle Drähte wurden auf ihre Positionsgenauigkeit überprüft

[Gut 94], wobei sich zeigte, daß die Drähte auf 30μm genau montiert sind. Um die Links–Rechts–Mehrdeutigkeit einer Teilchenspur ausschließen zu können, sind jeweils die zwei zur selben Drahtrichtung gehörenden Ebenen um je eine halbe Driftzellenbreite versetzt angeordnet. Zwischen den Drahtebenen sind graphitierte Kaptonfolien als Kathodenebenen gespannt, die wie die Potentialdrähte mit negativer Hochspannung versorgt werden, während die Signaldrähte geerdet sind. Drähte und Potentialfolien sind auf glasfaserverstärkten Kunststoffrahmen (GFK-Rahmen) montiert, die zwischen zwei nichtmagnetischen Edelstahlrahmen eingefaßt sind.

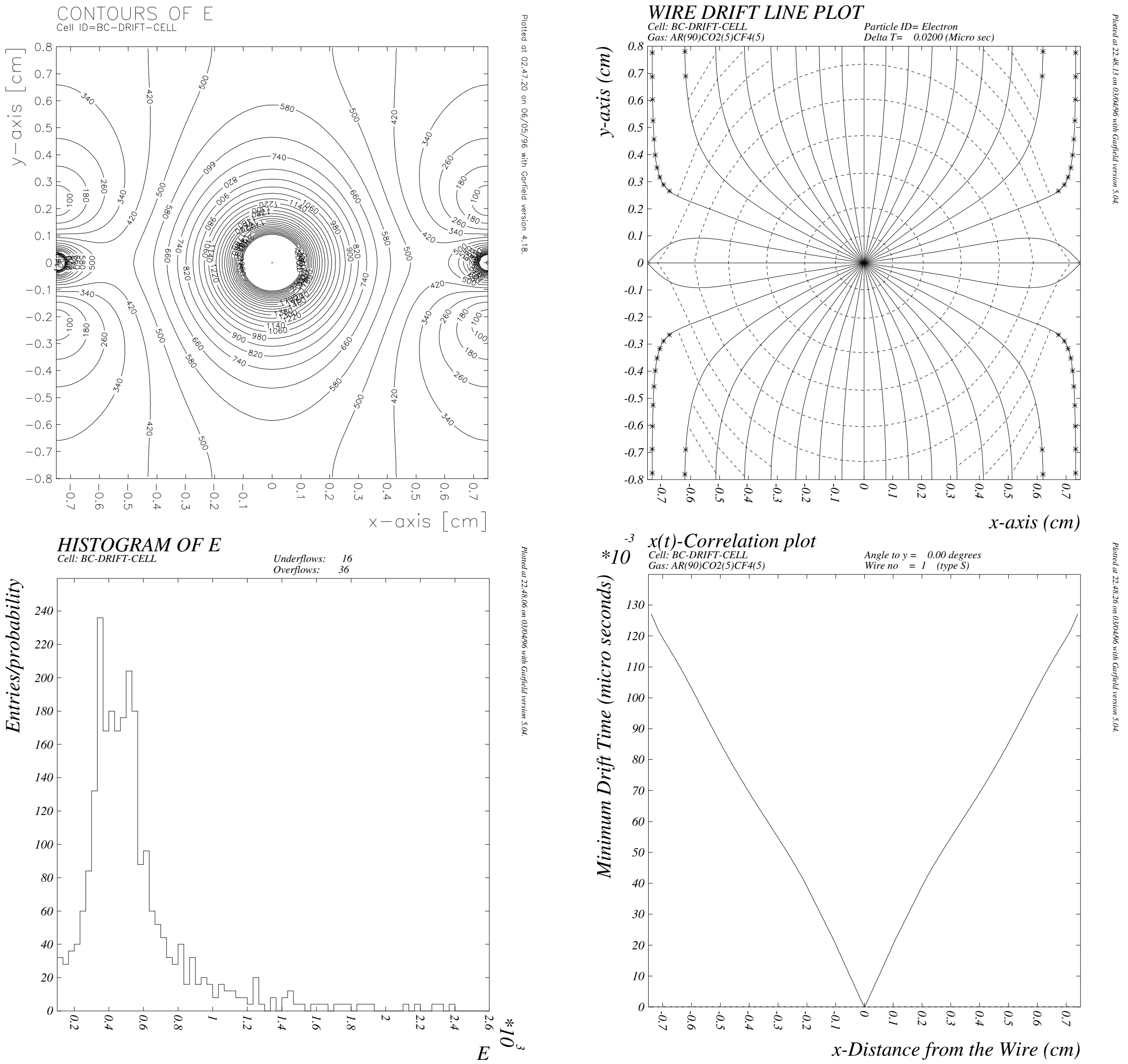


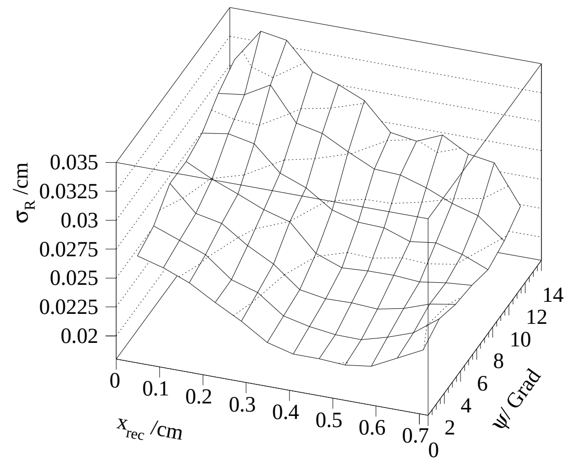
Abb. 2.5: *GARFIELD–Simulation der BC1–4. Es sind der Verlauf der Feldstärke und der Driftlinien in der Driftzelle, die Feldstärkenverteilung des elektrischen Feldes und die Orts–Driftzeit–Beziehung der Kammer dargestellt. Die Simulationen beziehen sich auf eine Kathoden– und Potentialdrahtspannung von -1750 Volt.*

Die Signaldrähte sind mit den 'Fanout'–platinen verbunden, auf denen jeweils 16 Kanäle von einer speziell für die Driftkammern entwickelten Verstärkerkarte ausgelesen werden. Genauere Informationen zur Verstärkerelektronik sind in [Rus 95] zu finden, [Ber 95a] beschreibt detailliert den genauen Aufbau der Driftkammern. Die wichtigsten Daten der Kammern können Tabelle 2.2 entnommen werden.

Die Driftzellen von BC 1–4 besitzen alle denselben Aufbau und werden einerseits von jeweils zwei Potentialdrähten, andererseits in Strahlrichtung von zwei Kathodenflächen im Abstand von 16 mm begrenzt. Mit Hilfe des Driftkammer–Simulationsprogrammes GARFIELD [Ven 93] wurde der Verlauf der elektrischen Feldlinien und die Verteilung des Feldes in der Zelle berechnet und in Abb. 2.5 dargestellt. Desweiteren zeigt Abb. 2.5 den Verlauf der Driftlinien in der Zelle und die berechnete Orts–Driftzeit–Beziehung (**S**pace **D**rift **T**ime **R**elation). Die SDTR verdeutlicht den Zusammenhang zwischen der gemessenen Driftzeit und dem Ort des Teilchendurchganges.

Die Driftkammern wurden vor dem Einbau im Experiment ausgiebig getestet, wobei Arbeitspunkt, Ortsauflösung und Effizienzen der Kammern bestimmt wurden [Has 95, Ber 95b]. Bei Mittelung über die gesamte Driftzelle ergaben sich für die Ortsauflösung $\sigma = 175~\mu$m, für die Effizienz 96.3%. Das Signalübersprechen zu Nachbardrähten lag in der Größenordnung 6%.

Für den Betrieb der Driftkammern im Zeitraum der Datennahme 1995 ergaben sich etwas schlechtere Werte für die Auflösung und Effizienz. Dies ist auf die geringere Gasverstärkung durch aufgetretene Verunreinigungen des Kammergases mit Stickstoff zurückzuführen. Abb. 2.6 zeigt das Residuum der Spuren in Abhängigkeit vom Driftweg und vom Winkel schräg einfallender Spuren. Das Residuum stellt dabei die Abweichung des von der Driftkammer gemessenen Ortes vom wahren Teilchenort dar, der im HERMES–Experiment durch die Spurrekonstruktion, in die die Informationen mehrerer Detektorkomponenten einfließen, bestimmt wird.



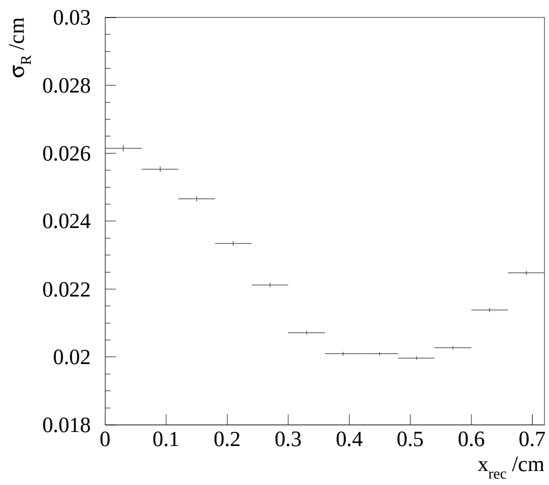


Abb. 2.6: *Residuum der BC–Driftkammern. Links ist das Kammerresiduum in Abhängigkeit vom Driftzellenort und Einfallswinkel der Teilchenspuren dargestellt. Die rechte Abbildung zeigt das Residuum für Spuren zwischen* 0 *und* 2°*. Hierbei wurden verschiedene Driftzellen mehrerer Datennahme–Runs auf eine Driftzelle projeziert. [Gae 96]*

3 Die Theorie der Driftkammer

Als im Jahre 1968 Charpak und Mitarbeiter [Cha 68] die erste Vieldrahtproportionalkammer in Betrieb nahmen, aus deren Prinzip später die Driftkammer hervorging, stand ein neuartiger leistungsstarker Detektor zur Ortsbestimmung von geladenen Teilchen zur Verfügung, mit dessen Hilfe neue Hochenergieexperimente konzipiert werden konnten. In diesem Kapitel soll die Theorie der Driftkammern in groben Zügen dargelegt werden, insbesondere wird auf Aspekte eingegangen, die Driftkammergase betreffen, deren Eigenschaften und Auswahl einen entscheidenden Beitrag zur Leistungsfähigkeit des Detektors liefern.

3.1 Driftkammern als ortsbestimmende Teilchendetektoren

Driftkammern dienen als ortsauflösende Detektoren für geladenene Teilchen, mit deren Hilfe die Spurrekonstruktion derselben erfolgen kann. Bei genauer Kenntnis der Teilchenspur lassen sich mit Informationen anderer Detektorkomponenten (z.B eines Magneten) andere physikalische Größen wie Impuls und Streuwinkel bestimmen. Eine Driftkammer ist im Prinzip ein gasgefüllter abgeschlossener Raum, in dem zwischen Kathodenflächen K viele Potential– und Signaldrähte (P,S) gespannt sind, an denen jeweils ein negatives bzw. positives Potential anliegt. Somit wird innerhalb der Kammer ein elektrisches Feld erzeugt. Die räumliche Einheit eines von Potentialdrähten umgebenen Signaldrahtes nennt man Driftzelle.

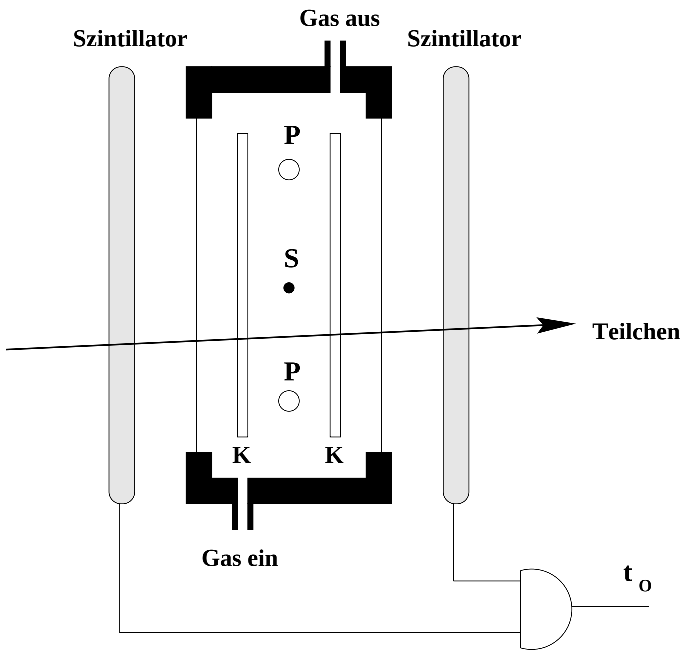


Abb. 3.1: *Messprinzip einer Driftkammer.*

Fliegt nun ein nachzuweisendes geladenes Teilchen durch den Detektor, kommt es zur Ionisation des Kammergases längs der Teilchenspur. Die so erzeugten Elektronen driften im elektrischen Feld zu den Signaldrähten. In deren unmittelbarer Umgebung herrschen sehr hohe Feldstärken, so daß die kinetische Energie der ankommenden Elektronen groß genug wird und weitere Atome und Moleküle des Gases ionisiert werden. Es kommt zur Ausbildung einer Elektronenlawine, in der die Zahl der Elektronen um mehrere Größenordnungen vervielfacht wird. Daraus resultiert die Erzeugung eines elektrischen Signals auf den Drähten, das mittels einer geeigneten Ausleseelektronik verstärkt und nachgewiesen werden kann. Der Prozeß der Gasverstärkung ist für den Nachweis der Driftelektronen unerläßlich, da die Ladung der von dem Nachweisteilchen ionisierten Elektronen zum Detektieren nicht ausreichen würde. Um die Ortsinformation der Teilchenspur zu erhalten, nützt man die Information der Driftzeit aus. Den Ort erhält man, indem man die Zeitdifferenz Δt aus dem Zeitpunkt des Signals t am Draht und dem Zeitpunkt des Teilchendurchganges t_0 bestimmt. Für die Zeit des Teilchendurchganges kann ein Szintillatortrigger verwendet werden (vgl. Abb. 3.1). Bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_{Drift} in Abhängigkeit vom elektrischen Feld E errechnet sich dann der Teilchenort aus

$$x(\Delta t) \;=\; \int_{t_0}^{t} v_{\mathrm{Drift}}(E,t')\,dt'. \tag{3.1}$$

Zur vollständigen Spurbestimmung der Teilchen befinden sich innerhalb einer Driftkammer mehrere Drahtebenen, aus deren Ortsinformationen eine Spur rekonstruiert werden kann.

3.2 Die Ionisation

Die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie erfolgt in Driftkammern in erster Linie elektromagnetisch. Dies führt zum Energieverlust der Teilchen, der durch die Anregung und Ionisation der Atome und Moleküle des Kammergases zustande kommt. Der Energieverlust wird quantenmechanisch durch die Formel von Bethe und Bloch [Bet 30][Blo 33] beschrieben, wobei der mittlere Energieverlust dE pro Weglänge dx angegeben wird. Unter Berücksichtigung der Dichte– und Hüllenkorrekturen lautet die Formel für schwere Teilchen ($m_0 \gg m_e$) nach [Leo 94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a m_e c^2 r_e^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{2m_e v^2\gamma^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right]. \tag{3.2}$$

Dabei ist:

r_e	:=	klassischer Elektronenradius $= 2.817 \times 10^{-13}\,cm$
m_e	:=	Elektronenmasse
N_a	:=	Avogadro–Konstante $= 6.022 \times 10^{23}\,mol^{-1}$
I	:=	effektives Ionisationspotential, approximiert durch $I \;=\; Z^{0.9}\,16\,eV \qquad (Z > 1)$
Z	:=	Atomladungszahl des Absorbermaterials
A	:=	Atommassenzahl des Absorbermaterials
ρ	:=	Dichte des Absorbermaterials
z	:=	Ladung des stoßenden Partikels in Einheiten der Elementarladung
β	:=	Geschwindigkeit des stoßenden Partikels in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
γ	:=	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ relativistischer Faktor
δ	:=	Dichtekorrektur
C	:=	Hüllenkorrektur
W_{max}	:=	maximal möglicher Energieübertrag $\simeq m_e e^2\beta^2\gamma^2$

Der Energieverlust fällt für nichtrelativistische Teilchen zuerst mit $1/\beta^2$ ab und weist ein ausgeprägtes Minimum bei $\beta\gamma \approx 4$ auf. Teilchen, die in diesem Minimum liegen, werden 'minimal

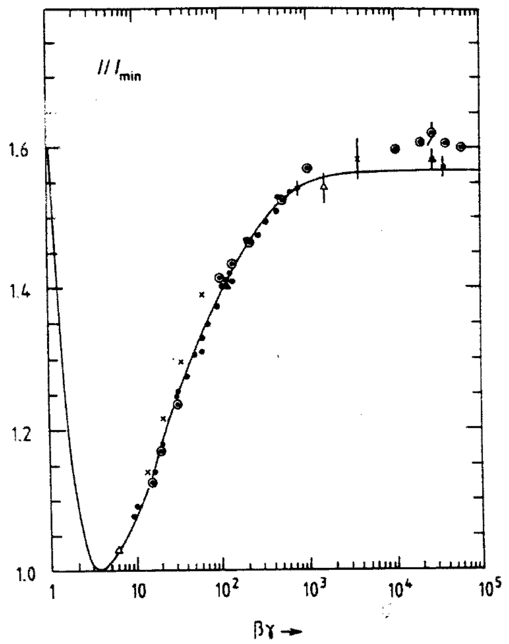


Abb. 3.2: *Mittlerer Energieverlust nach Bethe–Bloch in einer Argon–Methan–Mischung [Blu 93]. Für $\beta\gamma \approx 4$ nennt man die Teilchen minimal ionisierend.*

ionisierende Teilchen' genannt. Für sehr hohe Energien beginnt dann der relativistische Anstieg, bei dem der logarithmische Term zum Tragen kommt. Für langsame Teilchengeschwindigkeiten, die in der Größenordnung der Atomelektronen liegen ($\beta \leq 0.05$), ist (3.2) nicht gültig. Auffallend ist auch, daß der Energieverlust des Teilchens nicht von dessen Masse, sondern von der Geschwindigkeit abhängt.

Handelt es sich bei den nachzuweisenden Teilchen um Elektronen oder Positronen, muß die Bethe–Bloch–Gleichung modifiziert werden, da einige Voraussetzungen verändert sind:

- Eine Annahme der Bethe–Bloch–Gleichung ist es, daß die Masse der Teilchen groß gegenüber der Elektronenmasse ist. Dies ist darin begründet, daß das Elektron als stoßendes Teilchen nach dem Stoßprozeß nicht mehr als unabgelenkt betrachtet werden kann.

- Beide Stoßpartner sind ununterscheidbar.

Dies hat vor allem zur Folge, daß sich der maximale Energieübertrag des Elektrons oder Positrons zu $W_{max} = E_{kin}/2$ ändert. Für Elektronen modifiziert sich (3.2) nach [Leo 94] zu:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{E_k^2(E_k+2)}{2(I/m_e c^2)_2}\right) + \right. \\ \left. + \left(1 - \beta^2 + \frac{\frac{E_k^2}{8} - (2r+1)ln2}{(E_k+1)^2}\right) - \delta - 2\frac{C}{Z}\right]. \tag{3.3}$$

Bei Elektronen spielt allerdings nicht nur der Energieverlust durch Ionisation und Anregung eine Rolle, sondern es kommt schon bei kleineren Energien wegen der geringen Masse zu Strahlungsverlusten durch Wechselwirkung mit den Coulomb–Feldern der Kerne (*Bremsstrahlung*).

Es gilt [Gru 93]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \cdot E \cdot ln \frac{183}{Z^{1/3}}, \tag{3.4}$$

mit α als Sommerfeldscher Feinstrukturkonstante. In Driftkammern aber kann der Bremsstrahlungsverlust weitestgehend vernachlässigt werden.

Wenn Teilchen mit dem Driftkammergas wechselwirken, ist man daran interessiert, daß entlang der Teilchenspur möglichst viele Ion–Elektron–Paare erzeugt werden, um eine gute Auflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors gewährleisten zu können. Die Kammergase müssen also dementsprechend gewählt werden. In Abbildung 3.3 [Sau 77] ist die Gesamtzahl der Ion–Elektron–Paare über die mittlere Kernladungszahl aufgetragen, die für Ar und Kr besonders hoch liegt. Diese beiden Gase sind also gute Kandidaten, den Hauptteil an der Kammergas–Mischung zu bilden, wobei Ar aus Kostengründen Kr vorzuziehen ist. Für Gase kleinerer Kernladungszahlen läßt sich ein annähernd linearer Zusammenhang der beiden Größen erkennen.

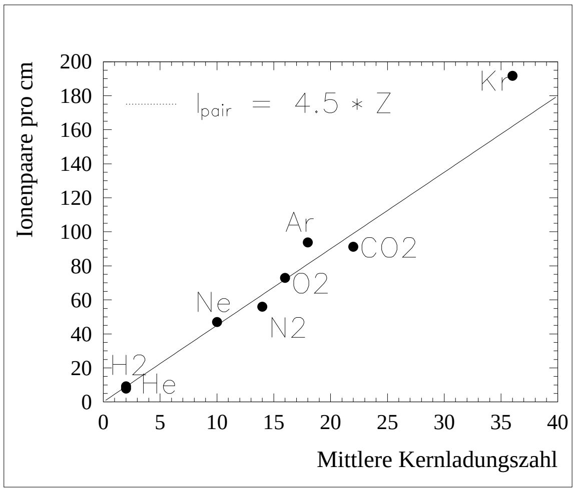


Abb. 3.3: *Zahl aller Ionenpaare, die ein miminal ionisierendes Teilchen erzeugen [Sau 77].*

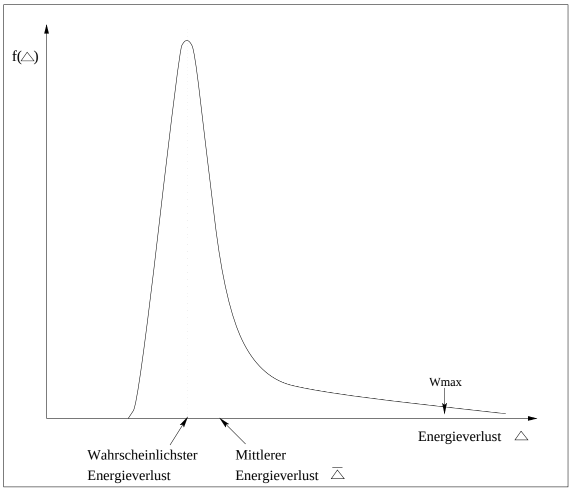


Abb. 3.4: *Landauverteilung*

Die Gesamtzahl der Ion-Elektron Paare errechnet sich aus der im Detektor deponierten Energie ΔE

$$n_{ges} = \frac{\Delta E}{W} \qquad \text{W := mittlerer Energieverlust pro Ion–Elektron–Paar} \tag{3.5}$$

Dabei setzt sich n_{ges} aus der Anzahl der primär und sekundär erzeugten Elektronen zusammen.

- **Primärionisation**
  Primärelektronen sind diejenigen Elektronen, die unmittelbar aus dem Ionisationsprozeß der Nachweisteilchen entstehen. Ihre Verteilung entlang der Teilchenspur gehorcht der

Poisson–Verteilung. Falls im Durchschnitt n_p primäre Ion–Elektron–Paare erzeugt werden, berechnet sich die Wahrscheinlichkeit $P_k^{n_p}$, daß eine Teilchenspur k Primärelektronen enthält, zu

$$P_k^{n_p} = \frac{n_k^p}{k!} \cdot \exp\left[-n_p\right], \qquad (3.6)$$

bei voneinander unabhängigen Ionisationsorten. Der tatsächliche Energieübertrag weicht im allgemeinen vom mittleren dE/dx in Gleichung (3.2) ab. Die Energiefluktuationen folgen in dünnen Absorberschichten, also vor allem in Gasen der Landau–Verteilung (siehe Abb. 3.4) [Gru 93]

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right], \qquad (3.7)$$

wobei λ die Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust angibt:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^W}{\xi} \qquad mit \qquad (3.8)$$

$$\begin{array}{lcl} \Delta E & := & \text{tatsächlicher Energieverlust in Schichtdicke x} \\ \Delta E^W & := & \text{wahrscheinlichster Energieverlust in Schichtdicke x} \\ \xi & := & 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \rho x \end{array}$$

- **Sekundärionisation**
  Die primär erzeugten Elektronen besitzen unterschiedliche Energien. Meistens ist ihre kinetische Energie so groß, daß sie in unmittelbarer Umgebung ihres Ionisationsortes weitere Atome oder Moleküle ionisieren können. Es bilden sich sogenannte Cluster aus mehreren Elektronen. Für Ar enthält ein Cluster im Mittel 3 Elektronen. Die Reichweite der Primärelektronen beträgt in der Regel wenige μm. Auf wenige Primärelektronen aber werden ausreichend hohe Energien übertragen, so daß diese größere Reichweiten besitzen, wodurch die Detektorauflösung negativ beeinflußt wird, da die hierdurch erzeugten Cluster lokal von der Teilchenspur abweichen. Ein solches Elektron wird aus historischen Gründen δ–Elektron genannt.

Die Verteilung der Cluster und ihre Anzahl entlang der Spur ist für die Driftkammerauflösung wichtig. Da die Verstärkerelektronik erst ab einer bestimmten Schwelle arbeitet, bedarf es im allgemeinen mehrerer Cluster zur Registrierung. Da die Cluster zum Signaldraht unterschiedliche Wege zurücklegen, mißt man anstatt des kürzesten Driftweges dx bei Auslösung des Triggers durch den i-ten Cluster den längeren Driftweg ds (siehe Abb. 3.5) und verschlechtert damit vor allem die Auflösung in Signaldrahtnähe. Die Auswahl eines Gasgemisches, in dem möglichst viele Cluster pro Wegstrecke erzeugt werden, und eine hochsensitive Verstärkerelektronik verbessern somit die Auflösung.

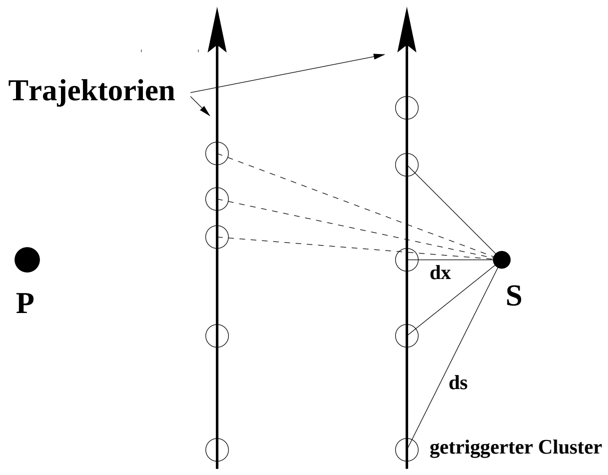


Abb. 3.5: *Einfluß der Primärionisationsverteilung auf die Ortsauflösung des Detektors. Die Ortsauflösung ist für Trajektorien nahe des Signaldrahtes S schlechter als für Spuren in der Zellmitte.*

3.3 Die Bewegung der Elektronen im Gas

Die Bewegung der Elektronen setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen. Die ungerichtete Bewegung, die von den Stößen der Elektronen mit den Gasatomen und -molekülen herrührt, überlagert sich mit der gerichteten Bewegung im elektrischen Feld. Wird die Driftkammer in einem äußeren Magnetfeld betrieben, hat dieses Feld zusätzlich Einfluß auf die Bewegung der Teilchen. Daraus ergibt sich als Gleichgewicht die resultierende mittlere Driftgeschwindigkeit v_{Drift}, die um eine Größenordnung geringer ist als die absolute Geschwindigkeit der Elektronen. v_{Drift} hängt in erster Linie von der reduzierten elektrischen Feldstärke ab. Als reduzierte elektrische Feldstärke bezeichnet man dabei den Quotienten E/p aus elektrischer Feldstärke und Druck bei 20^o Celsius. Die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} skaliert in einem einfachen theoretischen Modell mit E/p. Sie hängt sehr stark vom verwendeten Gasgemisch ab und variiert mit den verschiedenen Betriebsparametern und -bedingungen des Detektors.

3.3.1 Die thermische Bewegung der Elektronen

Die Elektronen stoßen mit den Atomen und Molekülen im Gas, wobei sich ihre Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung ständig ändert. Die mittlere Energie ϵ der Elektronen setzt sich aus den thermischen und kinetischen Energien zusammen:

$$\epsilon \;=\; \frac{1}{2} m_{\mathrm{e}} v_{\mathrm{abs}}^2 + \frac{3}{2} k_{\mathrm{B}} T. \tag{3.9}$$

Dabei ist T die Temperatur, k_B die Boltzmannsche Konstante und v_{abs} die absolute Geschwindigkeit des Teilchens. Die thermischen Energien sind im Vergleich zu den kinetischen Energien eher klein. Besitzen die Elektronen im Gas sehr niedrige mittlere Energien, spricht man von 'kalten Gasen'. Beispiele hierfür sind CO_2 und CF_4. Das Auseinanderdriften der Cluster durch Vielfachstöße mit den Atomen wird *Diffusion* genannt, die in den Raumachsen gaußverteilt ist. Als Standardabweichung ergibt sich somit für eine Achse [Sau 77]

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D \frac{x}{v_{\mathrm{Drift}}(x)}} \tag{3.10}$$

mit dem Diffusionskoeffizienten D und der Driftzeit t. Da die Diffusion mit längerer Driftstrecke zunimmt, verringert sie die Auflösung der Kammer und begrenzt die maximale Driftstrecke der Driftzelle. Durch Anwesenheit elektrischer und magnetischer Felder wird die Diffusion anisotrop; man unterscheidet dann zwischen der longitudinalen und transversalen Diffusion. Für die Auflösung von Driftkammern spielt dabei vor allem die longitudinale Diffusion eine Rolle. Sie führt zu einer Ankunftszeitverteilung des Clusters am Draht, die eine Verbreiterung der Signalpulse nach sich zieht. Der Einfluß der Diffusion hängt aber auch noch davon ab, auf welches Elektron von der Verstärkerelektronik getriggert wird. Er verringert sich bei zunehmender Anzahl der Triggerelektronen [Sau 77] zu

$$\sigma_{\text{diff}} = \frac{\sigma_L}{2 \ln n_c} \sum_{i=k}^{n_c} \frac{1}{i^2}\,, \tag{3.11}$$

wobei n_c die Anzahl der Elektronen im Cluster ist. Ferner ist anzumerken, daß die Diffusion stark mit dem verwendeten Detektorgas, dem Druck und dem elektrischen Feld variiert.

3.3.2 Die Drift der Elektronen im elektrischen Feld

Der ungerichteten Bewegung durch Stöße mit dem Kammergas überlagert sich die Driftbewegung entlang der Feldlinien. Die Driftgeschwindigkeit läßt sich nach der Boltzmannschen Transportgleichung (siehe Abschnitt 5.3) berechnen. Eine Näherung beschreibt nach [Pal 75, Chr 79]

$$v_{\text{Drift}} = \frac{eE}{m}\tau = \frac{eE}{m}\left\langle \frac{\lambda(\epsilon)}{v_{\text{abs}}(\epsilon)} \right\rangle = \frac{eE}{mN}\left\langle \frac{1}{v_{\text{abs}}(\epsilon)\,\sigma_{\text{I}}(\epsilon)} \right\rangle \tag{3.12}$$

τ	:=	Zeit zwischen zwei Stößen
$\sigma_{\text{I}}(\epsilon)$	:=	Stoßionisationswirkungsquerschnitt
$\lambda(\epsilon)$	:=	mittlere freie Weglänge bezogen auf $\sigma_{\text{I}}(\epsilon)$.

Die mittlere Driftgeschwindigkeit v_{Drift} liegt in der Größenordnung von einigen Zentimetern pro μs, und ihr Betrag muß hinreichend groß sein, um den Anforderungen der Zellengeometrie bei einer maximal vorgegebenen Driftzeit und den Teilchenraten gerecht zu werden. Dieser ist für feste Werte des elektrischen Feldes konstant und beschreibt das Zusammenwirken aller Bewegungseinflüsse.

Ist v_{Drift} in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld bekannt, kann man für jede gemessene Driftzeit t_{Drift} den Ort der Driftzelle x(t) berechnen. Aus (3.1) resultiert dann die Orts–Driftzeit–Beziehung SDTR. Wenn sich in dem in der Driftzelle auftretenden Bereich der elektrischen Feldstärke die Driftgeschwindigkeit nur wenig ändert, d.h. ein Plateau besitzt, besitzt das Kammergas eine annähernd lineare SDTR. Dies bringt den Vorteil, daß sich die SDTR bei auftretenden Fehlpositionierungen der Drähte und bei Schwankungen des elektrischen Feldes als unempfindlich erweist. Falls sich v_{Drift} stark mit dem elektrischen Feld ändert, erhält man eine nichtlineare SDTR. Schwankungen in der mechanischen Fertigung und in den Betriebsbedingungen führen dann zu Abweichungen bei der Zuordnung des richtigen Teilchenortes.

3.3.3 Das Verhalten im Magnetfeld

Herrscht in der Driftkammer neben dem angelegten elektrischen Feld auch noch ein magnetisches Feld, dann wirkt auf das driftende Teilchen zusätzlich die Lorentzkraft. Bei aufeinander senkrecht stehenden Feldern und konstanter Driftgeschwindigkeit hätte dies im Vakuum eine Spiralbahn der Elektronen zur Folge. Im Driftkammergas aber resultiert durch Vielfachstöße der Elektronen mit den Gasatomen eine gerade Flugbahn. Das Maß des Einflusses auf die Driftbewegung wird durch den Lorentzwinkel θ_L angegeben, der als Winkel zwischen der Driftspur bei angelegtem Magnetfeld und der Spur ohne Magnetfeld definiert wird. Der Lorentzwinkel variiert mit dem angelegten elektrischen Feld. Beim Vorhandensein eines magnetischen Feldes ändert sich aber nicht nur die Driftspur, sondern auch der Betrag von v_{Drift} sinkt mit zunehmendem Magnetfeld [Chn 94, Bec 92].

3.4 Die Gasverstärkung

Die Gasverstärkung im Bereich des Signaldrahtes ermöglicht es erst, eine hinreichend große Ladungsmenge für die Detektion des Signalpulses bereitzustellen. Der Gasverstärkungfaktor G, gegeben durch das Verhältnis $G = N/N_0$, das aus der Anzahl der Elektronen nach und vor dem Verstärkungsprozeß definiert wird, ist für Edelgase in einem Größenordnungsbereich zwischen 10^2 bis 10^3, für Kammergasmischungen im Bereich zwischen 10^4 und 10^6 zu finden.

3.4.1 Der Vorgang der Gasverstärkung

Da das Feld in der Nähe der dünnen Signaldrähte, die einen Durchmesser von ca. 10 bis 30 μm besitzen, sehr hohe Feldstärkewerte E mit näherungweise

$$E = \frac{\lambda_C}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r} \tag{3.13}$$

$$\begin{array}{lcl} \lambda_C & := & \text{lineare Ladungsträgerdichte} \\ r & := & \text{Abstand vom Drahtmittelpunkt} \\ \epsilon_0 & := & 8.85 \times 10^{-12} As\,/\,(Vm) \end{array}$$

annimmt (einige hundert kV/cm), werden die driftenden Elektronencluster dort so stark beschleunigt, daß sie genügend kinetische Energie erhalten, innerhalb einer freien Weglänge weitere Gasatome und –moleküle zu ionisieren. Es kommt zur Ausbildung eines Lawinenprozesses. Dieser Prozeß ist in Abb. 3.6 dargestellt (siehe auch Abb. 3.7 (a) und 3.7 (b)).

Die Elektronen legen in der Lawine bis zur nächsten Ionisation die mittlere freie Weglänge $\lambda(\epsilon)$ zurück, die mit dem Stoßionisationswirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{I}}(\epsilon)$ des Gases zusammenhängt. Das Inverse der mittleren freien Weglänge für Ionisation wird als erster Townsend–Koeffizient α bezeichnet und gibt an, wieviele Ion–Elektron–Paare pro Einheitslänge entstehen. Er hängt vom Kammergas, dem Druck und dem elektrischen Feld ab.

Vereinfachend gesehen läßt sich der Gasverstärkungfaktor G für ein homogenes Feld durch

$$G = \frac{N}{N_0} = N_0 \exp{(\alpha x)} \tag{3.14}$$

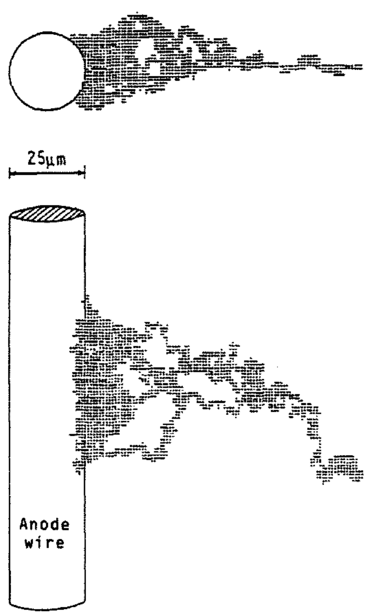


Abb. 3.6: *Monte–Carlo–Simulation einer Ladungslawine im Proportionalmodus nach [Mat 85].*

mit x als Ortsbereich der Verstärkung bestimmen. Für ein inhomogenes Feld berechnet sich G durch Integration [Blu 93]

$$G \;=\; \exp\left[\int_{x_0}^{x} \alpha(x')\,dx'\right] \;=\; \exp\left[\int_{E_{min}}^{E(x)} \frac{\alpha(E)}{dE/ds}\,dE\right] \tag{3.15}$$

in den Grenzen zwischen dem Entstehungsort der Lawine x_0 und dem Drahtradius x. Für verschiedene Gase beträgt der Bereich der Lawinenbildung zwischen 30 und 100 μm. In einem Modell nach Diethorn [Blu 93] ergibt sich unter der Annahme, daß der Townsend-Koeffizient α proportional zur Feldstärke E ist, eine exaktere Formel für G, die die Gasdichte und somit den Druck berücksichtigt:

$$G \;=\; \exp\frac{\ln 2\lambda_C}{\Delta V 2\pi\epsilon_0}\cdot\ln\frac{\lambda_C}{2\pi\epsilon_0 x E_{min}(\rho_0)(\rho/\rho_0)} \tag{3.16}$$

λ_C	:=	lineare Ladungsträgerdichte
ΔV	:=	Potentialdifferenz, die für eine Energieänderung $e\Delta$V zur Erzeugung eines neuen Elektrons nötig ist
ϵ_0	:=	$8.85 \times 10^{-12} As\;/\;(Vm)$
E_{min}	:=	minimaler E-Feldwert, ab dem der Lawinenprozeß möglich wird; proportional zur Gasdichte ρ
r	:=	Drahtradius
ρ_0	:=	Gasdichte bei Normalbedingungen
dE/ds	:=	elektrischer Feldgradient

Aus (3.16) läßt sich auch zeigen, daß die Gasverstärkung mit steigendem Druck abnimmt.

In der Lawine kommt es neben der Ionisation aber auch noch zur Anregung der Atome und Moleküle. Diese fallen unter Aussendung von Photonen mit einer Energie von mehreren eV in ihren Grundzustand zurück. Diese Photonen sind energiereich genug, um an den Kathodenflächen weitere Elektronen mittels Photoeffekt herauszulösen. Dadurch bilden sich immer weitere Elektronenlawinen und es kommt dazu, daß die Hochspannung am Signaldraht zusammenbricht (Geiger–Müller– oder Streamermodus). Um dies zu vermeiden, fügt man dem Gas sogenannte Löschgase (Quencher) bei. Diese Quenchergase bestehen aus mehratomigen Molekülen, die mit ihren Rotations– und Vibrationsmoden Photonen in einem breiten Energiebereich absorbieren können. Die Abgabe dieser Energie erfolgt dann strahlungsfrei durch Stöße mit anderen Gasatomen. Als Quencher werden vor allem Kohlenwasserstoffe (Methan, Äthan, Isobutan etc.), Alkohole (Äthylalkohol), CO_2,CF_4 und N_2 verwendet.

Bestimmte Quenchergase und verschiedene Verunreinigungen im Driftkammergas können zu Ineffizienzen des Detektors und zu einer schlechteren Energieauflösung des Gases führen, d.h. sie bewirken eine starke Verringerung der Gasverstärkung, da die Elektronen bereits auf ihrer Driftstrecke verlorengehen. Dies geschieht über die Prozesse der Rekombination der Driftelektronen an Gasionen und der Elektronenanlagerung an elektronegative Atome (electron attachment) unter Bildung von Ionen. Bekannte Vertreter dieser Gase sind CCl_4, SF_6, sowie CF_4 [And 92] [Chr 91]. Verunreinigungen wie H_2O und O_2 zeigen ebenfalls diese Eigenschaften.

3.4.2 Die Signalentstehung

Die Pulserzeugung geschieht nicht, wie man annehmen könnte, über den Nachweis der von der Lawine vervielfachten Elektronen, sondern durch Induktion aufgrund der Driftbewegung der Ionen und Elektronen zur Kathode bzw. zum Signaldraht. Abbildung 3.7 c) bis e) zeigt die Entstehung einer tröpfchenförmigen Ladungsverteilung um den Anodendraht. Während die Elektronen aufgrund ihrer höheren Mobilität und der kurzen Strecke schnell am Draht rekombinieren, driften die Ionen langsam zu den Kathoden.

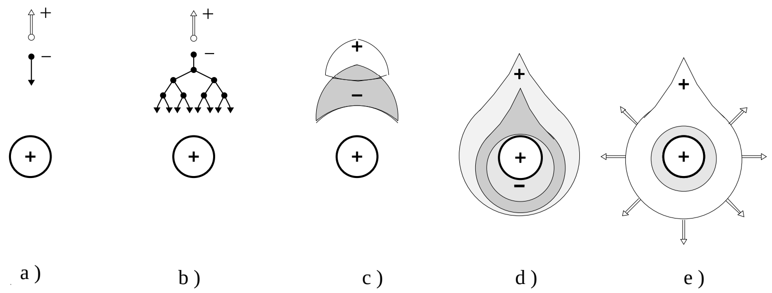


Abb. 3.7: *Entstehung der Ladungslawine am Signaldraht [Sau 77].*

Diese Bewegung führt zur Änderung der potientiellen Energie W der Teilchen, die auf den Elektroden eine Spannung hervorruft. Die Stärke des Induktionssignals hängt dabei davon ab, wie sich die potentielle Energie des Teilchens ändert bzw. welche Potentialdifferenz durchlaufen wird:

$$dW = q\frac{d\phi(r)}{dr}dr \ . \tag{3.17}$$

Dabei wird klar, daß der größte Anteil am induzierten Puls von den Ionen ausgehen muß, da sie bis zum Erreichen der Kathodenflächen eine viel größere Potentialdifferenz überwinden. Das Verhältnis des Elektronenbeitrages zum Beitrag der Ionen am Signalpuls ist in der Regel kleiner als 1%.

3.4.3 Die Betriebsmodi einer Driftkammer

Die Leistungskriterien des Detektorbetriebs haben Einfluß auf die Wahl des Arbeitspunktes. So spielt die Wahl der Hochspannung dahingehend eine entscheidende Rolle, wie sich der Gasverstärkungsprozeß in der Kammer verhält. In dieser Hinsicht existieren zwei verschiedene Betriebsmodi der Driftkammer.

- **Proportionalmodus**

  In diesem Modus ist die Ladung der Elektronenlawine proportional zur Ladung der Clusterelektronen. Dies gilt für Feldstärken, bei denen die Raumladungseffekte der Lawine keine Rolle spielen. Der Entstehungsbereich der Lawine liegt in der Größenordnung von 30 - 100 μm.

- **Geiger–Müller– oder Streamer–Modus**

  Bei hinreichend großen Feldstärken steigt die Anzahl sowie die Energie der in der Lawine emitierten Photonen an. Im Falle der unzureichenden Absorption durch die Quenchergase können die Photonen den Bereich der Lawine (vor allem entlang der Drahtrichtung) verlassen und produzieren durch weitere Ionisation neue Lawinen. Der Lawinenbereich weitet sich auf wenige mm aus. Durch die erhöhte Ladungsproduktion am Draht kommt es zur Ausbildung von Raumladungszonen, die das Feld des Drahtes abschirmen. Die Feldstärke sinkt unter den Bereich der Lawinenbildung, und der Gasverstärkungsprozeß bricht ab. Gelangen die Photonen zu den Kathodenflächen, schlagen sie dort über den Photoeffekt Elektronen heraus, und es kommt schließlich aufgrund der Vielzahl an Lawinen zum Zusammenbruch der Hochspannung am Draht, was zu längeren Totzeiten führt. Die Gasverstärkung ist nicht mehr proportional zur ursprünglichen Ladung und liegt um zwei Größenordnungen höher als im Proportionalmodus, wobei in einem Übergangsbereich der Feldstärke beide Moden parallel existieren.

Ein wichtiger Aspekt, die Driftkammer im Proportionalmodus zu betreiben, liegt in der Tatsache der Kammeralterung (aging) begründet. Durch die Gasverstärkung kommt es zur Bildung von chemisch aggressiven Radikalen, die zur Polymerisation neigen und sich auf den Kammerdrähten ablagern. Dadurch sinkt die Gasverstärkung und somit die Effektivität der Kammer. Aufgrund der geringeren Gasverstärkung im Proportionalmodus verlangsamen sich diese Effekte. Daneben wirken sich geringe Zusätze von H_2O, Alkoholen und anderen Gasen (siehe auch 3.5.3) im Kammergas positiv gegen das Altern aus.

3.5 Die Driftkammergase

Es existiert eine Vielzahl verschiedener Kammergase, deren Eigenschaften wie Driftgeschwindigkeit, Diffusion, Lorentzwinkel, Gasverstärkung etc. stark untereinander variieren [Pei 84] [Vav 92]. Die Anforderungen an das Gas werden dabei in erster Linie von dem Verwendungszweck des Detektors bestimmt.

3.5.1 Die Anforderungen an Driftkammergase

Neue Experimente der Hochenergiephysik stellen immer höhere Ansprüche an die Leistungsfähigkeit der Detektorsysteme. Um dem gerecht zu werden, bedarf es umfangreicher Studien neuer Komponenten wie z.B. der Driftkammergase. Im folgenden sind grundlegende Anforderungen an Kammergase aufgelistet:

- **maximal erlaubte Driftzeit**
Oft werden maximal erlaubte Driftzeiten im Kammergas vorausgesetzt. Dies kann zum einen daran liegen, daß im Experiment sehr hohe Teilchenraten auftreten, die nur eine kurze Detektionszeit der Teilchen erlauben. Zum anderen können Vorgaben des Beschleunigers eine Rolle spielen. Beim HERMES–Experiment ist die Driftzeit durch die Zeit zweier aufeinanderfolgender Teilchenpakete (bunche) limitiert, um die Mischung von Ereignissen aus zwei aufeinanderfolgenden Bunchen zu vermeiden. Um diesen Gesichtspunkten gerecht zu werden, muß die Driftgeschwindigkeit im Gas ausreichend hoch sein. Hohe Driftgeschwindigkeiten erlauben es auch, große Driftzellen zu konzipieren, wodurch es zu einer Verringerung der Signaldrähte kommt und somit die Kosten der Ausleseelektronik (weniger Kanäle) gesenkt werden können.

- **äußere Betriebsbedingungen**
Kleine Schwankungen der Betriebsbedingungen, z.B. des Druckes oder der Temperatur, sollten sich nicht auf die Stabilität der Messung auswirken. Das Kammergas sollte daher unempfindlich gegen diese Schwankungen sein.

- **geringe Diffusion**
Die Diffusion stellt einen begrenzenden Faktor für das Auflösungsvermögen des Detektors dar. Gase geringer Diffusion sind vor allem bei längeren Driftstrecken zu verwenden.

- **ausreichende Gasverstärkung**
Die Detektoreffizienz bestimmt sich aus der Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftelektronen am Signaldraht. Die Gasverstärkung muß also hinreichend groß sein.

- **Magnetfeldeinflüsse**
Wird die Driftkammer in einem äußeren Magnetfeld betrieben, sollten die Drifteigenschaften möglichst unbeeinflußt bleiben, d.h. die Gase sollten einen kleinen Lorentzwinkel aufweisen. Ferner ist die Konstanz des Lorentzwinkels bei auftretenden Inhomogenitäten des Magnetfeldes wichtig.

- **Alterungserscheinungen (aging)**
Da für Experimente in der Hochenergiephysik mehrere Jahre der Datennahme erforderlich sind, müssen Alterungserscheinungen, die zur Abnahme der Effizienz führen, durch die Auswahl eines geeigneten Gases gering gehalten werden.

- **Sicherheitsbestimmungen**
Die Sicherheitsbestimmungen in Beschleunigertunneln und den Experimentierhallen lassen oftmals nur Gase zu, die nicht brennbar und ungiftig sind.

3.5.2 Die Driftgeschwindigkeit in Gasen

Zur Abschätzung der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} in Gasen gilt näherungsweise nach [Chr 79]

$$v_{\mathrm{Drift}} \propto \frac{1}{<\sigma_{tot}> \cdot <\epsilon(E/p)>^{\frac{1}{2}}}, \tag{3.18}$$

wobei $<\sigma_{tot}>$ den mittleren Gesamtwirkungsquerschnitt für Elektronen und $<\epsilon(E/p)>$ die mittlere Elektronenenergie in Abhängigkeit der reduzierten Feldstärke E/p angibt. Für Gase mit kleinem $<\sigma_{tot}>$ und $<\epsilon(E/p)>$ ergeben sich also hohe Driftgeschwindigkeiten.

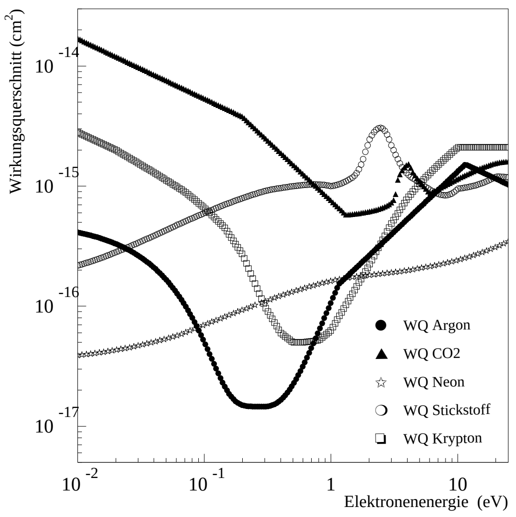


Abb. 3.8: *Wirkungsquerschnitte verschiedener Gase [Ven 93].*

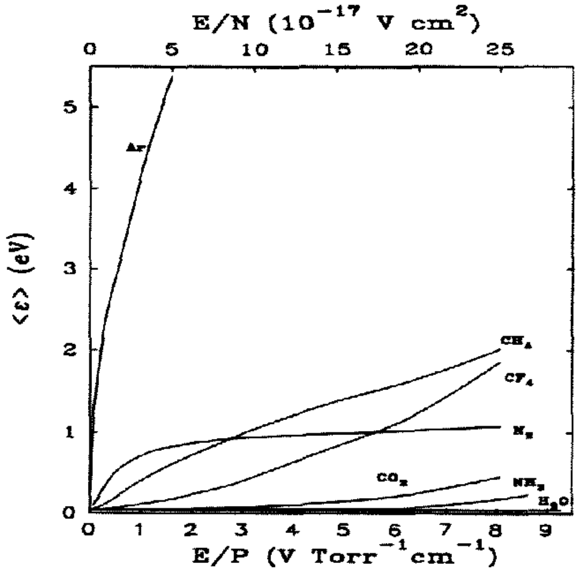


Abb. 3.9: *Mittlere Elektronenenergien einiger Gase.*

In den Abbildungen 3.8 und 3.9 sind die Stoßwirkungsquerschnitte und mittleren Elektronenenergien für verschiedene Gase dargestellt. Viele Gase weisen dabei im Wirkungquerschnitt ein ausgeprägtes Minimum auf, das sogenannte Ramsauer–Minimum [Ram 21], das durch quantenmechanische Prozesse bei der Streuung von Elektronen an der Atomhülle erklärbar ist.

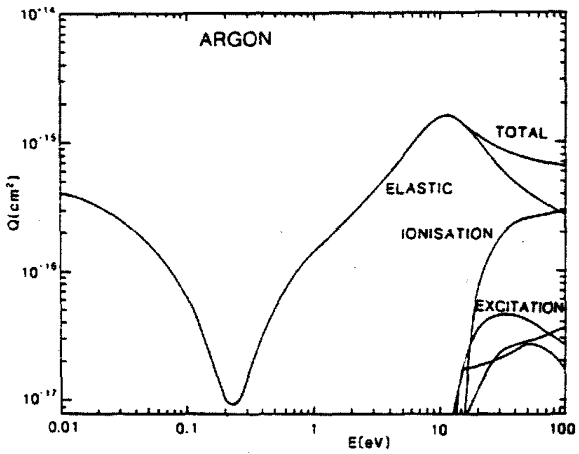


Abb. 3.10: *Wirkungsquerschnitte von Argon [Bia 89]. Der niedrige Energiebereich wird ausschließlich vom elastischen Wirkungsquerschnitt bestimmt. Erst ab Elektronenenergien größer 10 eV spielen Anregungs– und Ionisationswirkungsquerschnitte eine Rolle.*

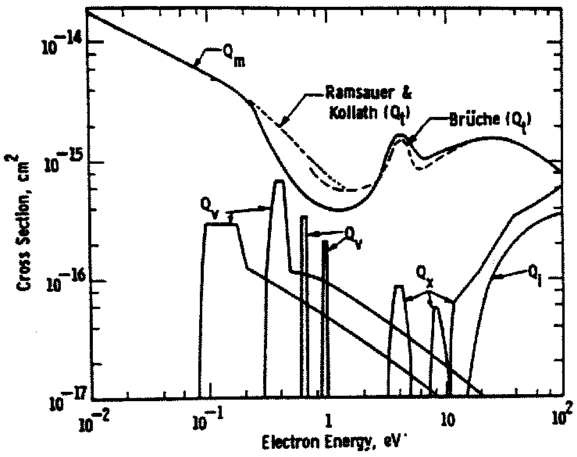


Abb. 3.11: *Wirkungsquerschnitte von CO_2 [Pal 75]. Schon bei niedrigen Energien können Driftelektronen unelastisch mit CO_2 wechselwirken. Q_v stellt den Vibrations–, Q_x den Anregungs– und Q_i den Ionisationswirkungsquerschnitt dar.*

Ein schnelles Gas zeichnet sich also nach (3.18) dadurch aus, daß die mittlere Elektronenenergie ϵ der Driftelektronen im Bereich des Ramsauer–Minimums liegt, wodurch die Elektronen wenige Stöße mit dem Gas erleiden. Ferner sollte ϵ zudem möglichst klein sein, da es mit der Wurzel im Nenner von (3.18) eingeht. Dies wird deutlich, wenn man das Edelgas Argon betrachtet. Da für Argon die Elektronenenergie mehrere eV beträgt, befindet man sich im Wirkungsquerschnitt (Abb. 3.10) weit oberhalb des Ramsauer–Minimums. Die Folge ist eine niedrige Driftgeschwindigkeit im Gas. Argon besitzt als Edelgas keine Rotations– und Vibrationsmoden, kann also nur über elastische Stöße, Anregung oder Ionisation mit dem Driftelektron wechselwirken. Die Driftgeschwindigkeit kann erheblich gesteigert werden, indem man dem Kammergas geringe Anteile an mehratomigen Gasen (Quencher–Gase) zufügt. Bei Zugabe von CO_2 z.B. können die Driftelektronen ihre Energie teilweise an Anregungs– und Vibrationsmoden des CO_2–Moleküls abgeben (Abb. 3.11). Die mittlere Elektronenenergie sinkt ab und bewegt sich nun im Bereich des Ramsauer–Minimums von Argon. Wegen der geringeren Zahl an Stößen und wegen eines kleineren ϵ steigt die Driftgeschwindigkeit (3.18) an.

3.5.3 Das BC–Driftkammergas AR–CO_2–CF_4

Als für das Driftkammergas der hinteren Driftkammern des HERMES–Experiments die Gasmischung Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%) festgelegt wurde [Her 93], waren dessen Eigenschaften noch teilweise unbekannt. Lediglich einige Veröffentlichungen [But 90] [Chr 91] hatten die grundlegenden Eigenschaften dieser Gaszusammensetzung untersucht, allerdings mit anderen Mischungsverhältnissen. Es wurde die Driftgeschwindigkeit von ArCO_2CF_4 am MIT [Bec 93] und TRIUMF [Tru 93] vermessen und erste Computer–Simulationen [Zeu 93] angefertigt (Abb. 3.12). In mehreren Testmessungen mit dem HERMES–Driftkammer–Prototypen und den HERMES–Driftkammern BC 1–4 erwies sich die Gasmischung als geeignet für den Betrieb.

Als Quenchergase dienen CO_2 und CF_4, deren Eigenschaften kurz erläutert werden sollen. Gase mit CF_4–Anteilen zeichnen sich durch ihre besonders hohe Driftgeschwindigkeit aus. Weitere Vorteile von CF_4 sind die geringe Diffusion, die hohe Primärionisation, die Strahlungsbeständigkeit und die Tatsache, daß in Kombination mit anderen Gasen CF_4 die Kammeralterung (aging) stark verlangsamt. Die Driftkammern zeigten in den Tests und nach der HERA–Strahlperiode 1995 in der Tat keine bemerkbaren Alterungserscheinungen. Die Verwendung von CF_4 hat aber den Nachteil, daß das Gas aufgrund der Elektronegativität des Fluors zur Elektronenanlagerung neigt (electron attachment). Dies wirkt sich vor allem negativ auf die Gasverstärkung aus. Untersuchungen haben aber gezeigt, daß das 'electron attachment' sich bei genügender Zugabe von CO_2 stark verringert [Chr 91]. Sowohl CF_4 als auch CO_2 zeichnen sich durch ihre Fähigkeit aus, die mittlere Elektronenenergie in die Nähe der thermischen Energie des Elektrons abzusenken (siehe Abb. 3.9), wobei man von 'kühlen' Gasen spricht. Ar–CO_2–Gemische zeigen bei hohen elektrischen Feldstärken ein instabiles Verhalten in Bezug auf Funkenbildung in der Kammer. Die CF_4–Komponente wirkt dem entgegen und ermöglicht den Kammerbetrieb bei höheren Hochspannungen.

Während der Datennahmeperiode 1995 stellte sich heraus, daß sich im Kammergas, das im geschlossenen Gassystem der Driftkammern zu 90% recycelt wird, bis zu ein Prozent Stickstoff anreichert. Dies ist bei größeren Driftkammersystemen unvermeidbar, da durch die aluminisierten Mylarfolien, die den Gasraum der BC–Kammern nach außen hin abschließen, Sauerstoff und Stickstoff der Hallenluft in die Kammer diffundieren können. Während O_2 durch Filtersysteme leicht aus dem Gas entfernbar ist, gibt es aufgrund seiner Inertheit für N_2 keine geeigneten Filtermethoden. Der N_2–Gehalt in der Gasmischung verändert zum einen den Verlauf der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des angelegten Feldes dahingehend, daß er plateaubildend wirkt, d.h. das Maximum der Driftgeschwindigkeit sich zu kleineren Werten verlagert. Schwerwiegender ist aber die Tatsache, daß sich die Gasverstärkung bei zunehmendem N_2–Anteil bemerkbar verringert [Zha 94]. Die nähere Untersuchung dieser Effekte wird unter anderem Gegenstand der vorliegenden Arbeit sein.

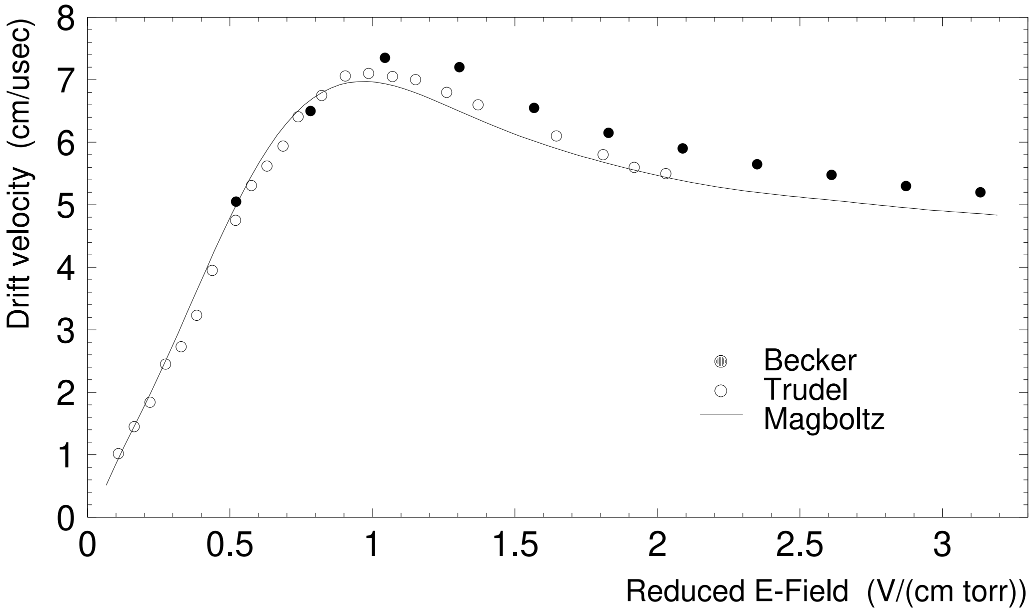


Abb. 3.12: *Driftgeschwindigkeit von Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%). Neben zwei Messungen [Bec 93] [Tru 93] ist die Simulation von v_{Drift} mit dem MAGBOLTZ–Programm gezeigt.*

4 Der Meßaufbau

4.1 Die Motivation der Arbeit

Die Gasmischung Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%) wurde für die HERMES–Driftkammern BC1–4 erstmalig verwendet, wobei Simulationsstudien [Zeu 93] die Eignung als BC–Gasgemisch verifizierten. Die Frage, wie sich die Kammereigenschaften bei variierten Betriebsparametern wie Druck, Temperatur und Zusammensetzung des Gases ändern würden, versuchten weitere Studien [Zeu 94] mit den Computerprogrammen MAGBOLTZ [Bia 90] und GARFIELD [Ven 93] (siehe 5.3) zu beantworten.

Die Genauigkeiten dieser Studien hängen von den verwendeten Datensätzen der einzelnen Gase im Programm MAGBOLTZ ab, wobei die Ergebnisse von MAGBOLTZ–Studien für die meisten Gasgemische verläßliche Aussagen liefern. CF_4–haltige Gasmischungen aber zeigen in der Simulation der Driftgeschwindigkeiten Abweichungen zu den Messungen, die besonders für hohe Werte des reduzierten Feldes E/p und hohe CF_4–Anteile ins Gewicht fallen [Pas 94] [Vav 93]. Diese Abweichungen für CF_4–haltige Gase rühren daher, daß die in MAGBOLTZ verwendeten Datensätze (z.B. Wirkungsquerschnitt) gemessene Größen beinhalten und damit fehlerbehaftet sind. Der Autor gibt für Ar(90%)CF_4(10%) einen Fehler der Simulation von $\pm$ 7% an [Bia 91]. Diese Unsicherheiten geben Anlaß, die Eigenschaften des Driftkammergases Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%) durch Messung zu belegen. Ziel der Arbeit ist es, die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von den verschiedenen Betriebsbedingungen wie Temperatur, Druck, Gaszusammensetzung und –reinhaltung sowie das Verhalten der Gasverstärkung bei diesen Bedingungen zu messen. Diese Daten können dann im Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD verwendet werden, das Informationen darüber liefert, ob eine Kalibrierung der Driftkammern BC1–4 bei Schwankungen der oben erwähnten Betriebsbedingungen notwendig wird.

Um Zugang zu den oben erwähnten Fragen zu erhalten, bedarf es der Entwicklung und des Baues einer geeigneten Meßapparatur, die in der Lage ist, die Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Betriebsbedingungen und Parametern zu bestimmen. In den folgenden Abschnitten soll dieser Meßaufbau beschrieben werden, wobei zuerst die Meßkammer, ihr Meßprinzip und ihr Aufbau vorgestellt werden. Danach werden das für die Messungen erforderliche Gassystem, das Datennahmesystem und die Komponenten der Meßprozeßsteuerung (slow–control) erörtert.

4.2 Die Meßkammer

Für die Messungen der Driftgeschwindigkeit kann auf eine Prototyp–Testkammer der **C**entral **O**uter **Z**–Driftkammern **COZ** des H1–Experiments zurückgegriffen werden, nachdem einige Umbauten vorgenommen wurden. Zuerst soll auf das Meßprinzip eingegangen werden, danach werden das Kammerdesign, Simulationen zur Driftzelle und die Umbauten im Detail diskutiert.

4.2.1 Das Prinzip der Messung

Die Driftgeschwindigkeitsmessung basiert auf dem einfachen Prinzip, die Driftzeiten von zwei vom Signaldraht verschieden weit entfernten Positionen (Ort1, Ort2) zu messen, wobei sichergestellt sein muß, daß das elektrische Feld zwischen beiden Orten homogen ist. In diesem Fall driften die ionisierten Elektronen mit konstanter Geschwindigkeit, und durch Differenzbildung beider Zeiten erhält man die Driftzeit im homogenen Feld. Daraus berechnet sich dann die

Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom angelegten E–Feld mit

$$v_{\text{Drift}}(E) = \frac{x_{\text{Ort1}} - x_{\text{Ort2}}}{t_{\text{Ort2}} - t_{\text{Ort1}}} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \ . \tag{4.1}$$

Abbildung 4.1 zeigt einen Schnitt durch die **COZ** Prototyp–Driftkammer, an dem die Realisierung des Meßprinzips veranschaulicht werden soll.

Auf der Kammer sind zwei radioaktive Quellen, ^{106}Ru β^-–Strahler, angebracht. Durch einen Bleikollimator werden zwei Elektronenstrahlen ausgeblendet, die das Driftkammergas an wohldefinierten Orten ionisieren. Der Teilchendurchgang wird durch Szintillatoren nachgewiesen und von den Photomultipliern in ein elektronisches Triggersignal umgewandelt. Das homogene elektrische Feld zwischen den Strahlpositionen wird von Feldformungsstreifen aus Kupfer erzeugt, an denen Spannungen mit äquidistant abnehmenden Werten anliegen, die von einer Spannungsteilerkette erzeut werden. In der Driftzellenmitte befinden sich vier Signaldrähte auf positiver Hochspannung, die zusammen mit den geerdeten Potentialdrähten und den Center–Feldformungstreifen[1] das Feld für die Gasverstärkung generieren. Gemessen werden die Driftzeiten der Orte beider Teilchenstrahlen, die sich aus den Zeitpunkten der Teilchendurchgänge und den Zeiten der erzeugten Signalpulse am Auslesedraht bestimmen. Durch Differenzbildung der Driftzeiten erhält man die Driftzeit im homogenen Feld, da sich die Auswirkungen des inhomogenen Gasverstärkungsfeldes auf die Driftzeit eliminieren. Die Zeitdifferenz Δt ist die gesuchte Größe, aus der v_{Drift} bei bekannter Driftstrecke nach Gleichung (4.1) bestimmt wird.

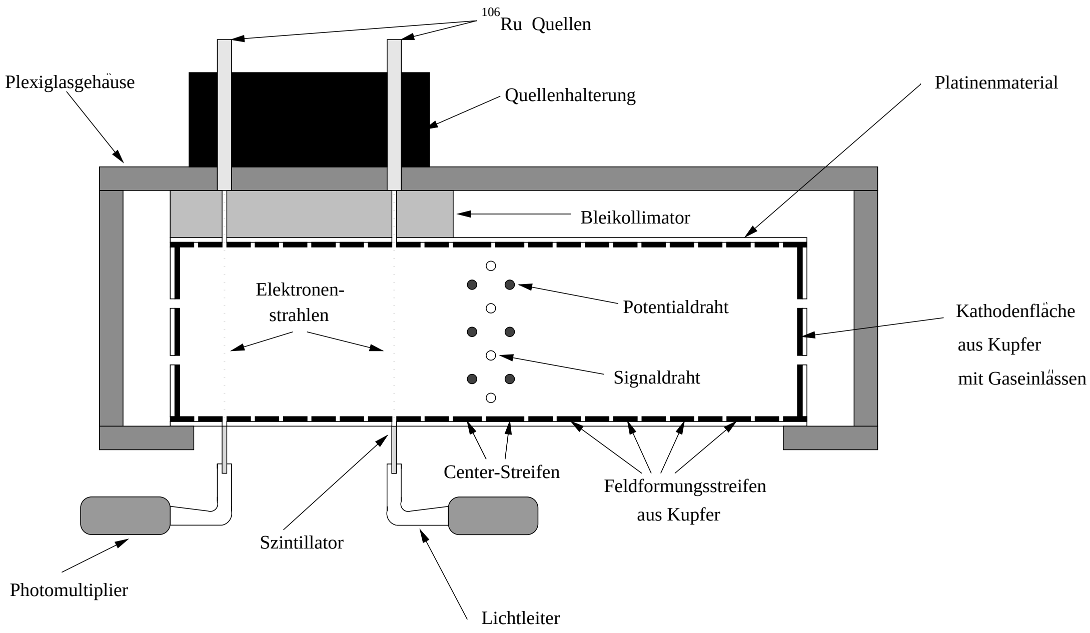


Abb. 4.1: *Prinzipskizze zur Driftgeschwindigkeitsmessung .*

Die Kathodenflächen der Driftzelle sind mit Löchern für die Gaszu– und –abfuhr versehen. Die gesamte Driftzelle ist von einem Plexiglasgehäuse umgeben, das die Gasdichtheit nach außen hin gewährleistet.

[1] Die Spannung dieser Streifen kann zur Optimierung des Gasverstärkungsfeldes separat variiert werden

4.2.2 Das Design der COZ–Driftkammer

Die Funktionsweise und der Betrieb der Kammer wurden in ausführlichen Tests ermittelt. Detaillierte Informationen zu den Tests sowie zum Kammerdesign und –material sind in [Bär 88] [Bär 89] nachzulesen. Einen kurzen Überblick verschafft auch Tabelle 4.1, während die Schaltpläne Anhang A.1 beigefügt sind.

	Beschreibung
Driftzelle	89 x 24 x 120 mm^3
Driftzellenmaterial	1.5 mm Cevausit ($\equiv$ G10)
Feldformungsstreifen	Material Kupfer (Breite: 3.4 mm , Dicke : 35 μm)
Signaldrähte	vergoldetes Wolfram (ø 25.4 μm)
Potentialdrähte	Kupfer–Beryllium (ø 127 μm)
Drahtlänge	120 mm
Signaldrahtabstand	6 mm
Kammervolumen	ca. 0.9 Liter
Kammergehäuse	Plexiglas

Tab. 4.1: *Daten der COZ–Prototyp Driftkammer.*

Der Aufbau der Driftzelle wurde in 4.2.1 bereits erläutert. Das elektrische Feld in der Kammer wird durch vier verschiedene Hochspannungen ($HV_{Kathode}$, HV_{First}, HV_{Center} und HV_{Anode}) erzeugt. Das Feld der Driftzelle besteht aus zwei Bereichen, dem homogenen Driftfeld und dem inhomogenen Feld der Gasverstärkung. Ersteres wird durch die Hochspannungen $HV_{Kathode}$, die an der Kathode (und dem äußersten Kupferstreifen) anliegt, und durch HV_{First} am ersten Feldformungsstreifen bestimmt. Zwischen beiden Spannungen ist eine Spannungsteilerkette geschaltet, die in äquidistanten Schritten das Potential der restlichen Feldformungstreifen festlegt. Durch diesen linearen Potentialabfall wird das homogene Feld erzeugt. Durch Variation der Kathodenspannung ist es somit möglich, die homogene Feldstärke im Driftraum zu verändern. Den Bereich des Gasverstärkungsfeldes definieren die Signaldrähte, an denen die Anodenspannung HV_{Anode} anliegt, und die geerdeten Potentialdrähte. Die Höhe der Signaldrahtspannung HV_{Anode} ist direkt mit der Gasverstärkung korreliert. Damit der Feldverlauf der äußeren Signaldrähte denen der inneren entspricht, werden die Center-Streifen (siehe Abb. 4.1) mit der Spannung HV_{Center} versorgt.

Der Feldverlauf in der Kammer kann mit GARFIELD simuliert werden, wozu die Geometrie der Driftzelle eingegeben werden muß. Die Feldformungstreifen werden dabei durch mehrere, eng aneinanderliegende Drähte dargestellt, da GARFIELD keine begrenzten geladenen Flächen simulieren kann. Die Simulationen zeigen den deutlichen Verlauf beider Feldbereiche. Im Bereich der mittleren Feldformungsstreifen ist das Feld homogen, der inhomogene Bereich beginnt an dem dem Signaldraht zweitnächsten Kupferstreifen. Der Feldgradient ist aus der Simulation des Potentialverlaufes ersichtlich. Abbildung 4.2 zeigt den äquidistanten Potentialverlauf.

Zur Messung der Driftgeschwindigkeit muß das Gas an zwei fest definierten Orten im homogenen Driftraum ionisiert werden. Für die beiden kollimierten Elektronenstrahlen der β^-–Strahler wurden zwei Schlitze in die obere und untere Platine der Driftzelle zwischen die Kupferstreifen gebohrt. Aus der Simulation der Feldstärke ergibt sich hierfür eine günstige Position zwischen

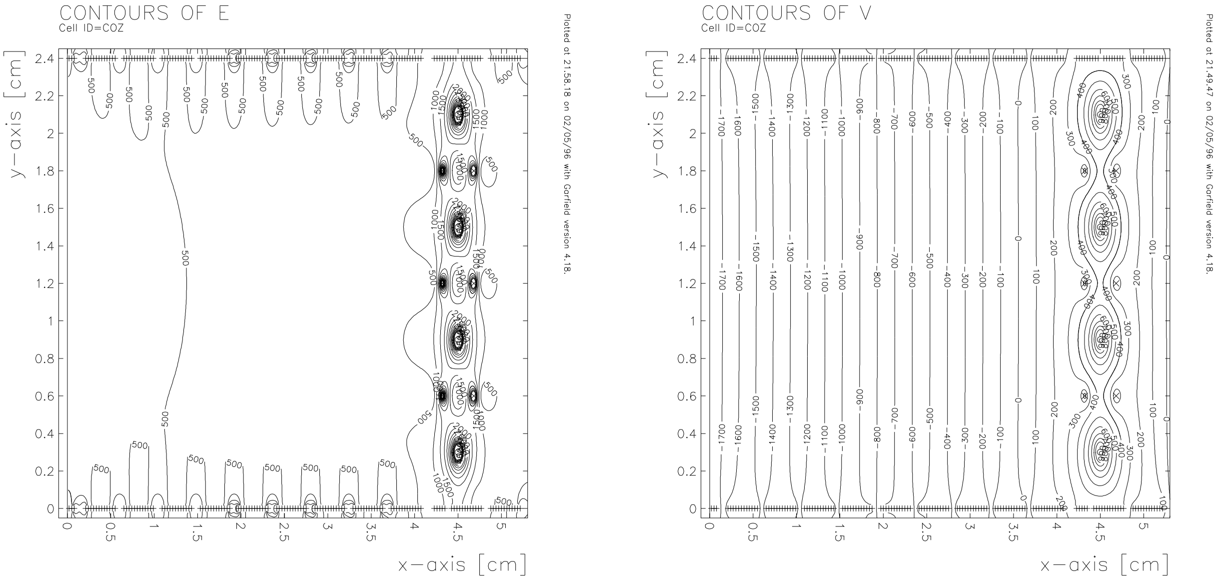


Abb. 4.2: *GARFIELD–Simulation der Driftzelle. Der Potentialverlauf und die E–Feldverteilung wurden für $HV_{\mathrm{Kathode}} = 1800V$ berechnet.*

dem zweiten und dritten sowie dem achten und neunten Kupferstreifen (die Nummerierung beginnt neben dem Center-Streifen, s. Abb.(4.1)). So ist sichergestellt, daß das Feld zwischen den Quellenpositionen bei gleichzeitig großem Driftweg homogen ist. Ein zweites Kriterium der Quellenpositionen stellt die Effizienz der Kammer an diesen Orten dar. Die Effizienz der Kammer sinkt nach [Bär 88] nur an den Kathoden und am Gasverstärkungsbereich ab und dies rechtfertigt die gewählten Positionen. Die Driftstrecken für beide Teilchenstrahlen wurden ebenfalls simuliert. Die Driftelektronen beider Strahlen durchlaufen den inhomogenen Gasverstärkungsbereich, dessen Einfluß durch die Differenzbildung der Driftzeiten unerheblich ist.

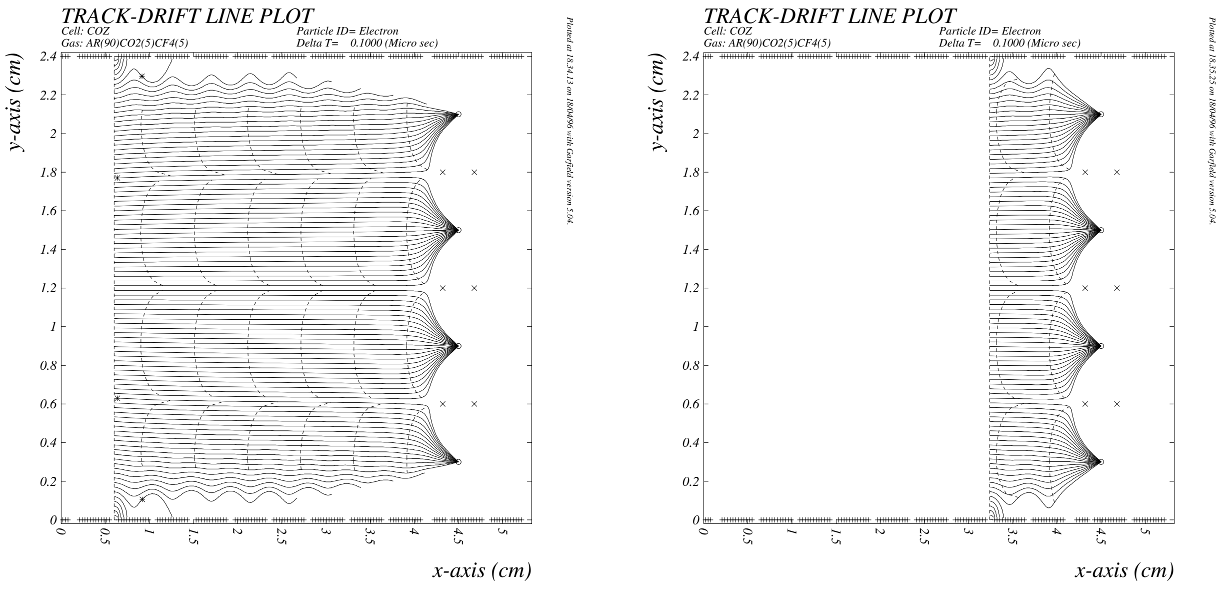


Abb. 4.3: *Driftwege an beiden Strahlpositionen.*

Da der Teilchenstrahl in Drahtrichtung ausgedehnt sein kann, bestimmt die Geometrie der radioaktiven Quelle die Schlitzlänge in der oberen Driftzellenplatine (1 cm). Die Schlitzlänge der unteren Platine ist größer, da durch den Kollimator β–Elektronen in Drahtrichtung schräg austreten können. Aus der Driftzellenhöhe und aus den durch den Kollimator begrenzten Austrittswinkeln ergibt sich eine untere Schlitzlänge von 5 cm. Da die Quellen auf der COZ–Driftkammer montiert sind, wurde die obere Plexiglasabdeckung an den gewählten Positionen ebenfalls mit zwei Schlitzen der Länge 1 cm versehen. Um die Gasdichtheit der Kammer weiterhin zu gewährleisten, wurden die Schlitze der unteren Platine und des Plexiglasdeckels mit einer 25 μm starken Kaptonfolie verklebt. Für die Klebungen wurde der Epoxidharzkleber Araldit verwendet, der sich durch geringes Ausgasen auszeichnet [Bou 94]. Ausgasende Materialien beeinflussen die Driftgeschwindigkeit der Kammer und sind deshalb zu vermeiden. In dieser Hinsicht nachteilig ist, daß das im Kammergehäuse verwendete Plexiglas geringfügig ausgast. Durch Gasflußraten, die bei den Messungen im Bereich von 0.1 Litern pro Minute liegen, spielt dieser Effekt allerdings keine Rolle.

4.2.3 Die radioaktiven Quellen

Die Ionisation des Teilchengases kann über Photonen oder Teilchen erfolgen. Ein Photon kann über den Photoeffekt nur ein Elektron herausschlagen, während minimalionisierende Teilchen mehrere Elektronen pro cm durch Primärionisation erzeugen. Die Verwendung von Lasern oder γ–Quellen ist somit zur Bestimmung von absoluten Gasverstärkungen über Einelektronenmessung von Vorteil. Die Effizienz der Kammer steigt bei Verwendung von β–Strahlern, da die Gasverstärkung im Proportionalmodus zur Anzahl der ionisierten Elektronen proportional ist. Für die Driftzeitmessungen spielen die Clustergrößen eine untergeordnete Rolle, während eine hohe Kammereffizienz für eine hohe Ereignisrate sorgt. Diese Tatsache spricht für die Verwendung von β–Strahlern.

Als β–Strahler kommen Ruthenium und Strontium in Frage. Der Vorteil von ^{106}Ru ist die hohe Maximalenergie des Elektronenspektrums von 3.541 MeV [Pdb 94], wodurch die Elektronen höhere Reichweiten besitzen. Der Nachteil dieser Quelle besteht in der kurzen Halbwertszeit (1 Jahr) und in der Tatsache, daß ^{106}Ru kein reiner β^-–Strahler ist, sondern einen geringen Anteil an γ–Strahlen enthält. ^{90}Sr dagegen besitzt eine lange Halbwertszeit (28.5 Jahre) und ist ein reiner β^-–Strahler, die Maximalenergie liegt mit 2.283 MeV [Pdb 94] aber niedriger. Für die Messungen in Erlangen kann nur ^{106}Ru verwendet werden, da die in der Strahlenschutzordnung festgelegten Freigrenzen für ^{90}Sr am Institut bereits erreicht sind. Bei den verwendeten ^{106}Ru–Quellen befindet sich das aktive Material (Aktivität je 4 MBq) am Ende eines im Durchmesser 1cm dicken Demonstrationsstabes (siehe auch Abb. 4.1). Beide Quellen sind von einem Kunststoffblock gehaltert, der fest an der Kammer mittels zweier Paßbohrungen positioniert werden kann. Die Halterung mit den Quellen ist abnehmbar, so daß die Kammer und die unterhalb der Kammer angebrachten Szintillatoren nur bei Messungen der Strahlung ausgesetzt sind.

4.2.4 Der Kollimator

Die aus den radioaktiven Quellen austretenden Elektronen werden durch den Kollimator zu engen Strahlen begrenzt, damit die Driftzeiten an zwei definierten Orten des homogenen elektrischen Feldes gemessen werden können. Die Kollimierung erfolgt dabei durch zwei 10 mm lange Schlitze, die parallel zu den Drähten orientiert sind. Die Schlitzbreite bestimmt damit die Genauigkeit des Ionisationsortes. Der Kollimator ist den Schlitzen der Driftzelle entsprechend justiert und am Plexiglasgehäuse der Kammer befestigt. Da beim Abbremsen der Elektronen im

Absorbermaterial Bremsstrahlung entsteht, stellt sich die Frage, ob diese die Messungen beeinflußt. Dafür wurden zwei Arten von Kollimatoren angefertigt und getestet. Der erste Kollimator wurde aus zwei Lagen verschiedener Materialien angefertigt. Da die Bremsstrahlung umso weniger ins Gewicht fällt, je niedriger die Ordnungszahl des Absorbermaterials ist, wurde die der Quelle benachbarte Lage aus einem Element niedriger Ordnungszahl (Aluminium) gefertigt, in dem die Elektronen zwar abgebremst werden, die Bremsstrahlung aber gering bleibt. Für die zweite Lage wurde ein Element hoher Ordnungszahl (Blei) verwendet, in dem die Photonen der Bremsstrahlung absorbiert werden. Der Abstand zwischen der oberen Driftzellenplatine und dem Plexiglasgehäuse begrenzt die Kollimatordicke auf 10 mm. Für die Dicke der Einzellagen wurde deshalb je 5 mm gewählt. Der zweite Kollimatortyp besteht aus nur einem Material. Hierfür wurde 10 mm dickes Blei verwendet.

Für die Tests beider Kollimatoren wurde Form (im Idealfall gaußförmig) und Breite der gemessenen Driftzeitverteilung (siehe auch Abb. 5.3) als Auswahlkriterium herangezogen. Es zeigte sich, daß sich die Driftzeitverteilungen beider Kollimatoren nicht unterscheiden. Die Triggerrate beim Zwei–Lagen–Kollimator stellt sich aufgrund der schwierigen Positionierung der Schlitze beider Lagen übereinander als niedriger heraus, weshalb die Wahl auf den 10 mm Bleikollimator fiel.

4.2.5 Die Triggersysteme

Die ionisierenden Elektronen der ^{106}Ru–Quellen durchqueren nach dem Kollimator die Driftzelle und verlassen die Kammer durch die Schlitze der unteren Driftzellenplatine. Um den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs zu bestimmen, werden die Teilchen durch unter der Kammer montierte Szintillatoren nachgewiesen und in Photomultiplieren in ein elektronisches Triggersignal umgewandelt. Die Szintillatoren müssen so beschaffen sein, daß sie nur Strahlteilchen nachweisen. Es wurden zwei verschiedene Triggersysteme angefertigt und getestet (siehe 5.1), die im folgenden vorgestellt werden:

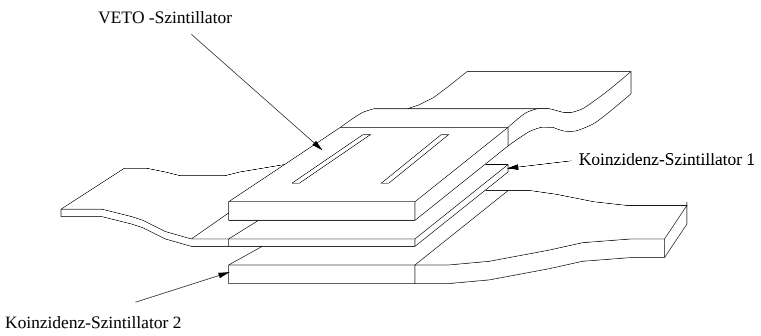


Abb. 4.4: *Veto–Koinzidenz–Trigger. Dargestellt sind die Szintillatoren mit Lichtleitern.*

- **Veto–Koinzidenz–Trigger**
  Die Diskrimination der Strahlteilchen erfolgt hier über einen Veto–Szintillator. Dieser ist in Anti–Koinzidenz mit einem sich darunter befindlichen Koinzidenztrigger geschaltet. Das bedeutet, daß nur die Teilchen detektiert werden, die durch Schlitze des Vetos fliegen und dann in Koinzidenz nachgewiesen werden. Die Schlitze des Veto–Szintillators haben eine

Länge von 50 mm und sind 1.2 mm breit. Die Abmessungen des Vetos sind so gewählt, daß das Veto sich paßgenau unter den Kammerschlitzen anordnet.

- **Szintillatorplättchen–Trigger**
  Die Szintillatoren sind aus 50 mm langen Plättchen der Breite 1 mm gefertigt und besitzen eine Länge von 30 mm. Sie decken somit die unteren Kammerschlitze ab und detektieren nur Strahlteilchen. Als Szintillatormaterial wurde SCNS–38 (Polystren Base mit 1% Butyl–PBD und 0.02% BDB) der Firma Kyowa verwendet, welches sich durch seine hohe Lichtausbeute auszeichnet. Die Plättchen sind mit dem optischen Zement NE581 mit den gebogenen Lichtleitern verklebt. Um die genaue Position unter den Schlitzen einzunehmen, sind die Szintillatoren in einer Positionsschiene verankert, die mit dem Kammergehäuse verschraubt ist.

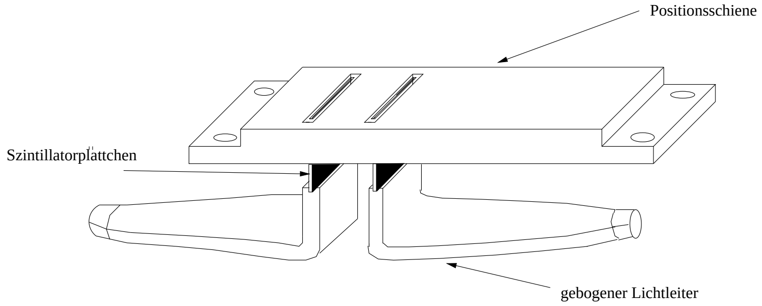


Abb. 4.5: *Elektronentrigger mit dünnen Szintillatorplättchen.*

Zur Erhöhung der Lichtausbeute wurden alle Szintillatoren mit aluminisierter Mylarfolie umwickelt und in schwarzer Spezialfolie lichtdicht verpackt. Für alle Szintillatoren wurde der Photomultiplier H3167 der Firma Hamamatsu verwendet. Nach Ausmessen der Plateaukurven (Rate über Hochspannung) ermittelte sich die Betriebsspannung auf -1650V.

4.2.6 Sonstige Umbauten

Um die COZ–Prototypdriftkammer für die Messungen verwenden zu können, bedurfte es noch einiger Umbauten:

- Um einen stabilen Betrieb der Vorverstärkerkarte gewährleisten zu können, wurde die Karte in eine Erdungsumgebung aus Kupfer eingebaut. Die Karte wird somit von hochfrequenten Störeinflüssen abgeschirmt. Um Einstreuungen auf den Kammerdrähte zu verhindern, wurde die Kammer mit aluminisierter Mylarfolie umgeben. Bei Testmessungen stellte sich aber heraus, daß diese Maßnahme nicht nötig ist.

- Die analogen Signale der Vorverstärkerkarte müssen für die Weiterverarbeitung in den Auslesemodulen der Zeitmessung in ECL–Signale umgewandelt werden. Hierzu wurde die äquivalente Schaltung der Diskriminatorstufe mit nachfolgenden ECL–Treiber der HERMES–BC–Vorverstärkerkarte [Rus 95] verwendet (siehe auch Abschnitt 4.4).

- Um Ergebnisse der Gasverstärkungsmessungen auf die HERMES–Driftkammern übertragen zu können, wurden die ursprünglichen Wolfram–Rhenium–Signaldrähte (⌀ 30 μm) der COZ–Prototypkammer durch die vergoldeten Wolfram–Signaldrähte (⌀ 25.4 μm) der

HERMES–Driftkammern ersetzt. Um die Positioniergenauigkeit der Drähte zu gewährleisten, verwendete man die Orginal–Krimphülsen der Prototypkammer. Die Drahtspannung entspricht derjenigen der HERMES–Driftkammern.

- Im Gasvolumen der Driftkammer wurden zur Temperaturauslese zwei Sensoren AD592BN von Analog Devices eingebaut. Ein Sensor befindet sich direkt am Gaseinlaß der Kammer, während der zweite Sensor außerhalb der Driftzelle in der Mitte des Gasvolumens lokalisiert ist. Der Kalibrationsfehler bei 25^o Celsius von 0.7^o wurde durch den Einbau einer Potentiometer–Trimmschaltung (siehe Anhang A.2) egalisiert. Als Temperatur–Referenzquelle diente zur Eichung ein K-Thermoelement. Auf die Temperaturauslese wird in Abschnitt 4.5 näher eingegangen.

4.3 Das Gassystem

Das Gassystem ist derart aufgebaut, daß die Bereitstellung der verschiedenen zu untersuchenden Gase, die Herstellung beliebiger Gasmischungen und die voneinander unabhängige Regelung von Gasfluß und Gasdruck gewährleistet sind. In Abb. 4.6 ist der Aufbau des Gassystems schematisch dargestellt, während sich die Beschreibung der Einzelkomponenten Tabelle 4.2 entnehmen läßt.

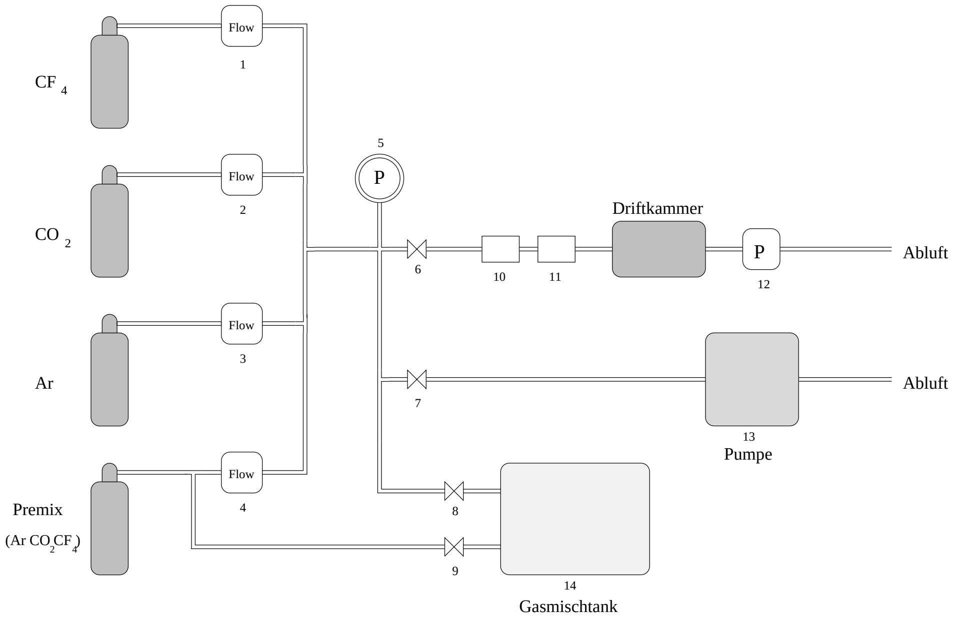


Abb. 4.6: *Das Gassystem. Die Beschreibung der einzelnen Komponenten ist aus Tabelle 4.2 ersichtlich.*

Für die Gasmischung des Driftkammergases stehen die einzelnen Gaskomponenten Argon, CO_2 und CF_4 zur Verfügung, die über Massenflußregler [Mks 90a] in den offenen Gaskreislauf eingespeist werden. Neben den Einzelkomponenten besteht auch die Möglichkeit, das Standardgasgemisch Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%) (PREMIX) vorgemischt aus einer Gasflasche einzuspeisen. Diese PREMIX–Flaschen sind von der Gasabteilung am DESY bezogen und in Mischgenauigkeit und Reinheit der Einzelkomponenten identisch mit dem im HERMES–Experiment verwendeten Gas. Verunreinigungen des Gases mit Stickstoff können ebenfalls simuliert werden, indem eine Einzelkomponente durch Stickstoff ersetzt wird.

#	Komponente	Beschreibung	Typ
1	Massenflußregeler	max. Fluß 100 sccm	MKS 1259
2	Massenflußregeler	max. Fluß 200 sccm	MKS 1259
3	Massenflußregeler	max. Fluß 1000 sccm	MKS 1259
4	Massenflußregeler	max. Fluß 500 sccm	MKS 1259
5	Absolutdruckaufnehmer	Druckbereich 0–5bar thermostatisiert	MKS 127
6	mechanisches Ventil	Absperrventil vor Kammer	Kugelventil
7	mechanisches Ventil	Absperrventil vor Pumpe	Kugelventil
8	mechanisches Ventil	Absperrventil vor Gastank	Kugelventil
9	mechanisches Ventil	Absperrventil nach Gastank	Kugelventil
10	Gasfilter	komb. Wasser–Luft Filter	Oxisorb-W
11	Gasfilter	Wasserfilter	Hydrosorb
12	Hinterdruckregler	Regelbereich 0–1.3 bar	Bronkhorst P-702 C
13	Membranpumpe	Restdruck 2 mbar	Vakuubrand MD4
14	Gasmischtank	5 Liter, Maxdruck 6 bar thermostatisiert	Kupferbehälter AEG

Tab. 4.2: *Einzelkomponenten des Gassystems.*

Falls das Driftkammergas aus Einzelkomponenten gemischt werden soll, stehen hierzu zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Erstens kann das gewünschte Mischverhältnis über die Massenflußregler eingestellt werden, wobei für die Massenflußregler die Dimensionierung des maximalen Flusses gemäß der Größenordnung ausgelegt ist, die der jeweilige Gasanteil an der Gesamtmischung besitzt. Mittels eines Steuergerätes, in dem die Gasflüsse der Regler ihrer Gasart entsprechend kalibriert sind, lassen sich die Gasanteile prozentual beimischen und dem Gaskreislauf zuführen. Diese Methode der Mischung ist aber durch die Auflösung der Flußregler begrenzt, worunter die Reproduzierbarkeit der Gesamtmischung leidet. Diese Schwankungen wirken sich besonders bei Driftgeschwindigkeitsmessungen unter Verunreinigungen mit Stickstoff sowie generell durch die Sensitivität der Driftgeschwindigkeit auf den CF_4–Anteil aus. Um dieses Problem zu umgehen, wurde als zweite Möglichkeit das Mischen über Partialdruckmethode implementiert. Hierzu wird der vorher evakuierte und durch Peltier–Elemente thermostatisierte Mischtank nacheinander mit den einzelnen Gaskomponenten gefüllt. Der einzelne Füllvorgang ist jeweils dann beendet, wenn in Bezug auf den Enddruck des Mischtanks (5 bar) die Druckdifferenz zwischen aktuell gemessenem Druck und Druck zu Füllbeginn prozentuell dem Gasanteil entspricht. Die Driftgeschwindigkeitsmessung bei Partialdruckmischung besteht aus drei Schritten, die durch verschiedene Ventilstellungen des Systems erreicht werden. Das Gassystem und der Druckmischtank werden zuerst mittels Membranpumpe (Restdruck 2 mbar) evakuiert, dann werden die Gaskomponenten nacheinander partiell gemischt, und schließlich bei Erreichen des Enddruckes wird das Gasgemisch aus dem Tank der Messkammer zugeführt; der Meßprozeß kann nach einer gewissen Spülzeit beginnen (Ventilstellungen siehe Tabelle 4.3).

Sowohl während des Mischvorgangs als auch während der Messung läßt sich der Gasdruck im System mittels Absolutdruckdose [Mks 92] mit hoher Genauigkeit bestimmen. Die Druckregelung in der Driftkammer erfolgt über einen Hinterdruckregler [Bro 94], wodurch der Kammerdruck unabhängig vom Gasfluß bleibt.

Prozeß	offene Ventile	geschlossene Ventile
Evakuieren	7 , 8	6 , 9
Partialmischen	7	6 , 7 ,9
Meßvorgang	6 , 9	7 , 8

Tab. 4.3: *Ventilstellungen der Partialdruckmethode.*

Ein weiterer wichtiger Punkt für die Reproduzierbarkeit der Messungen ist die Vermeidung von Verunreinigungen im Gassystem. Da schon kleine Anteile an H_2O, O_2 und N_2 die Eigenschaften des Driftkammergases beträchtlich verändern [But 90, Zha 94], wird dieser Aspekt durch die Auswahl von Reinstgasen und besonderer Gasrohre sowie durch den Einbau eines Filtersystems berücksichtigt. Eine Gasreinheit von 99.995 % wird durch das Kürzel 4.5 bezeichnet, wobei die erste Stelle die Anzahl der Neuner, die zweite die darauffolgende Stelle angibt. Für die Einzelkomponenten wurde Ar 5.0, CF_4 5.0, N_2 5.0 und CO_2 4.5 verwendet. Die PREMIX–Komponenten sind Ar 4.6, CO_2 4.5 und CF_4 4.8. Die Gasleitungen bestehen aus Edelstahl und wurden vor dem Einbau mit Aceton und Methylalkohol ultraschallbehandelt, um Einflüsse von Rohrverschmutzung zu vermeiden. Direkt vor der Meßkammer befindet sich ein Paar Gas–Nachreinigungsfilter [Mes 95]. Der erste Filter Oxysorb-W begrenzt den Sauerstoff– und Wasseranteil auf kleiner als 0.1 bzw. 0.5 vpm, der nachfolgende Hydrosorb–Filter verringert den Wasseranteil nochmals auf weniger als 0.3 vpm. Erfolgreiche Dichtigkeitstests des Gassystems unter 2 Bar stellen sicher, daß keine Verunreinigungen der Umgebungsluft in das Gassystem eindringen können.

4.4 Das Datennahmesystem

Wie in 4.1 erläutert, muß zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit die Zeit zwischen dem Durchgang des ionisierenden Elektrons der β–Quelle und dem Signalpuls des ausgelesenen Kammerdrahtes gemessen werden. Neben dieser Zeitmessung soll das Datennahmesystem auch die Messung der Signalpulsspektren ermöglichen, um Aussagen über die Gasverstärkung treffen zu können. Im folgenden ist die Durchführung dieser Messungen beschrieben.

Das Datennahmesystem, kurz DAQ (**D**ata **A**c**Q**uisition), ist prinzipiell dem HERMES–Datennahmesystem nachempfunden und basiert auf dem FASTBUS–Bussystem. Der Hostrechner, eine DEC–Station 5000/240, ist über ein SCSI–Interface mit dem FASTBUS Master CHI (**C**ern **H**ost **I**nterface) verbunden. Der Frontend–Prozessor des CHI ist so programmiert, daß er die einzelnen Komponenten der Datennahme steuert und im Falle eines ausgelösten Triggers komplett ausliest. Alle Daten der verschiedenen Module werden in einen Datenstrom gelenkt und können Ereignis für Ereignis im EPIO–Format auf Band geschrieben werden. Daneben ist es möglich, mit speziellen Programmroutinen [DAQ 95] während der Datennahme auf den Datenstrom 'online' zuzugreifen und die genommenen Daten gleich weiterzuverarbeiten. Neben dem FASTBUS–Bussystem, das sich durch sehr hohe Datenübertragungsraten auszeichnet (bis zu 40 MByte/s), unterstützt der FASTBUS–Master über geeignete Treibermodule die Bussysteme VME und CAMAC (siehe auch 4.5). Eine genauere Beschreibung der verwendeten Module sowie ein detailliertes Blockschaltbild des Triggerschemas finden sich im Anhang A.3.

Zur Driftgeschwindigkeitsmessung wird der FASTBUS TDC 1876 (**T**ime–to–**D**igital **C**onverter) der Firma Le Croy [Cro 93] verwendet. Der TDC besitzt 96 Kanäle, die ECL–Pulse verarbeiten,

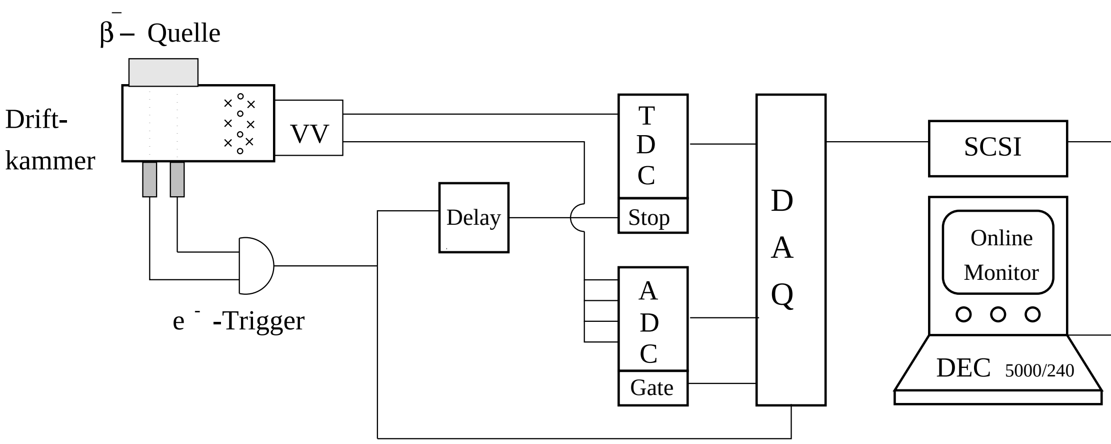


Abb. 4.7: *Schematischer Aufbau des Datennahmesystems. Detailliertere Informationen über die FASTBUS–Module entnehme man Tabelle 4.4.*

die mindestens 20 ns zeitlich voneinander getrennt nachgewiesen werden können. Der meßbare Zeitbereich erstreckt sich auf 64 μs und kann auf 1 ns genau gemessen werden. Die Driftzeit ermittelt sich aus den Zeitpunkten des Teilchendurchganges durch die Kammer und des Signals am Auslesedraht. Da die Kammersignale sehr klein sind, werden sie von einem Vorverstärker VV um ein Vielfaches verstärkt, anschließend durch eine Diskriminatorstufe digitalisiert und in ein ECL–Signal umgewandelt, das der TDC weiterverarbeiten kann. Zur Digitalisierung muß das ankommende Signal über der Diskriminatorschwelle liegen. Die Schwelle (einstellbar zwischen 0 und 170 mV) wird dabei so gewählt, daß sie Rauschpulse unterdrückt, sollte aber nicht zu hoch liegen, um bei unterschiedlichen Anstiegsflanken der Pulse keine Zeitverschmierung (walk) zu verursachen[2]. Das ECL–Signal wird in ein positives und negatives ECL–Signal geteilt und diese werden durch ein verdrilltes Kabel (Twisted–pair) übertragen, wobei durch den einstreuenden Untergrund beide Pulse gleich verändert werden. Dies ermöglicht Signalübertragungen über weitere Strecken, da am Kanaleingang des TDCs die Differenz beider Signale gebildet wird, wodurch der Untergrund sich wieder herausfiltert. Das Referenzsignal der Zeitmessung ist durch das Signal des Szintillator–Triggers gegeben. Es wird um den Wert der größtmöglich auftretenden Driftzeit verzögert und in den Common–stop Eingang des TDCs eingespeist. Der TDC–Betrieb im Common–Stop–Modus bedeutet, daß alle innerhalb eines Zeitfensters vor dem Stop–Signal eingegangenen Kammerpulse ausgelesen werden. Die gemessenen Zeiten beziehen sich dabei auf das Stop-Signal, und dadurch werden kurzen Driftstrecken große Zeiten zugeordnet. Da die Messung der Driftgeschwindigkeit nur die Differenz der Driftzeiten aus kurzem und langem Driftweg berücksichtigt, spielen absolute Driftzeiten ohnehin keine Rolle. Abbildung 4.7 verdeutlicht den schematischen Aufbau der DAQ, die von den Szintillatorpulsen getriggert wird.

Die Pulsspektren werden vom FASTBUS ADC 1885F (**A**nalog–to–**D**igital **C**onverter) von LeCroy gemessen. Der ADC integriert die Ladung der ankommenden Signale und liefert somit ein Maß für die Pulsgröße. Zur Pulsspektrenanalyse wird ein anderer Draht als für die Zeitmessung ausgelesen. Dieses Signal wird nach dem Vorverstärker VV noch durch eine weitere Transistorstufe verstärkt, um die 50 Ohm NIM Logic treiben zu können. Um den dynamischen Bereich der Pulse im ADCs (15 bit) auszunutzen, wird das Kammersignal vierfach aufgeteilt, wobei jedes Teilsignal verschieden stark abgeschwächt wird.

[2]Messungen haben gezeigt, daß die Höhe der Schwelle keinen Einfluß auf die gemessene Driftzeit hat, da die Anstiegsflanken für alle Pulse in etwa gleich steil sind.

	TDC 1876	ADC 1885F
Kanalzahl	96	96
Auflösung	1 ns	15 bit
Meßbereich	0–65535 ns	0–1638 pC
Betriebsmodi	Input uni–/bipolar	Common Start/Stop

Tab. 4.4: *Merkmale der FASTBUS–Module.*

Mit dem eben beschriebenen Datennahmesystem konnten Ereignisraten bis zu 900 Hz gemessen werden. Im Falle der 'Online'–Auslese aus dem Datenstrom reduzierte sich die Rate auf 450–550 Hz. Da die Rate der 'Online'–Auslese für vertretbare Meßzeiten groß genug ist und in diesem Modus laufende Messungen besser verfolgt werden können, wurde auf das Speichern der Ereignisse auf Band verzichtet. Die gemessenen Driftzeitspektren wurden nach Beendigung des Meßvorgangs auf Platte gespeichert.

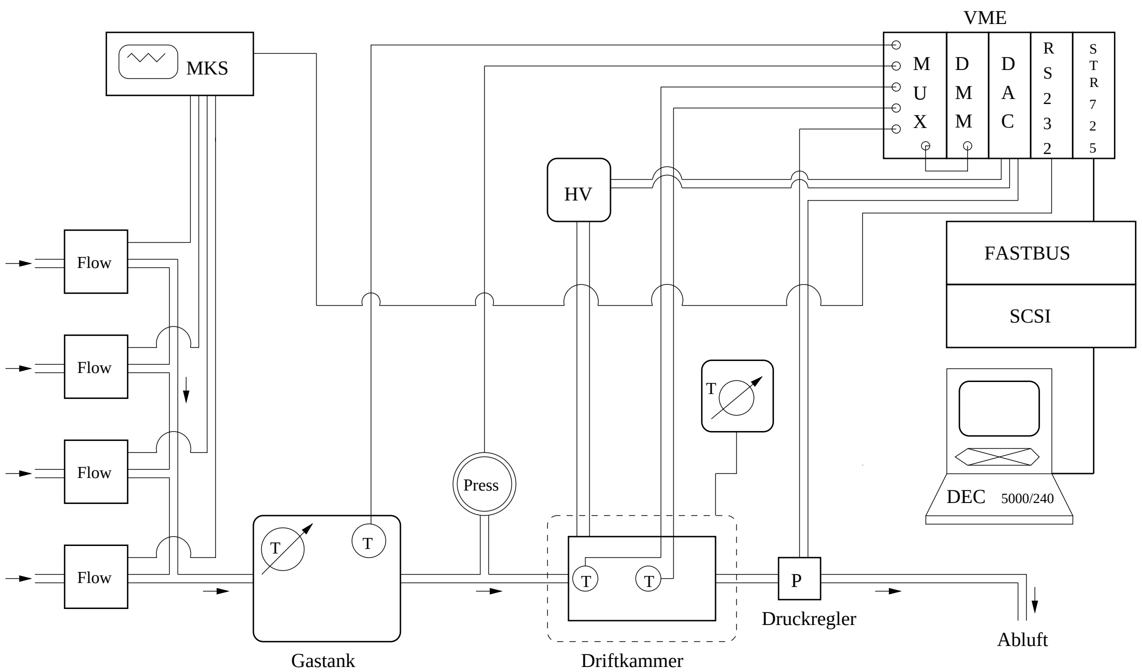


Abb. 4.8: *Blockschaltbild der Meßsteuerung.*

4.5 Die Meßsteuerung

Für die Driftgeschwindigkeitsmessung in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen muß die Möglichkeit bestehen, alle wichtigen Parameter zu kontrollieren. Ziel war es, den Meßvorgang zu automatisieren, d.h. rechnergesteuert alle wichtigen Größen des Systems zu messen und im Bedarfsfall zu regeln. Da dies nicht zeitkritisch ist, ist die Meßsteuerung (slow–control) nicht in die Auslese des allgemeinen Datenstroms der DAQ eingebunden. Es lassen sich über die in Abschnitt 4.4 erwähnte Busstruktur mit der DAQ–Software [DAQ 95] die elektronischen Meß– und Regelmodule einzeln ansteuern und auslesen. Es handelt sich hierbei um VME-Module, die im Anhang A.3 näher beschrieben sind. Abbildung 4.8 gibt einen Überblick über die Meßsteuerung.

Die Regelung der Massenflußregler des Gassystems werden von einem Steuergerät des Typs MKS 147B [Mks 90b] übernommen, das durch ein RS 232 Interface mit dem Prozeßrechner verbunden ist. Der Gasdruck wird von einer Absolutdruckdose (Press) gemessen, die von einem Digitalmultimeter (DMM) ausgelesen wird. Um mehrere Meßkanäle bereitzustellen, ist dabei dem DMM ein Multiplexer (MUX) vorgeschaltet. Die Regelung des Druckes erfolgt mit dem Hinterdruckregler P, dessen Ist–Wert vom DMM ausgelesen und dann über einen Analog–Digital–Wandler (DAC) nachgeregelt wird. Der DAC regelt ferner die Hochspannungsversorgung der Kammer. Dabei kann durch Variation der Kathodenspannung das Driftfeld der Kammer und durch Variation der Hochspannung am Signaldraht die Gasverstärkung verändert werden. Die Auslese der Temperatursensoren im Gastank und in der Driftkammer ist durch das DMM realisiert.

Nicht rechnergesteuert ist die Regelung der Temperatur in der Meßkammer und im Gastank. Bei Messungen, in denen sich die Driftkammertemperatur verändern soll, ist die Kammer von einem wärmeisolierenden Behälter umgeben, der mit Heizbändern versehen ist. Die Temperatur der Heizbänder regelt das Steuergerät Julabo LC3 mittels Meßfühlern. Um Druckschwankungen beim partiellen Gasmischen zu vermeiden, wurde der Gastank mit Peltier–Elementen versehen, um eine konstante Gastemperatur zu gewährleisten. Diese stellt sich nach gewisser Zeit ein, nachdem die Peltierelemente den Tank je nach Polarität ihrer Versorgungsspannung aufgeheizt bzw. gekühlt haben.

5 Der Meßprozeß

In diesem Kapitel soll auf die Durchführung der Messungen näher eingegangen werden. Als Voraussetzung dafür muß die Meßapparatur optimal konfiguriert sein. Hierzu gehört die Bestimmung des Arbeitspunktes der Driftkammer sowie die optimale Einstellung der übrigen Meßkomponenten. Geeignete Software soll die Steuerung des Meßvorganges, die grafische Aufbereitung der gemessenen Werte und die Auswertung derselben übernehmen. Für die Driftgeschwindigkeit des Gases ermöglicht das MAGBOLTZ–Programm den Vergleich zwischen Simulation und Messung, während das Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD für die HERMES–Driftkammern BC 1–4 eine Abschätzung darüber abgibt, inwieweit der gemessene Ort bei geänderten Gasparametern vom 'idealen' Ort bei Normalbedingungen abweicht.

5.1 Die Bestimmung des Arbeitspunktes

Die COZ–Driftkammer wird, wie in 4.2.2 beschrieben, mit vier verschiedenen Hochspannungen versorgt. Es gilt nun, die für den Kammerbetrieb optimalen Werte zu ermitteln. HV_{Center} und HV_{First} bestimmen den Feldverlauf der Gasverstärkung in Richtung der begrenzenden Driftzellenplatinen bzw. den Feldverlauf im Übergangsbereich zum homogenen Driftfeld. Bei der Variation dieser Spannungen wurde wiederum die Form der Driftzeitverteilungen und ihre Breite als Auswahlkriterium herangezogen. Da die Variation dieser Spannungen auch die Effizienz der Kammer beeinflußt, wird letztere als zusätzliches Kriterium benutzt. Die beiden mittleren der vier Signaldrähte zeigen die besten Ergebnisse und werden für die Driftzeitmessung und für die Pulsspektrenanalyse der Gasverstärkung verwendet. Die Variation von HV_{First} ergab bei kleinen Spannungen im Sinne der Auswahlkriterien gute Ergebnisse. GARFIELD–Simulationen hierzu ergaben, daß bei großen Werten von HV_{First} sich der inhomogene Bereich stark ausdehnt. Die Auswahlkriterien erwiesen sich von der Variation der Center–Spannung weitgehend unabhängig und dies liegt in der Auslese der mittleren Signaldrähte begründet. Die Signalpulshöhe hängt von der Anodenspannung am Signaldraht ab. Die Diskriminatorschwelle nach der Analogstufe der Verstärkerkarte entscheidet dann, welche Pulse für die Messungen weiterverarbeitet werden. Zur Bestimmung der geeigneten Werte für HV_{Anode} und die Diskriminatorschwelle wurden ihr Einfluß auf die Breite der Driftzeitenverteilung, die Kammereffizienz und die gemessene Driftgeschwindigkeit untersucht (Abb. 5.1).

Die Kammereffizienz ist dabei definiert als das Verhältnis aus registrierten Signalpulsen zur Anzahl aller Triggersignale des kollimierten Elektronenstrahls. Die Auswirkungen der Variation von Schwelle und Anodenspannung sei kurz zusammengefaßt:

- **Breite der Verteilung**
  Die gemessenen Verteilungen der Driftzeiten sind annähernd gaußförmig. Als Kriterium der Breite wird die Standardabweichung σ der gefitteten Verteilungen (siehe auch Abschnitt 5.2) herangezogen. Die Breite nimmt dabei generell bei steigender Anodenspannung und sinkender Schwelle zu. Die Breiten bei hohen Schwellen und niedrigen Hochspannungswerten weichen allerdings von dieser Tendenz etwas ab. Die schmalsten Verteilungen werden bei Schwellen von 100 bzw. 150 mV gemessen, wobei für kleinere Werte des elektrischen Feldes die 150 mV–Schwelle zu bevorzugen ist.

- **Kammereffektivität**
  Die Effektivität der Kammer zeigt eine klare Abhängigkeit von den variierten Parametern: Sie steigt bei anwachsender Anodenspannung und sinkender Schwelle. Die Schwelle von

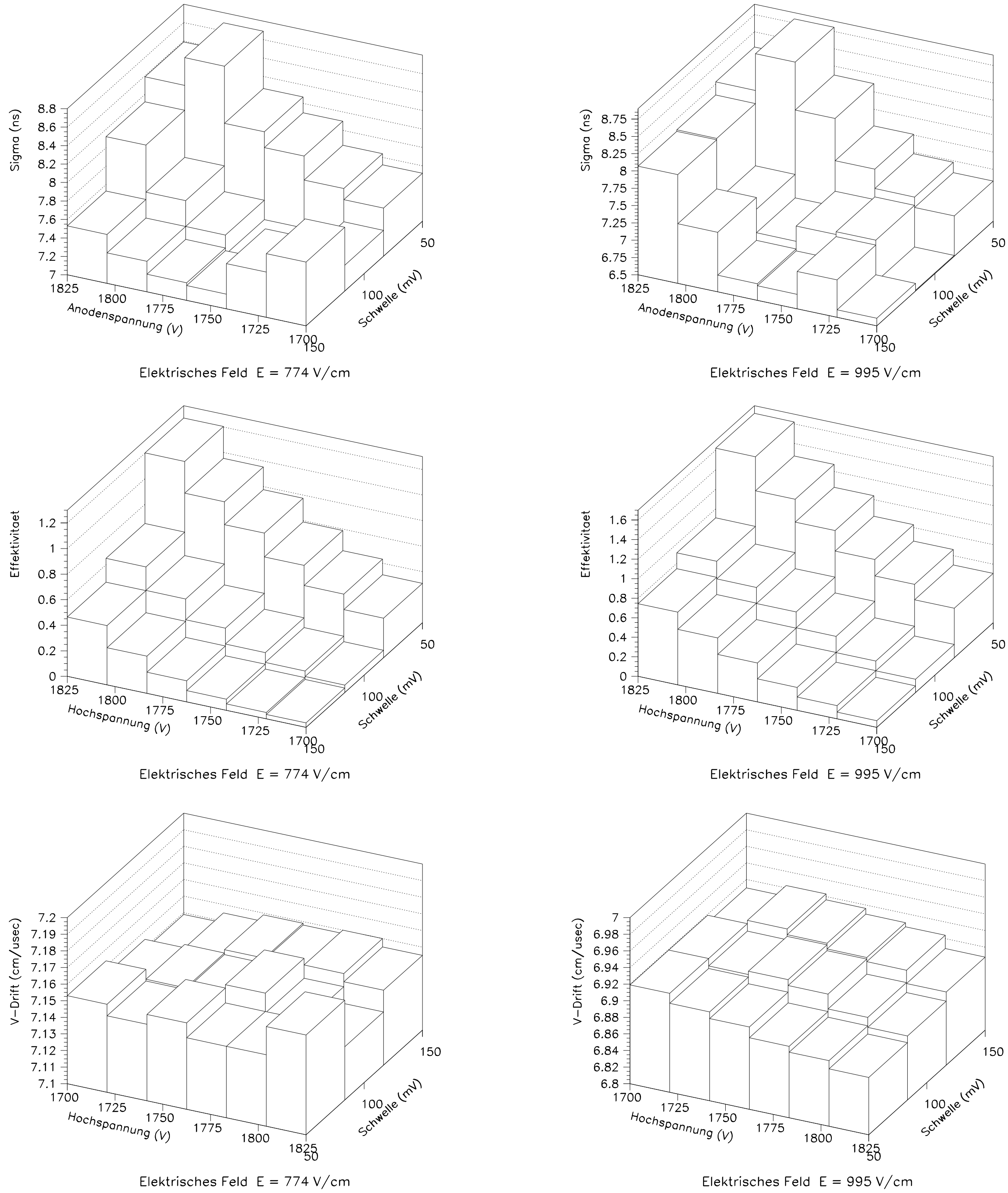


Abb. 5.1: *Bestimmung des Arbeitspunktes. Untersucht wurden die Abhängigkeiten der Standardabweichung σ der Driftzeitverteilungen und der Kammereffizienz von Anodenspannung und Schwelle der Verstärkerkarte für mehrere Werte des homogenen Driftfeldes. Hier sind die Ergebnisse für Feldwerte $E = 774\ V/cm$ und $E = 995\ V/cm$ dargestellt.*

50 mV zeigt dabei erheblich größere Effizienzwerte als die anderen Schwellen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Anteil an Untergrundpulsen hoch ist. Eine Auswertung der TDC–Zeit–Spektren mit 50 mV–Schwelle ergab eine Untergrundrate von mindestens 20% bei 1700 V Anodenspannung.

- **Driftgeschwindigkeit**
  Die Driftgeschwindigkeit erweist sich von der Wahl des Arbeitspunktes weitgehend unabhängig. Für kleine Feldstärken zeigt die Driftgeschwindigkeit keine erkennbaren Abhängigkeiten und der Unterschied zwischen minimalem und maximalem v_{Drift} beträgt weniger als 0.4%. Bei hohem elektrischem Feld zeigt sich eine Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von den variierten Parametern. Die Unterschiede sind aber auch hier mit 0.79% gering.

Für die Schwelleneinstellung sollten 100 mV oder 150 mV wegen der hohen Untergrundrate der 50 mV–Schwelle verwendet werden. Brauchbare Werte der Kammereffektivität, die sich auf die Meßzeit auswirkt, werden für Hochspannungswerte größer gleich 1775 V erreicht. Unter Berücksichtigung der Breite σ erweist sich eine Anodenspannung von 1800 V am geeignetsten, da sie im Vergleich zu 1775 V eine höhere Effektivität aufweist. Untersuchungen der Verteilungen für die Schwellen 100 mV bzw. 150 mV ergaben, daß die Verteilungen zu größeren Driftzeiten hin nicht gaußförmig abfallen (siehe Abb. 5.3). Dieses Verhalten ist für Messungen bei 100 mV–Schwelle stärker ausgeprägt, so daß für die endgültige Wahl des Arbeitspunktes die Anodenspannung auf 1800 V und die Schwelle auf 150 mV gesetzt wird. Tabelle 5.1 faßt die Arbeitspunkt–Einstellung zusammen.

Parameter	Wert
Schwelle	150 mV
HV_{Center}	250 V
HV_{Bottom}	230 V
HV_{Anode}	1800 V
HV_{Kathode}	variabel, bestimmt das homogene Driftfeld

Tab. 5.1: *Zusammenfassung der Arbeitspunkt–Einstellungen.*

Diese Einstellung gilt für alle Messungen mit der PREMIX–Gasmischung. Bei anderen Gasmischungen wurde die Anodenspannung der jeweiligen Gasverstärkung angepaßt.

Die Messung der Driftgeschwindigkeitsabhängigkeit vom elektrischen Feld wird durch die Änderung der Kathodenspannung erreicht. Zur Bestimmung des elektrischen Feldes in Abhängigkeit von HV_{Kathode} wird davon ausgegangen, daß im Bereich zwischen den Mitten von zwei gegenüberliegenden Feldformungsstreifen als Potential die bereitgestellte Hochspannung der Spannungsteilerkette anliegt. Durch die Toleranzen der Widerstände der Spannungsteilerkette, deren Werte ausgemessen wurden, ergeben sich leichte Inhomogenitäten im Feld. Es wurde also zwischen jeweils benachbarten Feldformungsstreifen das Feld für jede Kathodenspannung nach der Kondensatorformel $E_i = \Delta U_i / d$ mit $\Delta U_i = U_i - U_{i+1}$ berechnet und anschließend über alle Feldstärken E_i gemittelt (Abb. 5.2).

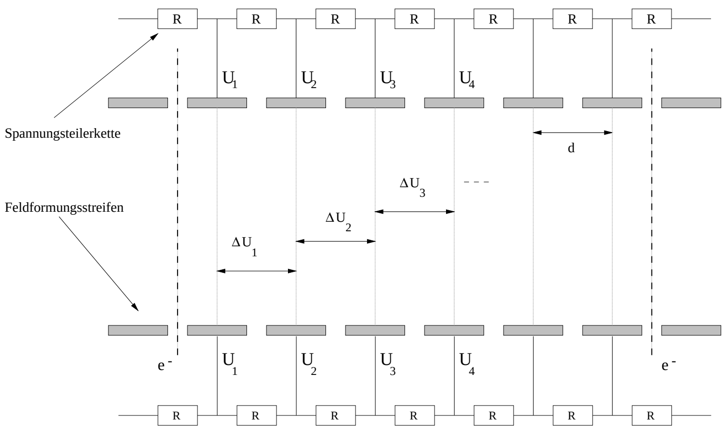


Abb. 5.2: *Prinzipskizze zur Bestimmung des Driftfeldes.*

Neben der Arbeitspunktbestimmung wurden zur Optimierung der Messung noch andere Komponenten des Meßaufbaues untersucht:

- **Kollimatorschlitzbreiten**
  Es wurden Kollimatoren mit verschiedenen Schlitzbreiten von 0.2, 0.5 und 1 mm angefertigt und getestet. Die Kriterien der Auswahl waren neben der Breite der Driftzeitverteilung ihre Form sowie die Elektronentriggerrate. Beste Ergebnisse wurden für die Kollimatorschlitzbreite von 0.5 mm erzielt. Während die Breite der Driftzeitverteilung bei 1 mm Schlitzbreite zu groß war, ergab 0.2 mm Schlitzbreite eine viel zu geringe Triggerrate.
- **Triggersysteme**
  Die in 4.2.5 beschriebenen Triggersysteme erwiesen sich beide für die Messungen als geeignet. Es galten dieselben Kriterien wie bei der Untersuchung der Kollimatorschlitze. Beide Systeme zeigten gleiche Ergebnisse bis auf die Triggerrate, die bei den Szintillatorplättchen deutlich höher lag. Beim Veto–Koinzidenz–Trigger fiel auf, daß sich die Teilchenraten mit und ohne Vetoszintillator (Schlitzbreite 1.2 mm) kaum unterscheiden, was auf eine gute Kollimierung der Teilchenstrahlen schließen läßt.
- **Gasfluß**
  Die Driftgeschwindigkeit wurde bei verschieden hohen Gasflußraten (50, 100, 150 und 200 cm^3/min) untersucht. Sie zeigte sich vom Fluß unabhängig. Diese Tatsache spricht für die Gasdichtheit der Kammer, da bei Lecks in der Kammer (und im Gassytem) sich bei kleinen Flüssen Verunreinigungseffekte bemerkbar machen würden.

5.2 Die Monitor– und Auswertesoftware

Die Einstellung und Auslese der Meßparameter Druck und Temperatur, die Steuerung des Meßvorganges und die Auswertung der gemessenen Größen werden von verschiedenen Softwareprogrammen vorgenommen. Druck und Temperatur können während des Meßvorganges überwacht werden. Das Monitor– und Auswerteprogramm mißt durch Variation der Kathodenspannung (in beliebiger Schrittweite) die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld. Bis eine vorgegebene Anzahl von Ereignissen pro Meßpunkt erreicht ist, werden die Driftzeiten ausgelesen und in ein TDC–Spektrum eingetragen. Die Daten werden dabei 'online' aus dem Datenstrom der DAQ (siehe 4.4) entnommen. Dabei handelt es sich um von den Elektronikmodulen digitalisierte Meßwerte, die erst in physikalische Größen (z.B. Driftzeit) übersetzt werden müssen (decoding).

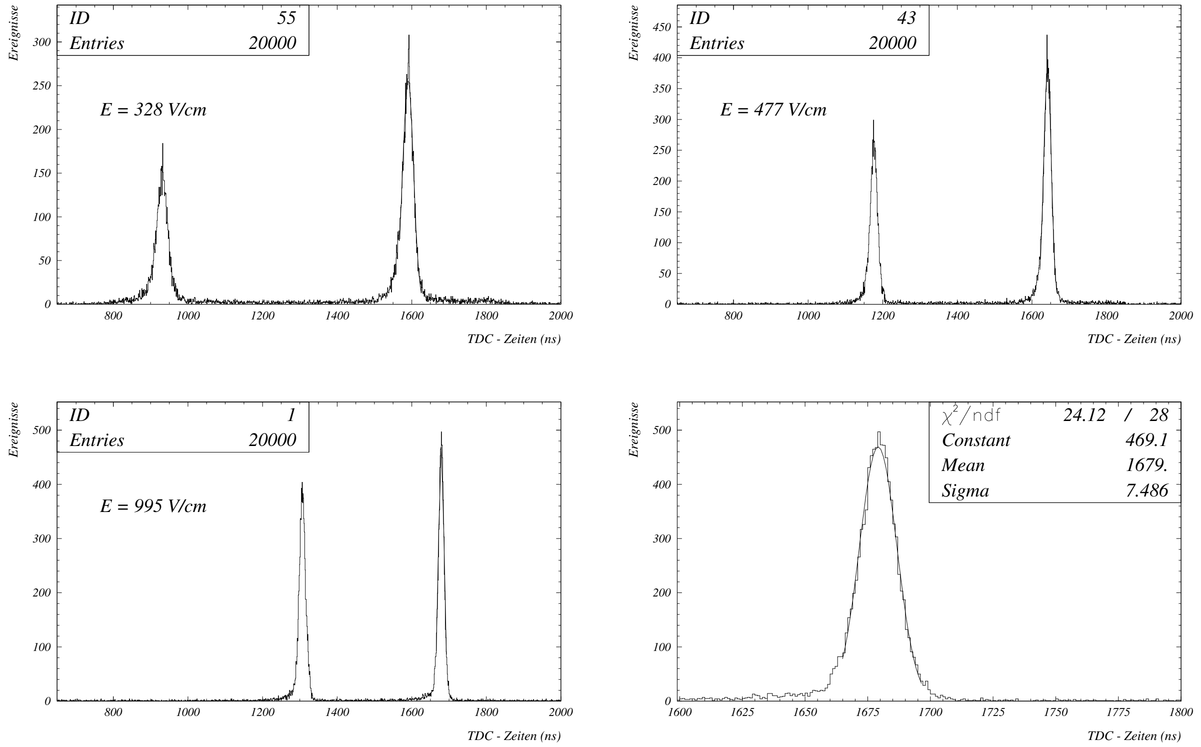


Abb. 5.3: *TDC–Zeit–Spektren aus PREMIX–Messung. Die Driftzeitverteilungen verschiedener Feldstärkewerte sind dargestellt. Zur Bestimmung der Driftzeit optimiert der Fitalgorithmus die Grenzen des Fit–Bereichs bei vorgegebener χ^2–Güte (rechts unten). Aufgrund der längeren Driftzeiten (kleinere Driftgeschwindigkeit) bei niedrigen Feldstärkewerten werden die Verteilungen durch Diffusion breiter.*

Für die beiden Strahlpositionen werden die Driftzeitverteilungen von einem Auswerte–Algorithmus aus dem TDC–Spektrum erkannt und jeweils mit einer Gaußverteilung gefittet. Da die Verteilungen zu höheren Driftzeiten keinen gaußförmigen Abfall zeigen, wird jede Verteilung bei Variation der Fitgrenzen solange gefittet, bis der χ^2–Wert des Fits kleiner gleich einer festlegbaren Grenze (Güte) ist. Das Programm berechnet aus der Differenz der bestimmten Zeiten (Mittelwerte der Gaußverteilungen) und bei bekannter Strecke zwischen den Teilchenstrahlen die Driftgeschwindigkeit für den jeweiligen Feldstärkewert. Die gemessenen und errechneten Größen der Driftzeiten, Verteilungsbreiten σ, χ^2–Werte etc. werden zusammen mit dem gemessenen Druck und der Temperatur in ein Ausgabe–File gespeichert, um für weitergehende Auswertungen verwendet werden zu können. Im Programm zur Messung der Signalpulsverteilungen wird anstelle der Driftzeit die integrierte Ladung der Pulse gemessen. Hier kann neben $HV_{Kathode}$ auch die Anodenspannung variiert werden, um den relativen Einfluß sich ändernder Gasbedingungen auf die Gasverstärkung zu bestimmen. Als Maß für die relative Gasverstärkung wird aus den ADC–Spektren der gewichtete Mittelwert der Pulsverteilungen bestimmt.

Die gemessenen und berechneten Werte können während des Meßvorgangs am Bildschirm mit dem PAW–Programm (Physics–Analysis–Workstation) [Paw 94] verfolgt werden.

5.3 Die Simulationsprogramme MAGBOLTZ und GARFIELD

Im Simulationsprogramm MAGBOLTZ können Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Lorentzwinkel von verschiedenen Gasmischungen in Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke, dem Magnetfeld, dem Gasdruck und der Temperatur berechnet werden. Das Programm löst die Boltzmannsche Transportgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}(nf) + div_{\vec{r}}(nf\vec{c}) + div_{\vec{c}}\left(nf\frac{e\vec{E}}{m}\right) + S \;=\; 0 \tag{5.1}$$

$\vec{r}$	:=	Ort
t	:=	Zeit
$\vec{c}$	:=	absolute Geschwindigkeit des Elektrons
$n = n(\vec{r}, t)$	:=	Dichte der freien Elektronen im Gas
$f = f(\vec{r}, \vec{c}, t)$	:=	Geschwindigkeitsverteilungsfunktion
$\vec{E}$	:=	elektrisches Feld
e	:=	Betrag der Elementarladung
m	:=	Masse des Elektrons
S	:=	Stoßterm

durch eine Reihenentwicklung dritter Ordnung über Gauss–Seidel–Iteration und 'Backward Prolongations' mit einer numerischen Genauigkeit von besser als 0.1%. Die Gleichung beschreibt die Drift und Diffusion von Elektronen in Gasen. Der Fehler für die berechneten Werte wird durch die Genauigkeit der Berechnung zugrunde liegender Daten (Stoßwirkungsquerschnitt, Ionisationswirkungsquerschnitt etc.) des verwendeten Gasarchives bestimmt. Vom Autor wird für die meisten Gase eine Genauigkeit der Driftgeschwindigkeit von 1%–2%, für die Diffusion von 3 – 5% und für den Lorentzwinkel z.B. einer Argon–Methan Mischung mit 5% angegeben [Bia 90].

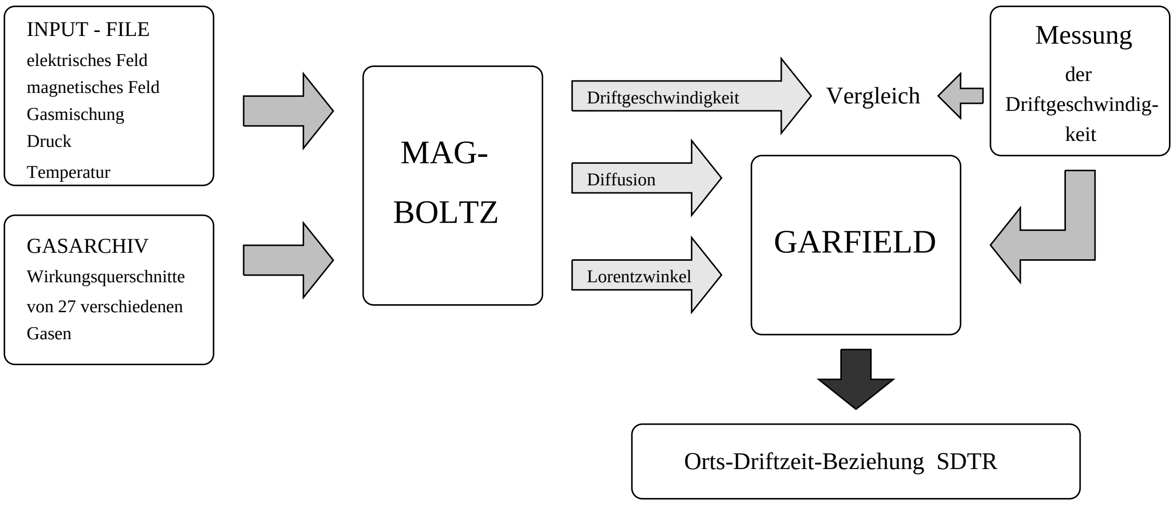


Abb. 5.4: *Verwendung der Simulationsprogramme MAGBOLTZ und GARFIELD.*

Mit den simulierten Werten der Driftgeschwindigkeit soll für verschiedene Betriebsbedingungen und Gaszusammensetzungen das Verhalten des Driftkammergases tendenziell bestimmt und mit den Messungen verglichen werden. Allerdings sei nochmals darauf hingewiesen, daß Simulation und Messung für CF_4–haltige Gase nicht in den angegebenen Fehlergrenzen von 1–2% übereinstimmen werden (siehe 4.1).

Im Programm GARFIELD können zweidimensionale Driftkammergeometrien simuliert werden. Bei Eingabe der Driftgeschwindigkeit, der Diffusion und des Lorentzwinkels berechnet GARFIELD unter anderem das elektrische Feld in der Driftzelle (Genauigkeit 10^{-8}), die Drift der Elektronen, Ankunftsverteilungen der Elektronen am Signaldraht und durch generierte Teilchenspuren die Orts–Driftzeit–Beziehung SDTR der Kammer. Das Verhalten der SDTR unter verschiedenen Bedingungen im Kammergas wird durch Eingabe der gemessenen Driftgeschwindigkeiten berechnet. Da die Diffusion im Gas nicht gemessen wurde, wird bei der Eingabe auf simulierte Werte von MAGBOLTZ zurückgegriffen. Dies gilt auch für die Lorentzwinkel der Gase, die allerdings bei der Berechnung der SDTR keine Rolle spielen, da die Driftkammmern im HERMES–Experiment nicht im Magnetfeld betrieben werden[1]. Aus dem Vergleich der SDTRs unter Normalbedingungen und unter sich ändernden Parametern wird dann der Meßfehler im Ort der Driftkammer abgeschätzt und eine Aussage darüber getroffen, ob eine Kalibration hinsichtlich der Gasbedingungen erforderlich ist.

5.4 Die Bestimmung des Meßfehlers der BC–Driftkammern

Die Orts–Driftzeitbeziehung SDTR stellt den Zusammenhang zwischen der gemessenen Driftzeit und dem dazugehörigen Kammerort her. Verändern sich die Gasparameter, dann ändert sich auch die Driftgeschwindigkeit und die zugehörige SDTR. Um den Meßfehler bei sich ändernden Parametern der HERMES–Driftkammern BC 1–4 abschätzen zu können, werden die SDTRs aus den z.B. unter Normalbedingungen (1013 mbar, 25° C) und unter veränderten Parametern (z.B. Druck) gemessenen Driftgeschwindigkeiten mit GARFIELD berechnet.

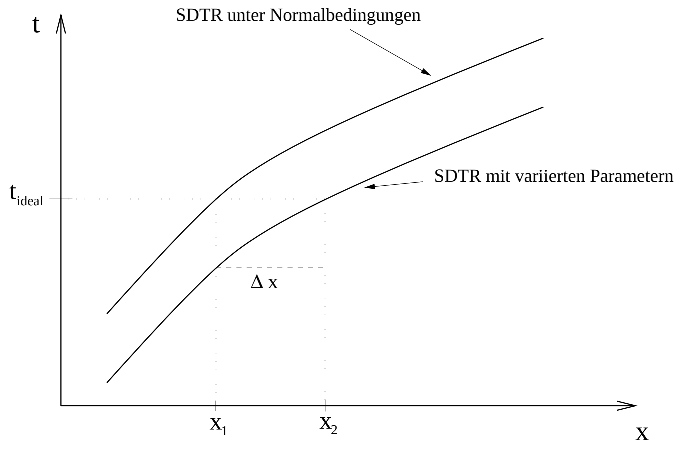


Abb. 5.5: *Die Abweichung Δx zweier SDTRs.*

[1]BC 1 befindet sich allerdings neben dem Spektrometermagneten und ist von dessen Streufeld beeinflußt.

Bei der variierten SDTR war der Teilchendurchgang des Elektrons zur gemessenen Driftzeit t_{ideal} nicht am Ort x_1, sondern am Ort $x_2 = x_1 + \Delta x$. Im HERMES–Experiment wird zur Bestimmung des Teilchenortes eine tabellarisierte SDTR verwendet. Verändern sich die Betriebsbedingungen der Kammer, beträgt bei der Verwendung der SDTR aus der Tabelle der Meßfehler im Ort Δx. Bei der Berechnung der SDTR in GARFIELD wird aber nicht von einer Driftzeit t_{ideal} ausgegangen, sondern vom Ort x_i (Abb. 5.5). GARFIELD berechnet für jeden Kammerort im Abstand von 100 μm die Driftzeitverteilung von 10000 Driftelektronen (arrival time distribution) dieses Ortes, und bestimmt deren mittlere Driftzeit. Aus den erhaltenen Ort–Zeit–Wertepaaren werden die Funktionen $x(t)$ der SDTRs parametrisiert. Für jede Driftzeit läßt sich daraus die Ortsabweichung Δx verschiedener SDTRs bestimmen.

6 Meßergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der Messungen der Driftgeschwindigkeit des Driftkammergases in Abhängigkeit von Druck, Temperatur, Stickstoffverunreinigung und Gaszusammensetzung vorgestellt und erläutert werden. Die gemessenen Abhängigkeiten von v_{Drift} werden im Programm GARFIELD zur Simulation der Orts–Driftzeit–Beziehungen SDTR verwendet, die bei den verschiedenen Betriebsbedingungen eine Abschätzung des Meßfehlers zulassen (siehe 5.4). Anschließend werden die Ergebnisse zu den Messungen der Gasverstärkung präsentiert. Tendenziell kann aus den Driftgeschwindigkeitsmessungen die Kammereffizienz als Maß für die Gasverstärkung herangezogen werden. Darüber hinaus wird eine Aussage über die relative Gasverstärkung aus den gemessenen integrierten Pulsspektren gemacht. Zum Abschluß dieses Kapitels soll das Verhalten der HERMES–Driftkammern für Gasmischungen mit leicht veränderter Gaszusammensetzung diskutiert werden.

6.1 Die Messung der Driftgeschwindigkeit

Bevor die Abhängigkeit von v_{Drift} von verschiedenen Parametern gezeigt wird, soll kurz auf den Meßbereich des elektrischen Feldes sowie auf die Reproduzierbarkeit der Driftgeschwindigkeitsmessungen eingegangen werden. Mit der verwendeten COZ–Prototyp–Driftkammer lassen sich für das homogene Driftfeld Werte des elektrischen Feldes bis ca. 1000 V/cm bei Verwendung der PREMIX–Gasmischung erzeugen. Dies entspricht einer Kathodenspannung von -3800 V. Die maximale Kathodenspannung hängt dabei von der verwendeten Gasmischung ab, die für steigenden CO_2–Gehalt fällt und für hohen CF_4–Gehalt ansteigt. Bei zu hohen Kathodenspannungen zeigt sich eine erhöhte Tendenz zur Funkenbildung im Gas (geringe 'sparkproofness') und dies führt zum Zusammenbruch der Hochspannung. Das beschriebene Verhalten der geringen 'sparkproofness' für höhere CO_2–Beimischungen ist in der Literatur belegt [Bec 92].

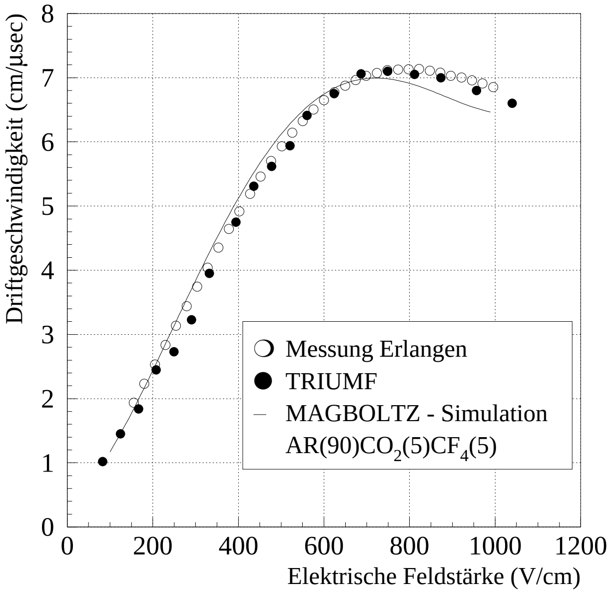


Abb. 6.1: *Driftgeschwindigkeitsmessung von Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%) (PREMIX) bei 1013 mbar und 24° C. Daneben sind zum Vergleich die TRIUMF–Messung [Tru 93] und die MAGBOLZ–Simulation des PREMIX–Gases dargestellt.*

Der Bereich der elektrischen Feldstärke bis 1000 V/cm beinhaltet einen Großteil der in der HERMES–Driftzelle auftretenden Feldstärkewerte bei -1750 V Kathodenfolien– bzw. Potentialdrahtspannung (siehe Abb. 2.5). Die gemessenen Driftgeschwindigkeitswerte decken somit den relevanten Bereich der BC–Feldstärken ab und können als Eingabe für GARFIELD Simulationen zu den BC–Driftkammern verwendet werden.

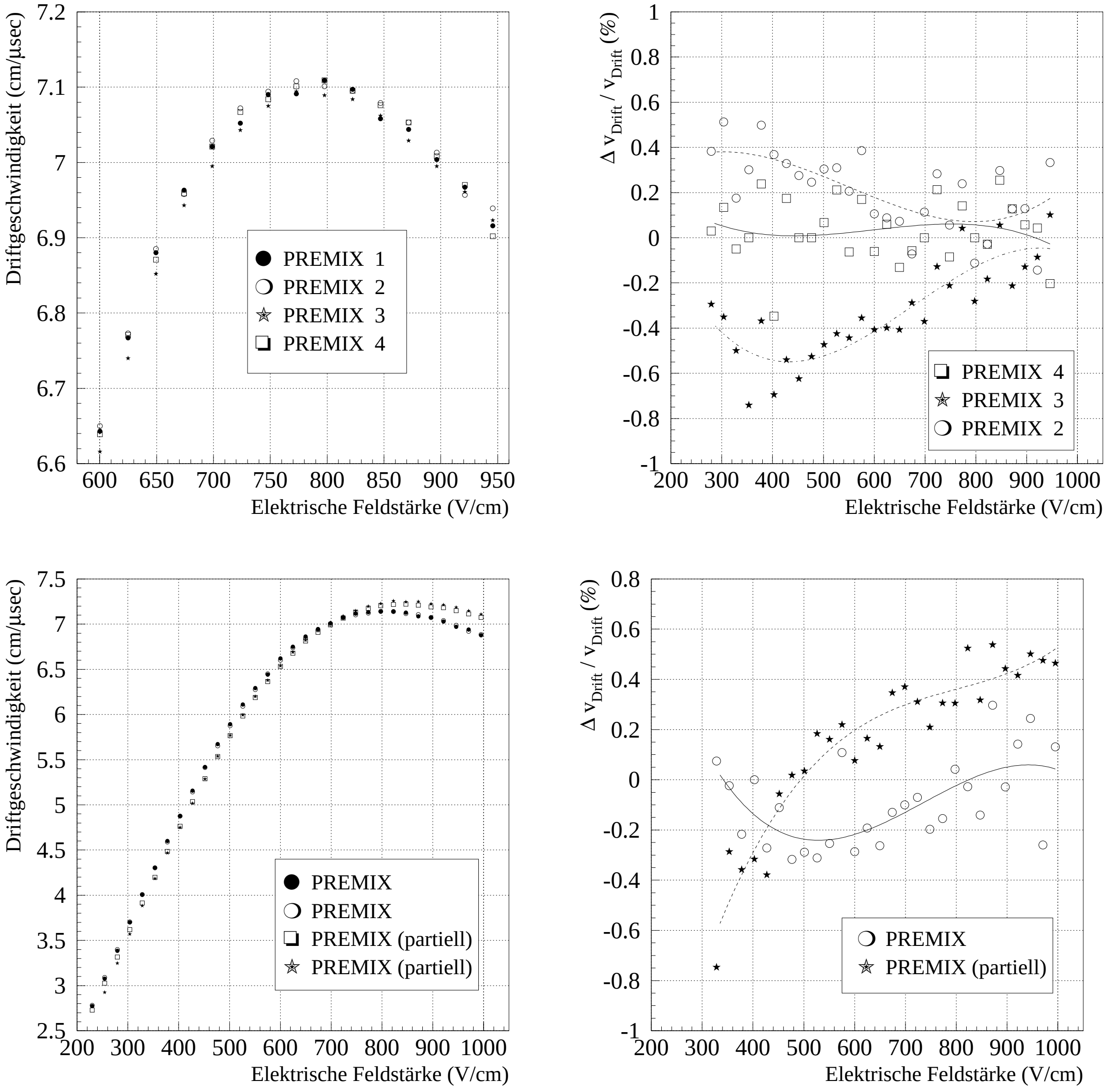


Abb. 6.2: *Reproduzierbarkeit der Messungen.*

Abb. 6.1 zeigt die gemessene Driftgeschwindigkeit des PREMIX bei annähernd Normalbedingungen, die mit der TRIUMF–Messung [Tru 93] gut übereinstimmt. Die Simulation mit MAGBOLTZ zeigt wie erwartet (siehe 4.1) für hohe Feldstärkewerte eine deutliche Abweichung von v_{Drift} zu kleineren Werten. Im Bereich von ca. 300–600 V/cm ist v_{Drift} im Vergleich zur Messung etwas höher, während für niedrige Feldstärken Messung und Simulation übereinstimmen. Dieses Verhalten zwischen Messung und Simulation ist generell bei Druck– und Temperaturänderungen sowie bei Stickstoffverunreinigungen gleich.

Die Reproduzierbarkeit der Messungen ist in Abb. 6.2 für das PREMIX und für eine der PREMIX–Zusammensetzung identischen Gasmischung nach der Partialdruckmethode dargestellt. Die verschiedenen Messungen des PREMIX wurden unter Konstanthaltung des Druckes über mehrere Tage verteilt gemessen. Abb. 6.2 zeigt außerdem die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit $\Delta v_{\mathrm{Drift}}/v_{\mathrm{Drift}}$ der verschiedenen Messungen. Für das PREMIX wurden als Bezugsgeschwindigkeit die Werte der PREMIX 1–Messung verwendet. Die relative Änderung nimmt positive und negative Werte an, je nachdem, ob die Referenzgeschwindigkeit kleiner bzw. größer als die zu vergleichende Geschwindigkeit ist. Für die PREMIX–Messungen beträgt die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit maximal ca. $\pm 0.7\%$. Nach der Partialdruckmethode hergestellte Gasmischungen mit einem dem PREMIX identischen Mischungsverhältnis zeigen in Bezug auf die Reproduzierbarkeit relative Änderungen von v_{Drift}, die in der Größenordnung des PREMIX liegen. Bei dem Vergleich der Driftgeschwindigkeiten aus partiell gemischter und vom DESY bezogener PREMIX–Mischung fällt auf, daß bei hohen Feldstärkewerten die partielle Mischung ein höheres v_{Drift} aufweist. Massenspektrometermessungen am DESY ergaben für das PREMIX Gasanteile von Ar(90.27%)CO_2(4.99%)CF_4(4.74%) [Kra 95]. Die Sensitivität der Driftgeschwindigkeit auf kleine Änderungen im CF_4–Anteil wurde mit MAGBOLTZ überprüft. Neben der erwarteten Diskrepanz der Driftgeschwindigkeit bei hohen Feldstärkewerten zeigte sich die Simulation mit der Messung kompatibel (Abb. 6.3).

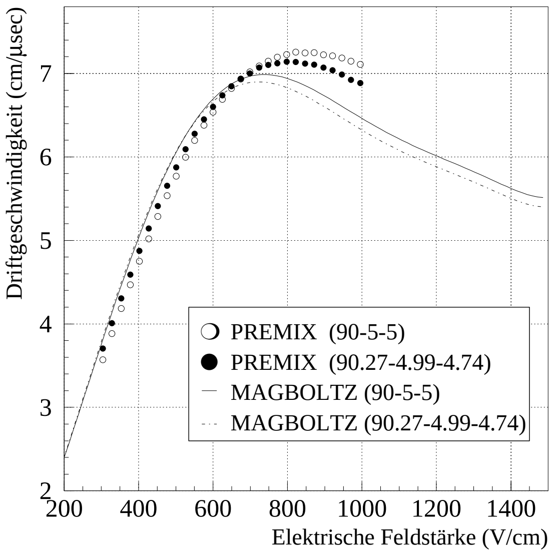


Abb. 6.3: *Sensitivität der Driftgeschwindigkeit auf den CF_4–Anteil im Gas.*

6.1.1 Messungen zur Druck– und Temperaturvariation

In der HERMES–Experimentierhalle Ost sind Druck und Temperatur den allgemeinen Wetterbedingungen unterworfen, wobei beide Größen fortlaufend gemessen werden. Die auftretenden Schwankungen des Druckes sind in Abb. 6.4 dargestellt. Im wesentlichen liegt der relevante Druckbereich um einen Mittelwert von 1019 mbar zwischen 990 und 1035 mbar. Der Druck in den Driftkammern liegt konstant und stabil 400 μbar über dem Atmosphärendruck [Kra 95]. Die gemessenen Temperaturen im Zeitraum Juli–September der Datennahmeperiode 1995 lagen zwischen 19^o und 31^o C bei einer mittleren Temperatur von ca. 24^o C [Zeu 95].

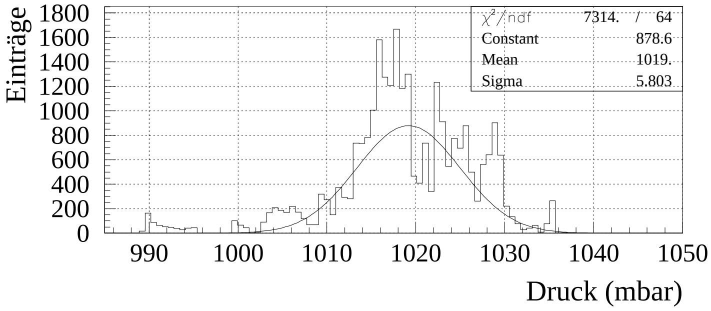


Abb. 6.4: *Verteilung des Druckes in der HERMES–Experimentierhalle [Lac 95].*

Um verläßliche Aussagen zur Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Größen Druck und Temperatur machen zu können, müssen beide Parameter während der Messungen konstant gehalten werden. Für den Druck betragen die Abweichungen nach Abb. 6.5 ca. $\pm$ 0.25 mbar. Dabei wurde der Druck von der Absolutdruckdose (MKS) und dem Druckregler (Bronkhorst) voneinander unabhängig gemessen. Die Temperatur ist während der Messung etwas größeren Schwankungen unterworfen ($\pm$ 0.5° C), die vornehmlich in den Schwankungen der Labortemperatur während der ca. drei Stunden Meßzeit eines Runs begründet sind. Bei Temperaturmessungen über 300 K tritt zwischen beiden Temperatursensoren der Driftkammer ein Temperaturunterschied von ca. einem Grad auf. Somit liegt die erreichte Genauigkeit der Temperaturmessung bei ca $\pm$ 1.0° C.

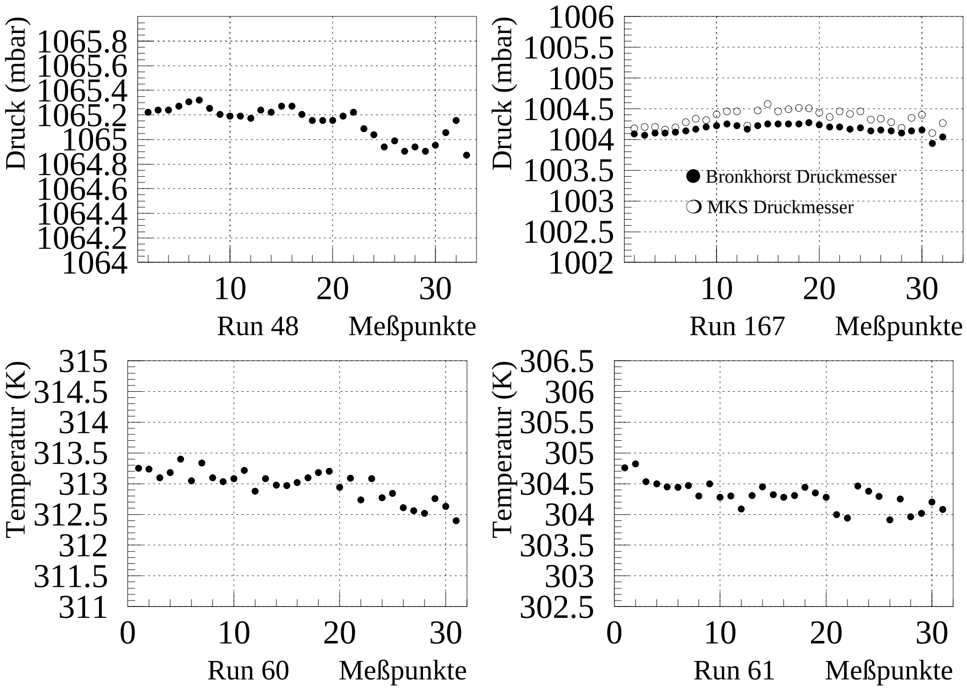


Abb. 6.5: *Schwankungen von Druck und Temperatur in verschiedenen Meßruns.*

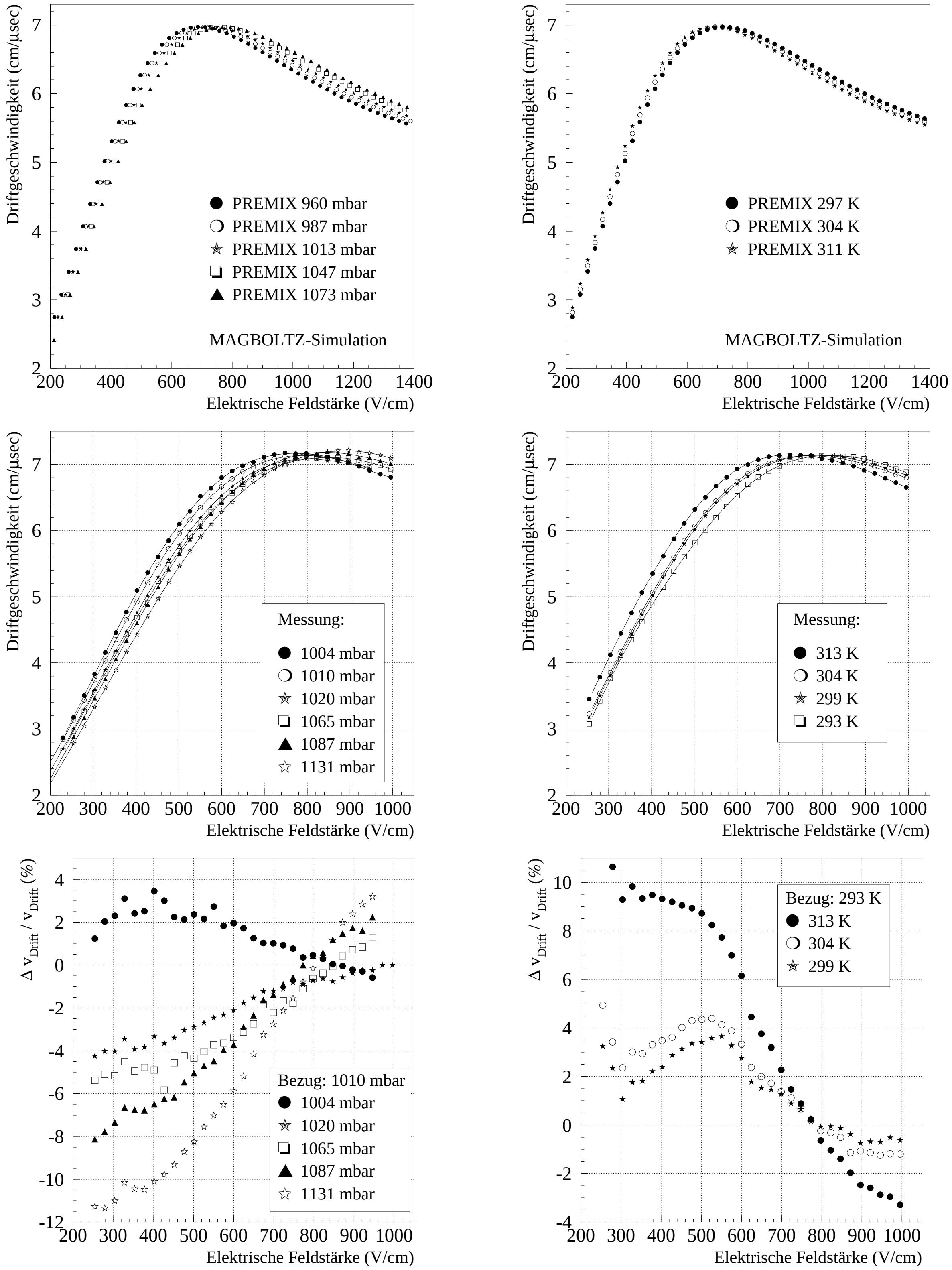


Abb. 6.6: *Simulation und Messung für die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit im PREMIX–Gas von Druck und Temperatur. Für die Messungen sind die relativen Änderungen der Driftgeschwindigkeit angegeben.*

Um die Abhängigkeit von v_{Drift} von den Betriebsparametern Druck und Temperatur näher zu untersuchen, wurden zuerst MAGBOLTZ–Studien angefertigt (Abb. 6.6 oben). Die Untersuchungend der Druckabhängigkeit beziehen sich auf 20° C, während bei der Temperaturvariation der Druck 1013 mbar beträgt. Es fällt auf, daß bei beiden Simulationen der 'Schnittpunkt' der Driftgeschwindigkeitskurven bei ca. 725 V/cm liegt. Wenn für Feldstärken unterhalb dieses Schnittpunktes die Driftgeschwindigkeit bei Parameteränderung zunimmt, so fällt die Driftgeschwindigkeit oberhalb des Schnittpunktes und umgekehrt. Die Driftgeschwindigkeit des PREMIX–Gases verhält sich bei Änderungen des Druckes im Vergleich zu Temperaturänderungen unterschiedlich. Während bei steigendem Druck die Driftgeschwindigkeit für Feldstärken kleiner als 725 V/cm abfällt, steigt sie mit zunehmender Temperatur an. Für Feldstärken größer als 725 V/cm ist dieses Verhalten gerade umgekehrt.

Die Messungen zeigen qualitativ denselben Verlauf der Driftgeschwindigkeit im Vergleich zur Simulation. Allerdings ist der Schnittpunkt zu höheren Feldstärken hin verschoben und die Beträge der Driftgeschwindigkeit weichen bei hohem Feld von der Simulation ab. In Abb. 6.6 sind die relativen Driftgeschwindigkeitsänderungen für Druck und Temperatur angegeben. Für die Druckmessung wird die Bezugsgeschwindigkeit bei einem Druck von 1010 mbar verwendet und bei der Temperaturvariation beziehen sich die Änderungen auf die Driftgeschwindigkeit bei 293 K. Die relativen Änderungen betragen je nach der Höhe der Parametervariation einige Prozente.

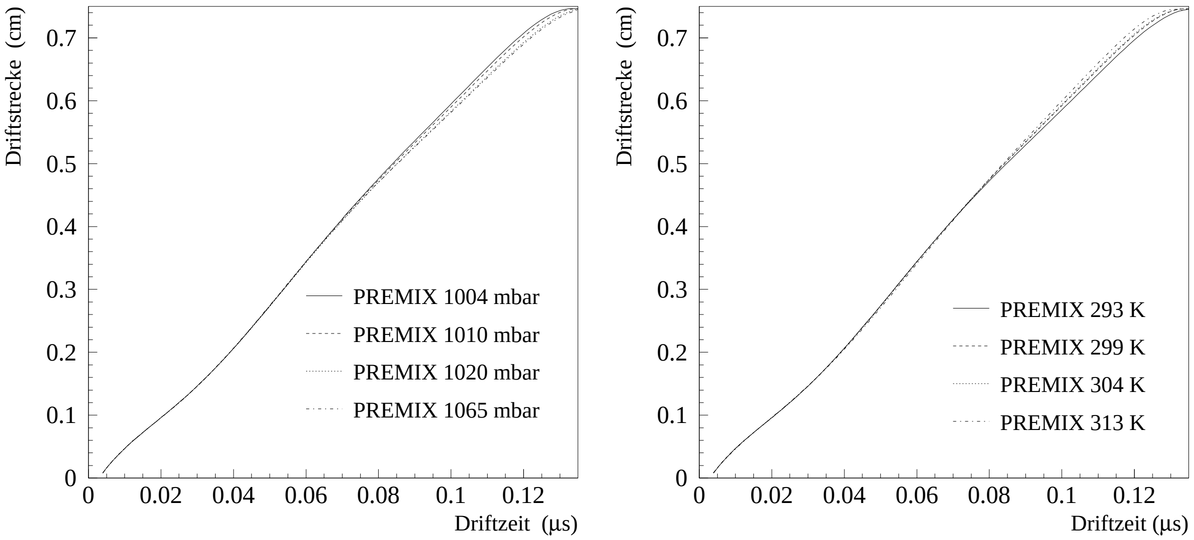
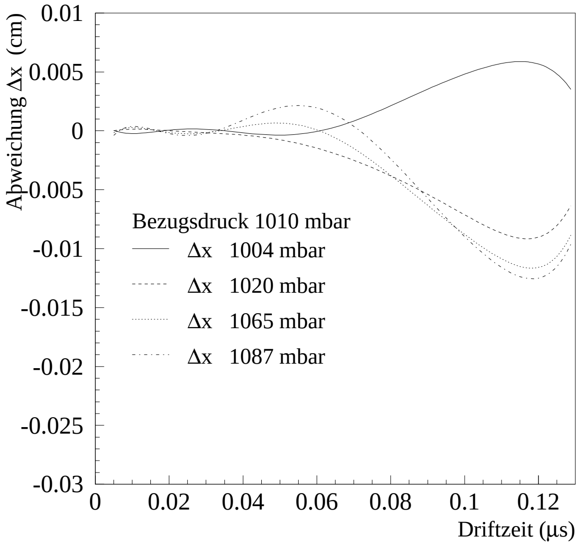


Abb. 6.7: *Orts–Driftzeit–Beziehungen SDTR bei Variation des Druckes und der Temperatur.*

Die gemessenen Driftgeschwindigkeiten werden zusammen mit den von MAGBOLTZ berechneten Werten der longitudinalen Diffusion im Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD weiterverarbeitet. Hier wird über die errechnete Ankunftszeitverteilung des getriggerten Elektrons für die Orte der Driftzelle die Orts–Driftzeit–Beziehung SDTR der HERMES–Driftkammern BC 1–4 verschiedener Betriebsparameter bestimmt. Die SDTRs werden für eine an den Kathodenfolien und Potentialdrähten angelegte Hochspannung von -1750 V berechnet, wobei davon ausgegangen wird, daß auf das vierte Elektron getriggert wird. Aus den berechneten SDTRs (Abb. 6.7) folgt die Abweichung im Ort aufgrund des geänderten Betriebsparameters (Abb. 6.8) zum jeweiligen Bezugsparameter.

Unter Berücksichtigung der beim HERMES–Experiment auftretenden Druck– und Temperaturwerte kann der Meßfehler im Ort abgeschätzt werden. Er beträgt für 293 K bzw. 304 K zur Bezugstemperatur bei 299 K ca. -80 bzw. 15 μm. Da die Bezugstemperatur mit 26° C zwei Grad über der Hallendurchschnittstemperatur liegt, verringert sich die maximale Abweichung Δx nochmals. Es ist ferner anzumerken, daß bei der Simulation in GARFIELD keinerlei Effekte der Verstärkerelektronik eingehen, die das Ergebnis zusätzlich verändern könnten. Bei Druckschwankungen von 990 bis 1035 mbar wird der maximale Meßfehler zwischen ca. 90 und 125 μm (bei 1020 bzw. 1065 mbar) liegen. Die Abweichungen im Druck sind mit 1010 mbar fast auf Normaldruck bezogen. Im Falle einer aus HERMES–Kammerdaten bestimmten SDTR bei einem mittlerem Druck von 1019 mbar verringern sich die Abweichungen im Meßort bezüglich des Druckes nochmals und dürften somit unter 100 μm liegen.



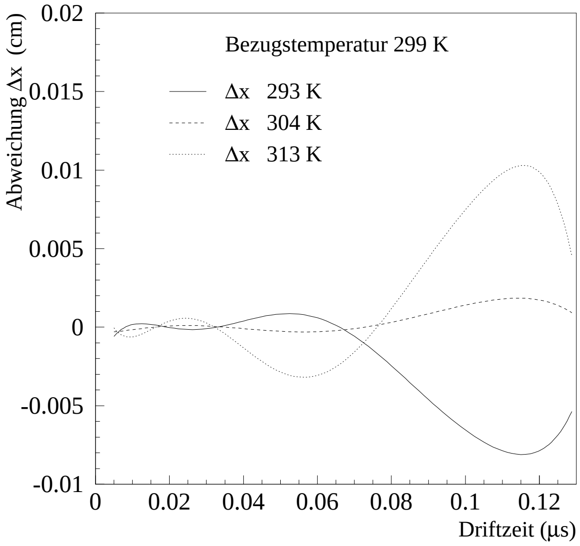


Abb. 6.8: *Ortsabweichung Δx vom Kammerort bei der Driftzeit t aus GARFIELD–Simulation der HERMES–Driftkammern.*

6.1.2 Messungen verschiedener N_2–Kontaminationen

In der Datennahmeperiode 1995 stellte sich heraus, daß sich im geschlossenen Gassystem Stickstoff im Driftkammergas anreicherte (siehe 3.5.3). Untersuchungen des Kammergases mit dem Massenspektrometer ergaben, daß sich bei einer 90%–igen Recyclingrate der Stickstoffgehalt bei 1.05 bis 1.15% stabilisierte [Zeu 95]. Wie sich die Stickstoffverunreinigungen auf die Driftgeschwindigkeit im Gas auswirken, soll hier näher untersucht werden. Wie schon zuvor bei Druck– und Temperaturänderungen wurde das Verhalten von v_{Drift} in Simulation und Messung untersucht. Beim Vergleich beider Untersuchungen zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Abgesehen vom absoluten Betrag der Driftgeschwindigkeit sind die relativen Änderungen der Driftgeschwindigkeit für verschiedene N_2–Verunreinigungen sehr ähnlich (Abb. 6.9). Die Driftgeschwindigkeit in der Simulation nimmt bei steigendem Stickstoffgehalt für Feldstärken kleiner als 1000 V/cm ab und steigt für höhere Feldstärken an, wobei der Feldstärkewert, an dem sich die Änderung im Verhalten der Driftgeschwindigkeit zeigt, nicht für alle Stickstoffverunreinigungen gleich ist. Die Messung stimmt mit der Simulation überein, nur verschiebt sich der 'Wendepunkt' im Verhalten der Driftgeschwindigkeit zu höheren Feldstärkewerten. Die Simulation zeigt bei zunehmendem Stickstoffgehalt für die Driftgeschwindigkeit die Ausbildung eines Plateaus bei hohen Feldstärken. Der limitierte Meßbereich der elektrischen Feldstärke verhindert aber die experimentelle Überprüfung dieses Verhaltens.

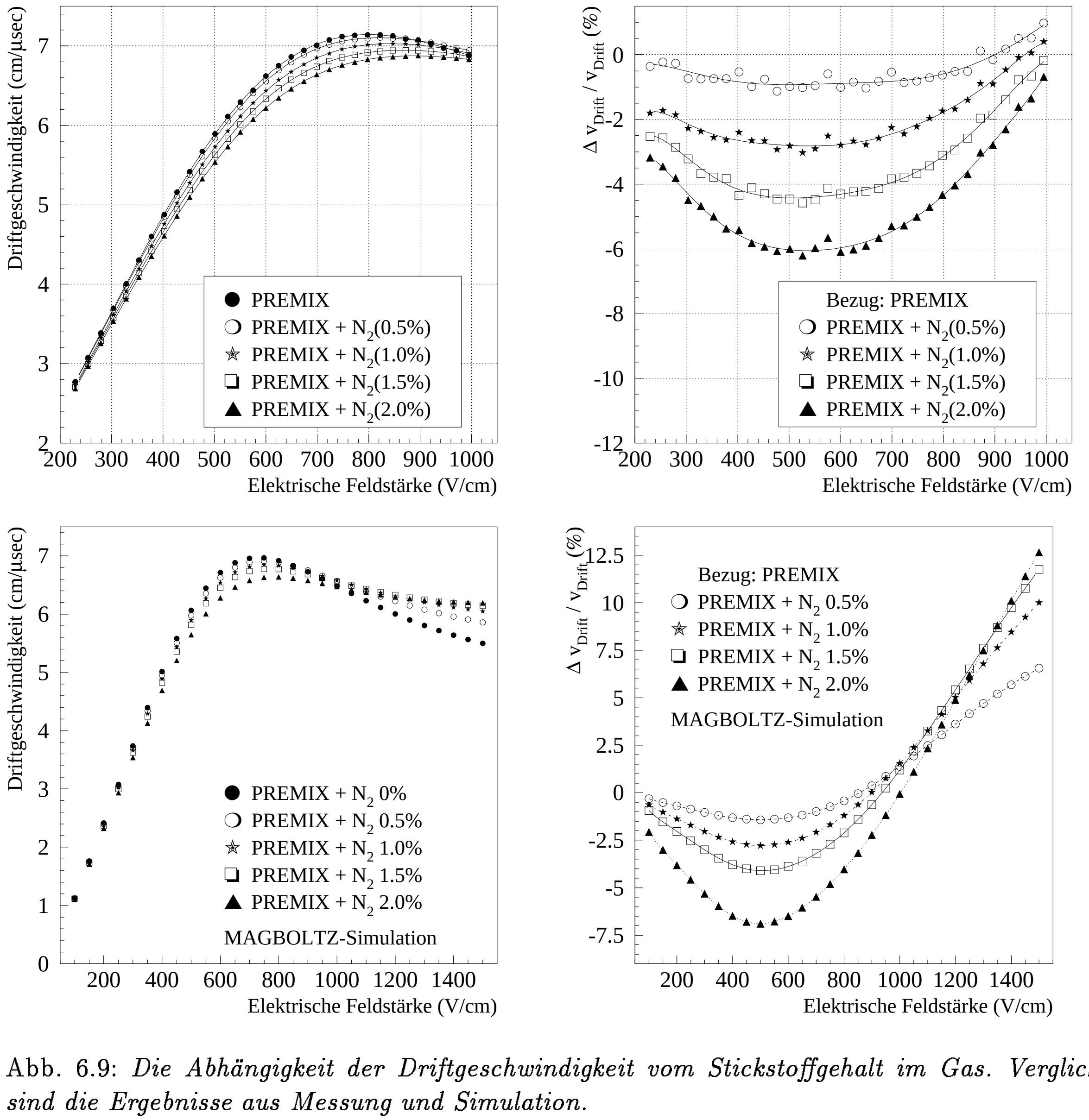


Abb. 6.9: *Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Stickstoffgehalt im Gas. Verglichen sind die Ergebnisse aus Messung und Simulation.*

Mit den gemessenen Driftgeschwindigkeiten wurden die SDTRs in GARFIELD in Abhängigkeit vom Stickstoffgehalt sowie die jeweilige Abweichung Δx im Ort zur Driftzeit t in Bezug auf das PREMIX–Gas berechnet (Abb. 6.10). Schon für geringe Stickstoffbeimengungen liegen die maximalen Abweichungen deutlich über $100 \mu m$ und können nicht mehr vernachlässigt werden. Nur eine deutlich kleinere Gas–Recyclingrate trägt zur Verringerung des Meßfehlers bei.

Eine Kalibration der HERMES–BCs mittels einer aus HERMES–Kammerdaten gewonnenen SDTR mit Stickstoffverunreinigung schränkt den Meßfehler zwar stark ein, aber die Auswirkungen des Stickstoffes auf die Gasverstärkung und die damit verbundene Verschlechterung der Ortsauflösung (siehe 6.2.3) bleiben bestehen. Für die zukünftige Datennahme bleibt daher abzuwägen, inwieweit das Recycling des Kammergases betrieben werden soll.

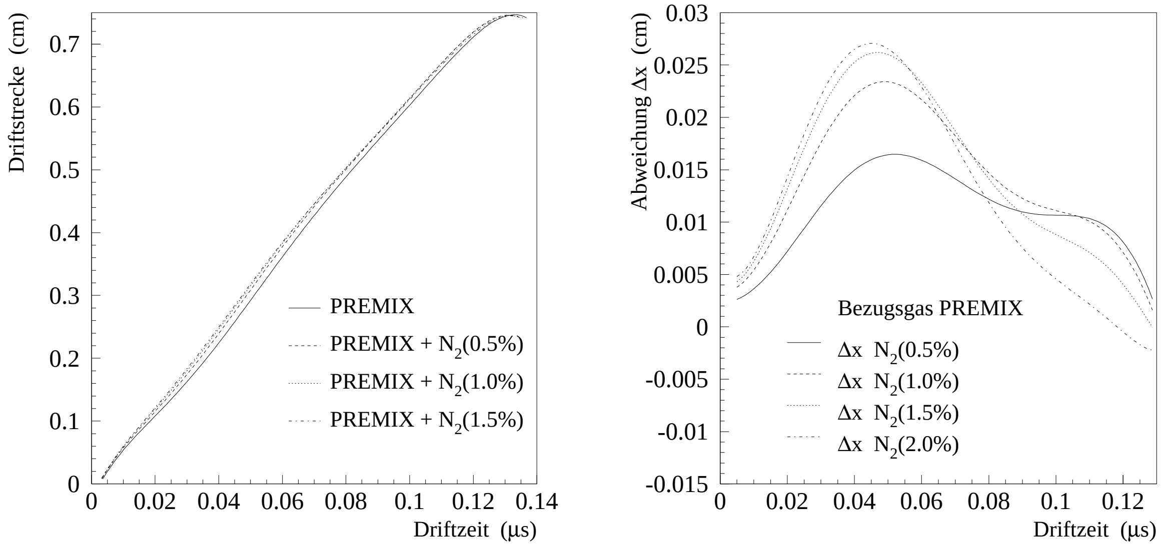


Abb. 6.10: *Orts-Driftzeit–Beziehungen und die Abweichung vom realen Kammerort Δx für verschiedene Stickstoffverunreinigungen.*

6.1.3 Messungen verschiedener Gasgemische

Die Driftgeschwindigkeit der Gasmischung $ArCO_2CF_4$ wurde mit unterschiedlichen Mischungsverhältnissen mit MAGBOLTZ simuliert. Bei hohen CF_4–Anteilen steigt die Driftgeschwindigkeit stark an, während höhere CO_2–Anteile die Driftgeschwindigkeit verlangsamen (Abb. 6.11).

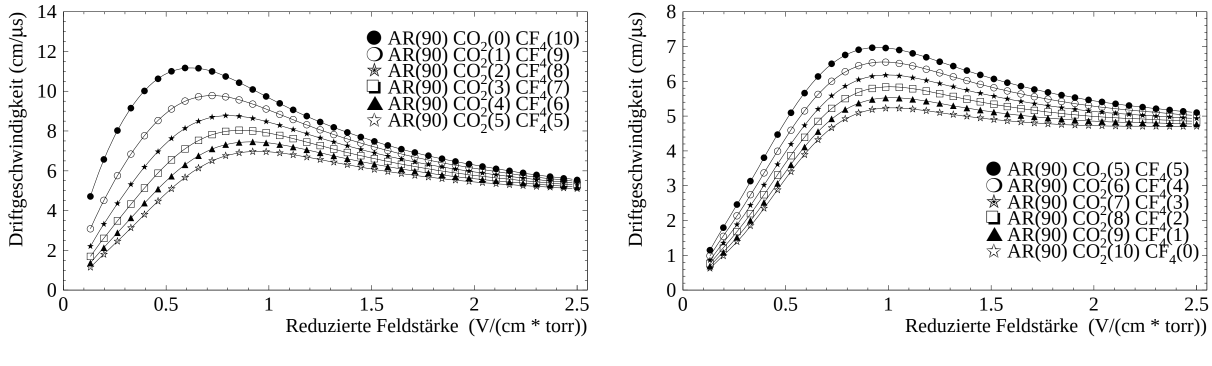


Abb. 6.11: *MAGBOLTZ–Simulation verschiedener Gasmischungen.*

Desweiteren ist erkennbar, daß sich bei steigendem CO_2–Gehalt das Maximum der Driftgeschwindigkeit zu höheren Feldstärken verschiebt und daß sich für hohe Feldstärkewerte ein Plateau der Driftgeschwindigkeit ausbildet. Um die Ergebnisse der Simulation zu überprüfen, wurden verschiedene Gasgemische mit der Partialdruckmethode gemischt und deren Driftgeschwindigkeit vermessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.12 zusammengestellt. Die Messungen bestätigen qualitativ die MAGBOLTZ–Resultate, weichen aber im Betrag der Driftgeschwindigkeit von der Simulation ab. Diese Untersuchung stellt eine Ergänzung zu den vorherigen Messungen dar. Die Auswirkungen auf das Meßverhalten der BC 1–4 soll hier nicht näher untersucht werden (siehe aber 6.3).

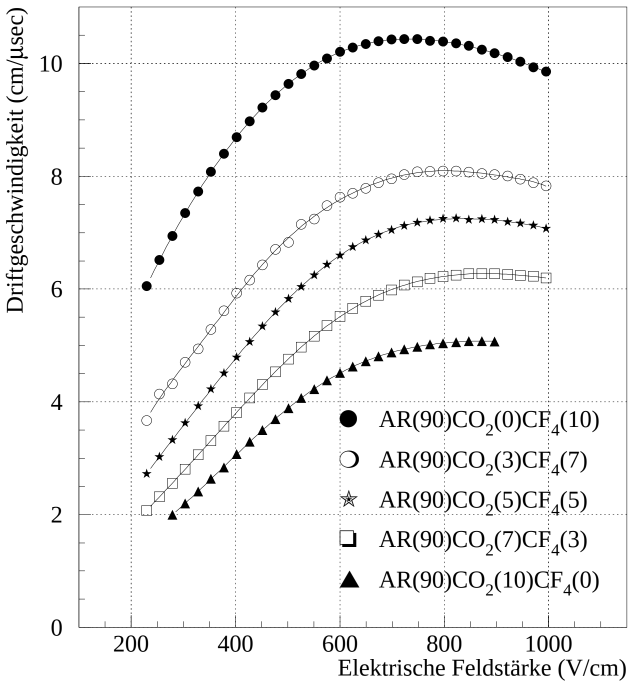


Abb. 6.12: *Driftgeschwindigkeitsmessungen verschiedener Gasgemische.*

6.1.4 Die Fehlerbetrachtung

Im folgenden sollen die einzelnen Meßfehler der gemessenen Größen des Meßaufbaues abgeschätzt und diskutiert werden.

- **Fehler der Driftgeschwindigkeitsmessung**

  Die Driftgeschwindigkeit errechnet sich aus der Formel

$$v_{\text{Drift}} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \; .$$

  Die Zeitmessung der driftenden Elektronen ist durch den Fehler des Mittelwertes der Gaußverteilung bestimmt, der für sinkende Feldstärken zunimmt und zwischen 0.09 und 0.26 ns liegt. Die Auflösung des TDCs, die Fehler der Digitalisierungszeit und Zeitfehler des Triggers gehen für jede gemessene Driftzeit in die Driftzeitverteilung der jeweiligen Schlitzposition ein und mitteln sich durch die Bestimmung des Mittelwertes der Gaußverteilung heraus. Tests der Ausleseelektronik mit einem Testpulser [Buc 96] untersuchten die Stabilität der Zeitmessung des verwendeten TDCs und ergaben für einen längeren Meßzeitraum einen Fehler von 98 ps. Der Fehler im Ort besteht nur aus den Abweichungen der Schlitzmitten von ihrer Idealposition, die aus der mechanischen Bearbeitung resultieren. Sie betragen ca. 75 μm. Somit ergibt sich mit

$$\Delta x \;=\; \sqrt{\Delta x_1^2 \,+\, \Delta x_1^2} \quad \text{und}$$

$$\Delta t \;=\; \sqrt{\Delta t^2_{\text{Mittel1}} + \Delta t^2_{\text{Mittel2}} + \Delta t^2_{\text{Stab}}}$$

der Fehler der Driftgeschwindigkeit zu

$$\frac{\Delta v}{v} \;=\; \sqrt{\left[\frac{\Delta x}{x}\right]^2 + \left[\frac{\Delta t}{t}\right]^2} \;. \qquad (6.1)$$

Die Fehler werden für die E = 1000 V/cm und E = 500 V/cm abgeschätzt:

$$\Delta x \;=\; \sqrt{75^2 \,+\, 75^2}\,\mu m \;\approx 106 \mu m$$

$$\Delta t_{\text{E}_{1000}} \;=\; \sqrt{0.09^2 \,+\, 0.1^2 \,+\, 0.098^2}\, ns \;\approx 0.166 ns$$

$$\Delta t_{\text{E}_{500}} \;=\; \sqrt{0.11^2 \,+\, 0.13^2 \,+\, 0.098^2}\, ns \;\approx 0.196 ns$$

$$\frac{\Delta v}{v}(E = 1000V/cm) \;=\; \sqrt{\left[\frac{0.106\, mm}{26.4\, mm}\right]^2 + \left[\frac{0.166\, ns}{397\, ns}\right]^2} \;\cong 4.04 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{\Delta v}{v}(E = 500V/cm) \;=\; \sqrt{\left[\frac{0.106\, mm}{26.4\, mm}\right]^2 + \left[\frac{0.196\, ns}{418\, ns}\right]^2} \;\cong 4.04 \cdot 10^{-3} \;.$$

Es zeigt sich, daß der Fehler der Driftgeschwindigkeit unabhängig vom elektrischen Feld ist. Die Ergebnisse der Reproduzierbarkeit der Messungen liegen in der Größenordnung des Fehlers.

- Der Druck kann mit der Absolutdruckdose mit einer Genauigkeit von 0.15% vom Meßwert gemessen werden. Das bedeutet bei Normaldruck einen Fehler von ca. 1.5 mbar. Bei der Partialdruckmethode wird das Mischverhältnis über die Druckmessung in Prozenten vom Enddruck bestimmt. Bei evakuiertem Druckbehälter ergibt bei einem Enddruck von 5 bar eine 5%–ige Beimischung einen Druck von 250 mbar bei einem Meßfehler von 0.375 mbar. Man erhält so für die verschiedenen Mischanteile eine relative Genauigkeiten von 0.15%.
- Messungen der Driftgeschwindigkeiten verschiedener Autoren unterscheiden sich in ihren Werten z.T. um mehrere Prozent. Man führt dies auf Verunreinigungen durch Wasser und Sauerstoff im Gas zurück. Diese Einflüsse werden mit dem hier verwendeten Gassystem durch Filter minimiert.
- Die Einstellgenauigkeit der Temperatur ist auf ca. $\pm 1^\circ$ genau anzugeben.

6.2 Die Messungen zur Gasverstärkung

Die Untersuchungen der Gasverstärkung beschränken sich auf relative Aussagen, da sich die Bestimmung der absoluten Gasverstärkung mit dem vorliegenden Meßaufbau nicht realisieren läßt. Bei der Bestimmung der absoluten Gasverstärkung müßte sichergestellt sein, daß die pulsbildende Ladung der driftenden Elektronencluster genau bekannt ist. Bei Ionisation des Kammergases mit Laserlicht wäre dies erfüllt, da in der Regel nur ein Elektron freigesetzt wird. Ferner erfordert die Messung der absoluten Gasverstärkung die Kenntnis der Eigenschaften der Verstärkerkarte, da diese Einfluß auf die Form und Höhe der gemessenen Pulse haben. In der vorliegenden Arbeit werden somit nur relative Gasverstärkungen gemessen und deren Abhängigkeit von Druck, Hochspannung und Gaszusammensetzung ausgewertet.

6.2.1 Die Gasverstärkung in Bezug auf Kammereffizienzen

Bei den Messungen der Driftgeschwindigkeit wurden pro Meßpunkt für jeden Meßrun unter den jeweiligen Bedingungen die Kammereffizienz des COZ-Prototypen bestimmt. Die Effizienz definiert sich aus dem Verhältnis der Signalpulse am Draht zu den Pulsen des Elektronentriggers. Hieraus kann man auf Tendenzen der Gasverstärkung schließen.

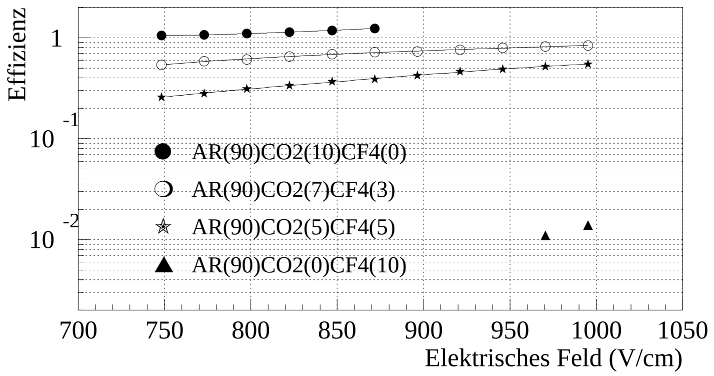


Abb. 6.13: *Kammereffizienz bei verschiedenen Gasmischungen.*

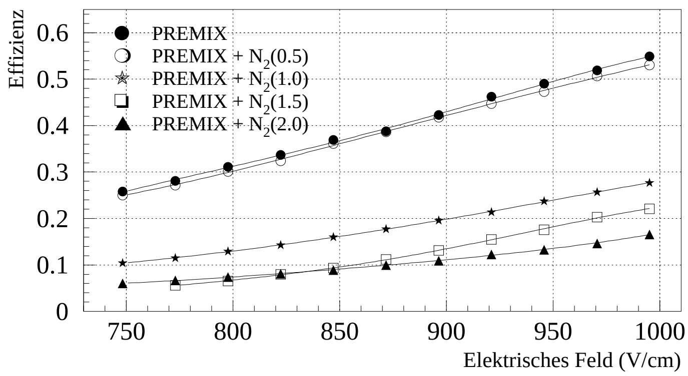


Abb. 6.14: *Kammereffizienz bei verschiedenem Stickstoffgehalt.*

Abb. 6.13 und 6.14 zeigen den Verlauf der Effizienzen für verschiedene Gaszusammensetzungen bzw. Stickstoffverunreinigungen. Bei steigendem CF_4– bzw. N_2–Gehalt sinken die Kammereffizienzen und somit die Gasverstärkung beträchtlich ab. Generell sinkt die Effizienz der Kammer auch bei kleineren Feldstärken des homogenen Driftfeldes aufgrund zunehmender Diffusion und zunehmendem 'electron attachment'. Alle bestimmten Effizienzen beziehen sich auf den Kammerbetrieb mit einheitlich $-1800\,V$ Anodenspannung. Für das PREMIX zeigt Abb. 6.15 die Kammereffizienzen bei unterschiedlichen Kathodenspannungen in Abhängigkeit der Anodenspannung, die sich unmittelbar auf die Höhe des Gasverstärkungsfeldes auswirkt. Die Abhängigkeit der Effizienz von der Gasverstärkung ist deutlich erkennbar. Messungen der Driftgeschwindigkeit bei hohen Temperaturen zeigten eine deutliche Erhöhung der Effizienz. Dies läßt auf eine Temperaturabhängigkeit der Gasverstärkung schließen.

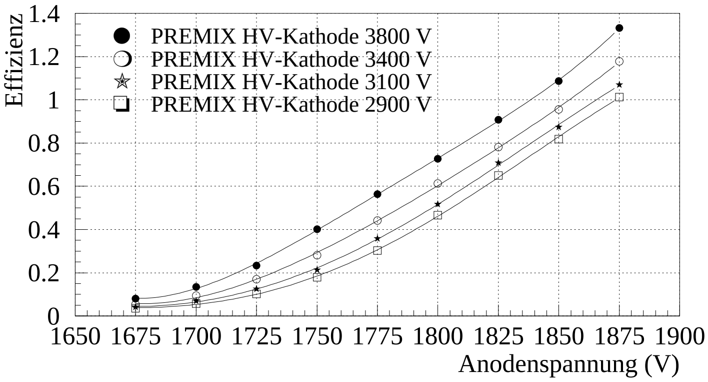


Abb. 6.15: *Kammereffizienz bei verschiedenen Anodenspannungen.*

6.2.2 Die Pulsspektren

Zur Messung der relativen Gasverstärkung werden die analogen Signalpulse der Verstärkerkarte mit einem ladungsintegrierenden ADC gemessen. Für die Auslese ist es nötig, eine zusätzliche Transistor–Verstärkerstufe der Verstärkerkarte nachzuschalten, damit die Pulse in der 50 Ohm NIM–Logik der Ausleseelektronik weiterverarbeitet werden können. Bei sehr hohen Gasverstärkungen aber übersteuern die Signalpulse diese zweite Verstärkerstufe, so daß die Pulse 'abgeschnitten' werden. Dies bedeutet, daß die Gasverstärkung ab einer bestimmten Anodenspannung der Kammer nicht mehr im erwarteten Rahmen zunimmt (siehe Abb. 6.19). Da keine absoluten Werte der Ladung im ADC gemessen werden müssen, wurde auf eine exakte Kalibrierung des ADCs verzichtet. Die Kammersignale sind nach der Verstärkung so groß, daß sie bei der Integration einen Überlauf im ADC verursachen würden. Deshalb werden die Pulse in ihrer Amplitude durch verschieden starke Abschwächer (20dB, 30dB, 40dB) verringert. Ziel der Messungen ist es, die Änderung der Gasverstärkung bei verschiedenem Stickstoffgehalt und bei Variation des Gasdruckes zu messen.

In Abb. 6.16 sind die Pulsspektren des PREMIX bei verschiedenen Werten der Anodenspannung bei 20 dB Abschwächung dargestellt. Die Erhöhung der Anodenspannung um jeweils 50 V führt zu deutlich höheren Gasverstärkungen. In Abb. 6.17 sind die Pulsspektren bei verschiedenen Abschwächungen gezeigt.

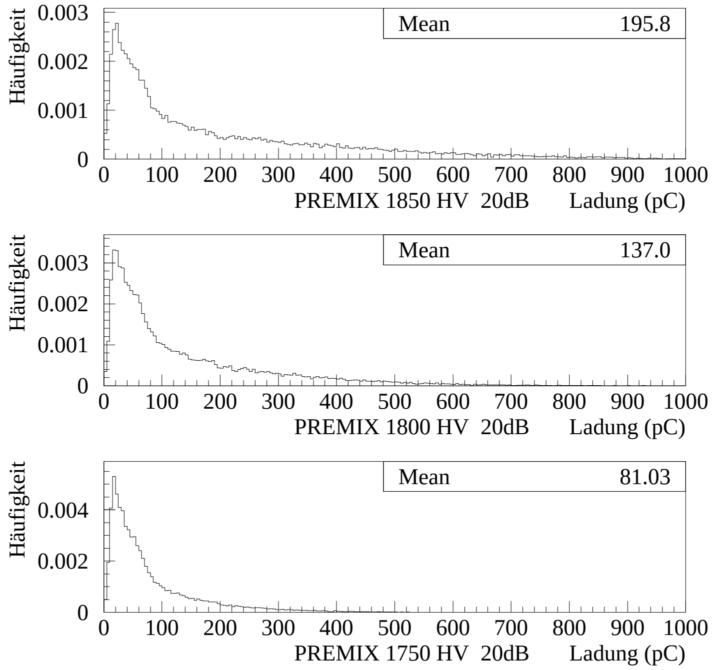


Abb. 6.16: *ADC–Spektren der integrierten Pulse verschiedener Hochspannungen.*

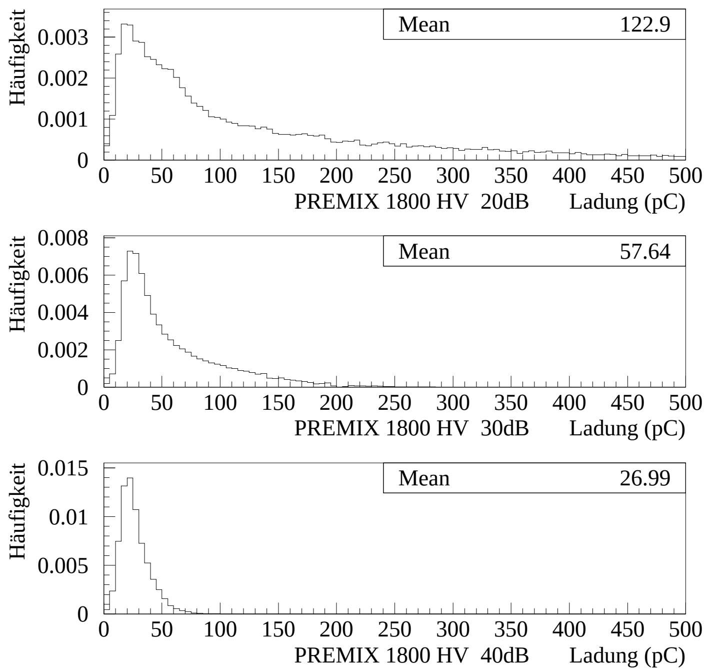


Abb. 6.17: *ADC–Spektren der integrierten Pulse mit verschiedener Abschwächung.*

6.2.3 Die Analyse der Pulsspektren

Am Anfang der Datennahmeperiode 1995 stellte sich heraus, daß die Ortsauflösung der BCs 1–4 im Vergleich zu den Testmessungen deutlich schlechter war. Nachdem man herausgefunden hatte, daß das Driftkammergas mit Stickstoff verunreinigt war, gab es zwei Erklärungen. Einerseits entsteht durch die Verwendung einer SDTR, die auf Daten ohne Stickstoffverunreinigungen beruht, ein erheblicher Fehler in der Ortsmessung (vgl. 6.1.2). Als zweites zeigt die im HERMES–Experiment verwendete Verstärkerkarte ein von der Amplitude der Signalpulse abhängiges Durchschalteverhalten. Es wurde gezeigt, daß sich für unterschiedliche Amplitudenverteilungen, die für verschiedene Kathodenhochspannungen[1] der BC–Driftkammern gemessen wurden, die Zeitauflösung der Verstärkerkarte aufgrund des Zeitverzögerungeffektes beim Durchschalten merklich verändert [Rus 95]. Die Zeitauflösung wird für kleinere Amplituden, also für kleinere Gasverstärkungen, schlechter und wirkt sich somit negativ auf die Ortsauflösung des Detektors aus. Aus diesem Grund soll die Gasverstärkung bei verschiedenen Stickstoffverunreinigungen untersucht werden.

Einfluß der N_2–Verunreinigungen

Die Untersuchung der Gasverstärkung (Abb. 6.18) bezieht sich auf die gemessenen integrierten Pulsspektren für verschiedene Hochspannungen (1750 V, 1800V und 1850 V) und N_2–Beimischungen (0%, 0.5%, 1.0% und 1.5%).

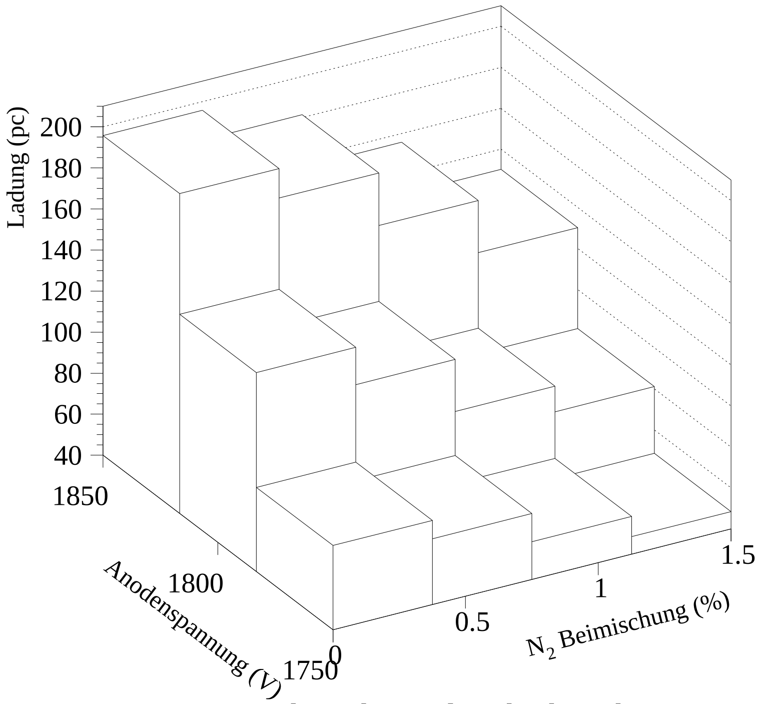


Abb. 6.18: *Relative Gasverstärkung verschiedener N_2–Verunreinigungen.*

[1]Die Gasverstärkung der BC–Driftkammern richtet sich nach der an den Potentialdrähten und Kathodenfolien anliegenden Hochspannung. Die Signaldrähte selbst sind geerdet.

Als Maß der Gasverstärkung wird der gewichtete Mittelwert der Verteilungen herangezogen. Sowohl bei sinkender Hochspannung als auch bei steigendem N_2–Gehalt zeigt sich eine Verringerung der Gasverstärkung. Die Verstärkung variiert dabei stark mit der angelegten Anodenspannung. So erhält man, wenn man von der momentanen Stickstoffverunreinigung des BC–Gases von ca. 1% ausgeht, durch die Erhöhung der Anodenspannung von 1750 V auf 1800 V eine etwas höhere Gasverstärkung, als dies bei 1750 V und nicht verunreinigtem Gas der Fall ist. Ausgehend von einer 1%–igen Stickstoffverunreinigung steigen die Werte der Gasverstärkung für 1750 V und 1800 V bei Verwendung von reinem Gas um ca. 40% an. Bei 1850 V fällt der Anstieg geringer aus, da die zweite Transistorverstärkerstufe hier übersteuert ist.

Einfluß von Druckänderungen

Da die HERMES–Driftkammern Luftdruckschwankungen zwischen 990 und 1035 mbar unterworfen sind, wurde die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Luftdruck gemessen. Schon bei den Driftgeschwindigkeitsmessungen bei hohen Gasdrücken hatte sich ein merkliches Absinken der Kammereffizienzen bemerkbar gemacht, worauf auf eine deutliche Druckabhängigkeit der Gasverstärkung geschlossen werden kann. Diese Vermutung wird durch die Messungen der Pulsspektren bestätigt. Abb. 6.19 zeigt die gemessene Abhängigkeit für verschiedene Drücke (985, 996, 1005, 1015, 1030, und 1045 mbar).

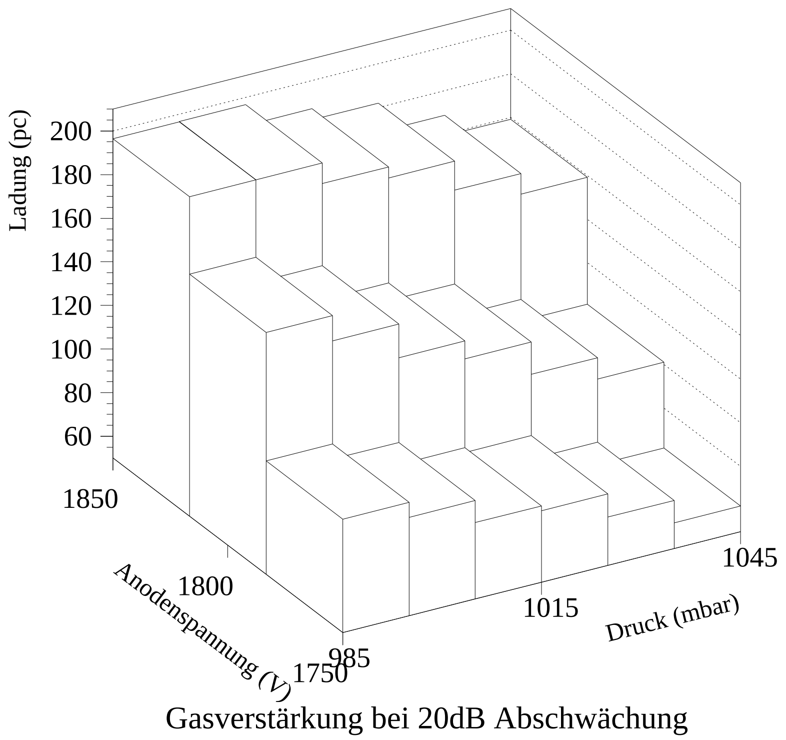


Abb. 6.19: *Relative Gasverstärkung bei verschiedenen Werten des Kammerdruckes. Bei einer Anodenspannung von* 1850 *V macht sich bei kleinen Drücken die Übersteuerung der Transistorstufe bemerkbar.*

Die Gasverstärkung zeigt bei steigendem Druck ähnliches Verhalten wie bei zunehmender Stickstoffverunreinigung. In Abb. 6.4 befinden sich die meisten Einträge der Osthallen–Druckverteilung zwischen 1013 und 1030 mbar. Die relative Änderung der Gasverstärkung von 1015 auf 1030 mbar beträgt bei einer Anodenspannung von 1750 V 12.9% bzw. bei 1800 V 11.8%. Ausgehend von einem mittleren Hallendruckwert von 1019 mbar sind Änderungen der Gasverstärkung mit dem Druck gering, so daß eine Berücksichtigung dieses Effektes nicht nötig scheint.

Ladungsträgerdichte

Um die Vergleichbarkeit der Gasverstärkung im COZ–Prototypen und in den HERMES–Driftkammern zu überprüfen, wurde die lineare Ladungsträgerdichte λ_C des Signaldrahtes aus Gleichung (3.13) für beide Kammergeometrien mit GARFIELD berechnet. Dabei ergeben sich folgende Werte:

Hochspannung	COZ	BC 1–4	$\Delta\lambda_C/\lambda_C$
1750 V	$271.4 \cdot 2\pi\epsilon_o$	$260.2 \cdot 2\pi\epsilon_o$	4.13%
1800 V	$279.2 \cdot 2\pi\epsilon_o$	$267.6 \cdot 2\pi\epsilon_o$	4.15%

Tab. 6.1: *Vergleich der linearen Ladungsträgerdichte λ_C von BC 1–4 mit der des COZ–Prototypen.*

Die relative Abweichung der Ladungsträgerdichten beträgt ca. 4%. Da in beiden Kammertypen die gleichen Signaldrähte verwendet wurden, sind die aus Gleichung (3.13) berechneten Feldstärken der Kammer bis auf ca. 4% identisch. Die Ergebnisse der Gasverstärkungsmessungen lassen sich also auf die HERMES–Driftkammern übertragen.

6.3 Weiterführende Studien

Im letzten Abschnitt soll kurz auf die Auswirkungen einer in ihren Anteilen veränderten Gasmischung auf den Betrieb der BC–Driftkammern eingegangen werden. Es soll die Erhöhung des Anteiles eines der beiden Quenchergase CO_2 und CF_4 bei gleichbleibendem Ar–Gehalt diskutiert werden.

- **Erhöhung des CF_4–Anteiles**

  Eine Erhöhung des CF_4–Anteiles hätte eine Erhöhung der Driftgeschwindigkeit zur Folge. Das Maximum der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld würde zu kleineren Feldstärken verschoben. Dies hätte den Vorteil, daß bei den in den BC–Driftzellen auftretenden Feldstärken (vorwiegend zwischen 300 und 700 V/cm, siehe Abb. 2.5) nicht nur der Anstieg der Driftgeschwindigkeit von Bedeutung wäre, sondern auch das Maximum, das sich nun ähnlich einem Plateau in der Driftgeschwindigkeit auswirkt. Dies hätte eine stabilere SDTR bei Feldstärkeschwankungen zur Folge. GARFIELD–Simulationen zufolge ist die geringere Diffusion ein weiterer Vorteil. Als Nachteil gilt, daß der höhere CF_4–Gehalt sich negativ auf die Gasverstärkung auswirkt.

- **Erhöhung des CO_2–Anteiles**

Bei höherem CO_2–Anteil sinkt die Driftgeschwindigkeit im Gas und erreicht ihr Maximum erst bei höheren Feldstärkewerten, was stärkere Abweichungen der SDTR von der Linearität nach sich zieht, sich aber bei einer tabellarisierten SDTR nicht nachteilig auswirkt. Die SDTR verläuft bei höherem CO_2–Gehalt steiler (siehe Abb. 6.20) und ergibt bei einer Meßungenauigkeit Δt der Driftgeschwindigkeit einen kleineren Fehler Δx in der Zuordnung des richtigen Kammerortes. Eine langsamere Driftgeschwindigkeit hätte grundsätzlich keine negativen Auswirkungen, nur müssen die längsten Driftzeiten (Potentialdrahtnähe) unter der zur Bunchtrennung maximalen Driftzeit liegen.

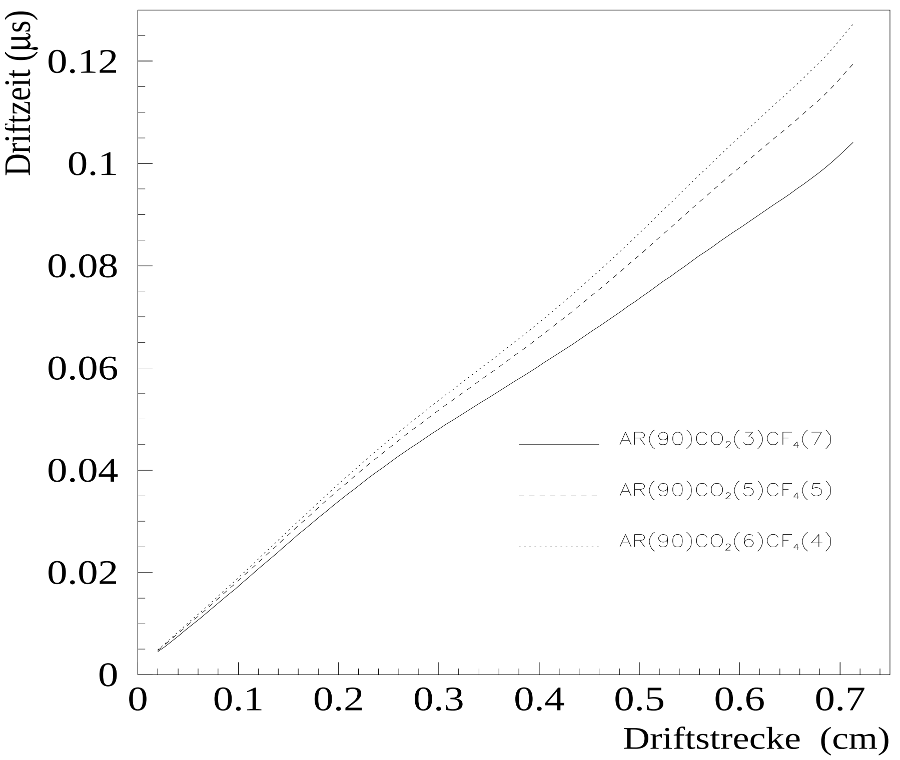


Abb. 6.20: *SDTRs verschiedener Kammergase.*

In Abb. 6.20 ist die aus MAGBOLTZ–Daten generierte SDTR des PREMIX im Vergleich zu Gasmischungen mit erhöhtem CO_2– bzw. CF_4–Gehalt dargestellt. Die Simulation zeigt allerdings für einen erhöhten CF_4–Anteil keine Verbesserung der SDTR bezüglich der Linearität.

Das Verhalten der Driftgeschwindigkeit und der Gasverstärkung der Gasmischungen Ar(90%)-CO_2(3%)CF_4(7%) (# 3) und Ar(90%)CO_2(6%)CF_4(4%) (# 1) wurde gemessen und ist in Abb. 6.21 zusammen mit dem des PREMIX (# 2) abgebildet. Es stellt sich heraus, daß die Erhöhung des CF_4–Gehaltes keine deutliche Verschiebung des Driftgeschwindigkeitsmaximums bewirkt. Die Mischung Ar(90%)CO_2(6%)CF_4(4%) zeigt für den Verlauf von v_{Drift} keine großen qualitativen Veränderungen im Vergleich zum PREMIX. Die Gasverstärkung für diese Mischung liegt aber im Vergleich zum PREMIX ca. 20% höher. Bei der Mischung Ar(90%)CO_2(3%)CF_4(7%) erhält man für die Gasverstärkung sehr geringe Werte. Verglichen mit dem PREMIX lag die Gasverstärkung bei einer Anodenspannung von 1800 V ca. 57% niedriger und konnte bei einer Spannung von 1750 V nicht mehr nachgewiesen werden.

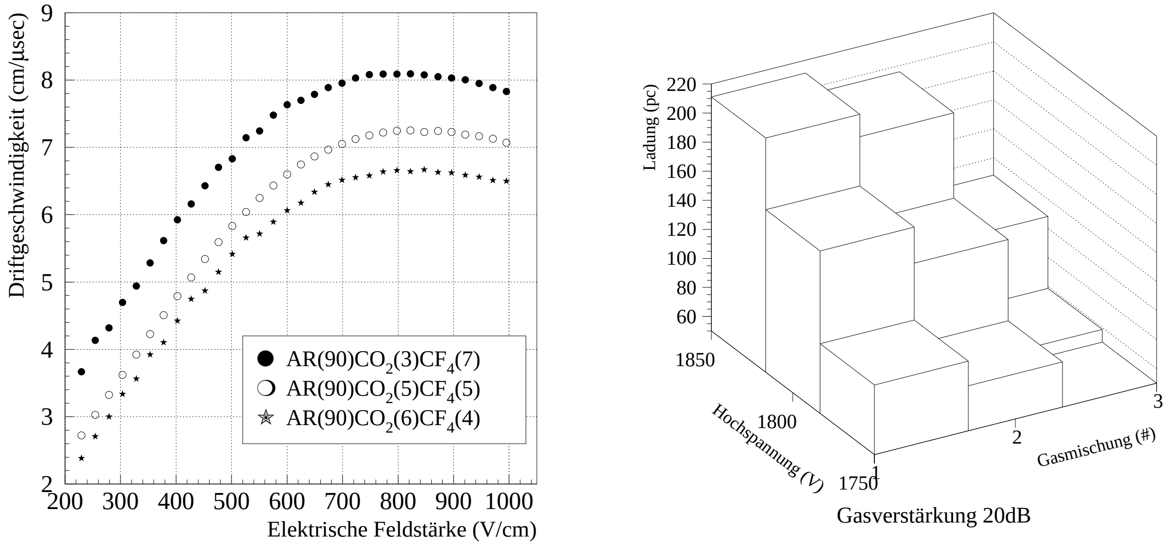


Abb. 6.21: *Driftgeschwindigkeitsmessungen und Gasverstärkung PREMIX-ähnlicher Gasmischungen.*

Die Verwendung einer Gasmischung mit leicht erhöhtem CO_2–Anteil und gleichzeitig verringertem CF_4–Gehalt könnte die Ortsauflösung der Kammer verbessern. Erstens besitzen 'langsame' Kammergase eine bessere Ortsauflösung und zweitens resultiert aus einer Erhöhung der Gasverstärkung eine Verbesserung in der Zeitauflösung der BC–Verstärkerelektronik. Untersuchungen des Einflusses von 'electron attachment' auf die Kammerauflösung ergaben, daß sich die Auflösung bei CF_4–haltigen Gasen gravierend verschlechtert [Bia 91]. Somit wäre eine Verringerung des CF_4–Gehaltes im BC–Driftkammergas vorteilhaft. Wie sich eine neue Mischung in Bezug auf Kammeralterung, Betriebstabilität (Funkenbildung), Auflösung etc. verhält, müßten direkte Tests an den HERMES–Driftkammern klären.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Driftkammergas Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%) der HERMES–Driftkammern BC 1–4 näher untersucht. Da BC 1–4 bei den Messungen im Spektrometerbetrieb den äußeren Betriebsparametern Druck, Temperatur sowie Änderungen der Gaszusammensetzung ausgesetzt sind, galt es zu untersuchen, welche Auswirkungen diese Faktoren auf die Ortsmessung haben. Ferner sollte die Gasverstärkung bei sich ändernden Bedingungen untersucht werden, da ihre Höhe sich aufgrund von Effekten der Verstärkerelektronik auf die Ortsauflösung der Driftkammern auswirkt.

Für die Untersuchungen wurde eine bereits vorhandene Driftkammer durch Umbauten derart modifiziert, so daß die Messung der Driftgeschwindigkeit ermöglicht wurde. Durch den Aufbau eines geeigneten Gassystems wurden die Untersuchungen des Kammergases bei unterschiedlichen Mischungsverhältnissen und bei Verunreinigungen möglich. Die benötigten Meßgrößen wurden von einem auf dem FASTBUS–Bussystem beruhenden Datennahmesystem ausgelesen und einer Auswerte– und Steuersoftware übergeben. Das Meßsystem ließ eine genaue Steuerung der Betriebsparameter Druck und Temperatur zu.

Die Driftgeschwindigkeit wurde bei Variation von Druck, Temperatur, Gaszusammensetzung und Gasverunreinigungen durch Stickstoff untersucht und es zeigten sich deutliche Abhängigkeiten. Die gemessenen Werte wurden mit den vom MAGBOLTZ-Programm simulierten Driftgeschwindigkeiten verglichen. Die Ergebnisse aus Messung und Simulation stimmen für die verschiedenen Abhängigkeiten qualitativ gut überein, zeigen aber Unterschiede für die absoluten Beträge der Driftgeschwindigkeit. Die gemessenen Werte wurden mit dem Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD weiterverarbeitet, um den Meßfehler im Driftkammerort der HERMES–Driftkammern bei den jeweiligen Parameteränderungen abzuschätzen. Es stellte sich heraus, daß die Abweichungen im Kammerort für Druck– und Temperaturschwankungen gering sind und vernachlässigt werden können. Schon bei geringen Stickstoffverunreinigungen zeigen die Simulationen große Abweichungen im Kammerort, die die Ortsauflösung der BC 1–4 deutlich verschlechtern. Es ist daher anzustreben, die Stickstoffverunreinigungen durch Verzicht einer hohen Recyclingrate im HERMES–Gassystem zu vermeiden. Durch die Messung der integrierten Signalpulsspektren konnte eine Aussage über die relative Änderung der Gasverstärkung bei variierendem Stickstoffgehalt und Kammerdruck gemacht werden. Es zeigte sich, daß die Auswirkungen der Luftdruckschwankungen im HERMES–Experiment auf die Gasverstärkung nahezu vernachlässigt werden können. Messungen ergaben, daß der momentane Stickstoffgehalt von einem Prozent im HERMES–Driftkammergas eine Reduzierung der Gasverstärkung von ca. 30% bewirkt. Die geringere Gasverstärkung bewirkt eine schlechtere Zeitauflösung der BC–Verstärkerelektronik und verschlechtert somit die Ortsauflösung der Driftkammer.

Abschließend wurde untersucht, ob und wie eine leicht variierte Gaszusammensetzung die Ortsmessung verbessern könnte. Es ergeben sich Hinweise, daß eine leichte Erhöhung des CO_2–Anteils mit gleichzeitiger Reduzierung des CF_4–Anteils gute Ergebnisse erzielen könnten. Hierzu bedarf es aber weiterer und detaillierterer Studien.

A Anhang

A.1 Testzellenschaltpläne

Abb. A.1: *Hochspannungsversorgung der Feldformungsstreifen. Das homogene Driftfeld des COZ–Prototypen wird durch Feldformungsstreifen aus Kupfer erzeugt, die über eine Spannungsteilerkette mit dem jeweiligen Potential versorgt werden.*

Abb. A.2: *Beschaltung der Auslese und Hochspannungsversorgung der Drähte. Für die Messungen wurden die beiden mittleren Signaldrähte S 2 und S 3 ausgelesen.*

A.2 Temperaturauslese

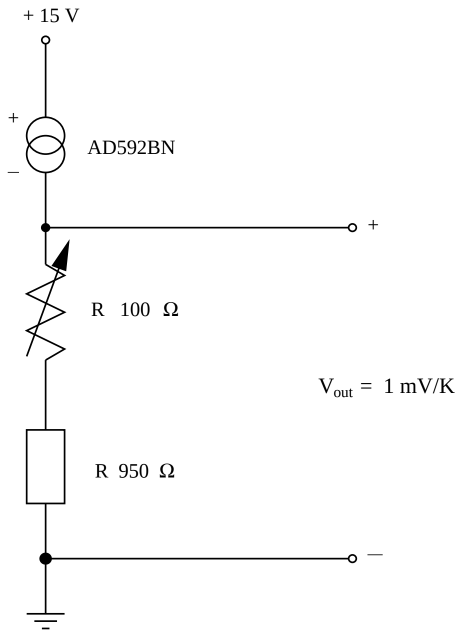


Abb. A.3: *Temperaturauslese mit Potentiometer–Trimmschaltung zur Temperatureichung.*

A.3 Datennahmesystem (Details)

	Typ	Funktion	Hersteller
FASTBUS–Module	STR330/CHIPS	FASTBUS–Master	Struck
	STR330/SCSI	FASTBUS–SCSI Interface	Struck
	STR330/VSB2	FASTBUS–VME Interface	Struck
	FBD STR320	FASTBUS–CAMAC Interface	Struck
	STR 200	32–Kanal Scaler	Struck
	TDC 1876	96–Kanal TDC	LeCroy
	ADC 1888F	96–Kanal ADC	LeCroy
VME–Module	STR 725	VME/VSB Coupler	Struck
	TSVME 500	RS232 Interface (4–fach)	Tekelec
	HP E1326B	$5\frac{1}{2}$ Digit Multimeter	Hewlett-Packard
	HP E1352A	FET Multiplexer	Hewlett-Packard
	MPV 912B	DAC – ADC – Digital I/O	Pentland

Tab. A.1: *Aufstellung der Datennahme–Module.*

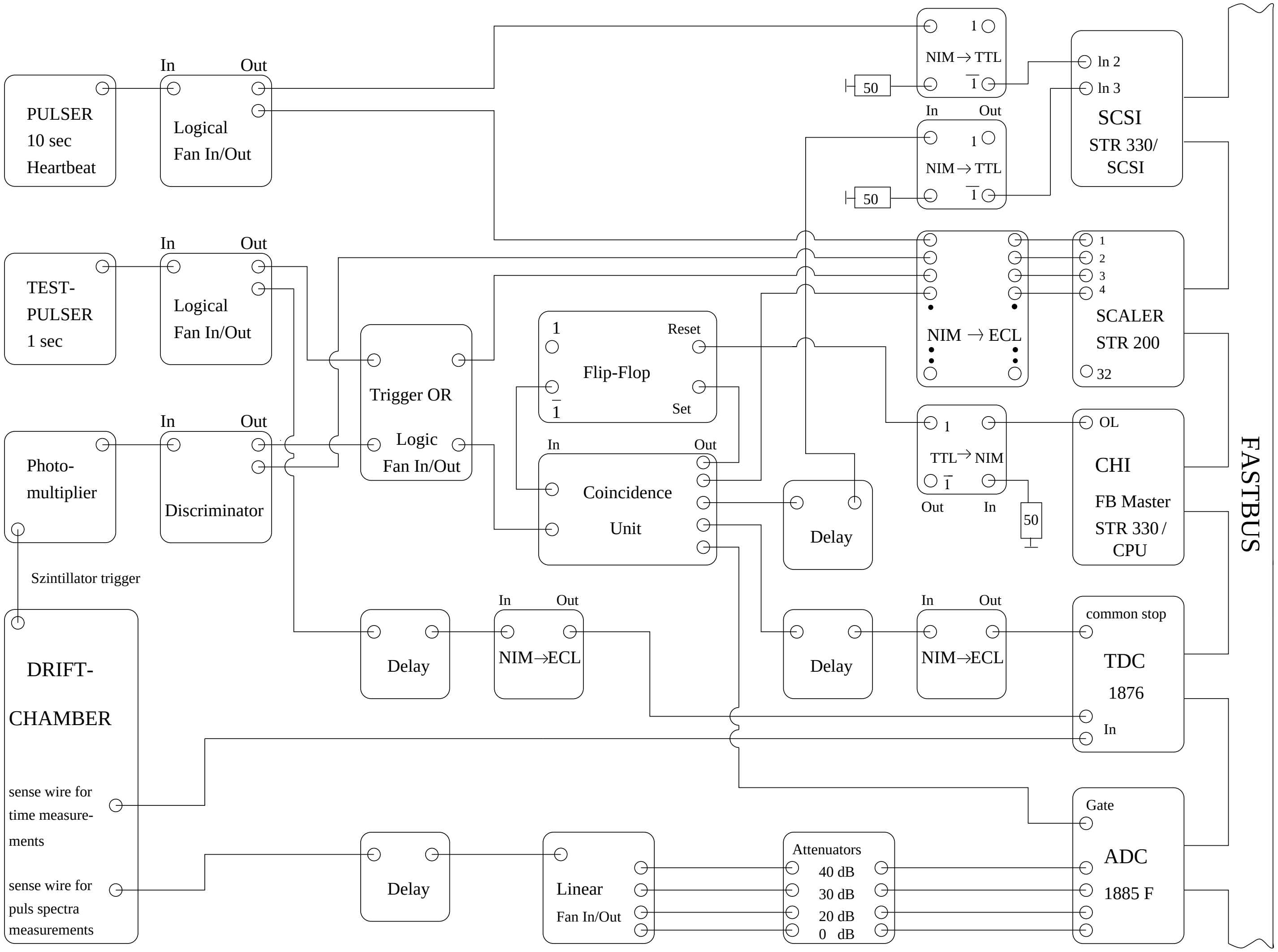


Abb. A.4: *Triggerschema DAQ.*

Literaturverzeichnis

[And 92] W. S. Anderson et al., NIM **A323** (1992) 273.

[Ans 95] M. Anselmino, A. Efremov and E. Leader, Phys. Rep. **262** (1995) 1.

[Ash 89] J. Ashman et al., Nucl. Phys. **B328** (1989) 1.

[Bär 88] H. Bärwolff et al., preprint PHE 88–02 , Zeuthen (1988).

[Bär 89] H. Bärwolff et al., NIM **A 283** (1989) 467.

[Bar 95] D. P. Barber et al., Phys. Lett. **B343** (1995) 436.

[Ber 95a] S. Bernreuther, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg 1995.

[Ber 95b] S. Bernreuther et al., NIM **A367** (1995) 96.

[Bec 92] U. J. Becker et al. , NIM **A315** (1992) 14.

[Bec 93] U. J. Becker, persönliche Mitteilung

[Bet 30] H. A. Bethe, Ann. d. Phys. **5** (1930) 325.

[Bia 89] S. F. Biagi, NIM **A283** (1989) 716.

[Bia 90] S. F. Biagi, Univ. Liverpool, MAGBOLTZ Program, Version 2.2 (1990).

[Bia 91] S. F. Biagi, NIM **A310** (1991) 133.

[Bjo 66] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148** (1966) 1457, **D1** (1970) 1367.

[Blo 33] F. Bloch, Ann. Physik **16** (1933) 285.

[Blu 93] W. Blum and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer–Verlag, Berlin 1993.

[Bou 94] R. Bouclier et al., NIM **A350** (1995) 464.

[Bro 94] Benutzer–Handbuch Druckmesser und –regler, Bronkhorst (1994).

[Buc 96] A. Buchsteiner, Diplomarbeit, DESY IfH Zeuthen 1996.

[Bur 76] H. Burkhardt and W. N. Cottingham, Ann. of Phys. **56** (1970) 453.

[But 90] J. M. Butler et al, NIM **A290** (1990) 122.

[Cha 68] G. Charpak et al., NIM **62** (1968) 262.

[Chn 94] Y.–H. Chang et al. , NIM **A339** (1994) 524.

[Chr 79] L. G. Christophorou et al., NIM **A163** (1979) 141.

[Chr 91] L. G. Christophorou et al., NIM **A309** (1991) 160.

[Cro 93] Operator's Manual FASTBUS–TDC Model 1876, LeCroy (1993).

[Cro 88] Operator's Manual FASTBUS–ADC Model 1885F, LeCroy (1988).

[DAQ 95] W. Brückner and M. Kirsch, HERMES Data Aquisition Manual, HERMES Software (1995).

[Dür 95] M. Düren,
The Hermes Experiment From the Design to the First Results,
Habilitation, Interner Bericht DESY HERMES–95–02, July 1995.

[Ell 74] J. Ellis and R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 1444.

[Ell 95] J. Ellis and M. Karliner, Phys. Lett. **B341** (1995) 397.

[Gru 93] C. Grupen,*Teilchendetektoren*, BI–Wissenschaftsverlag 1993.

[Gae 96] I. Gärber, Diplomarbeit in Vorbereitung, DESY IfH Zeuthen 1995.

[Gut 94] A. Gute, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg 1994.

[Has 95] D. Hasch, Diplomarbeit, DESY IfH Zeuthen 1995.

[Her 90] The HERMES Collaboration: *A Proposal to Measure the Spin–Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA*, DESY–PRC 90/01, 1990.

[Her 93] The HERMES Collaboration: *Technical Design Report.* DESY–PRC 93/06, MPIH–V20–1993, 1993.

[Jaf 90] R. L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B337** (1990) 509.

[Jaf 91] R. L. Jaffe and X. Ji, Phys. Rev. D **43** (1991) 724.

[Kra 95] B. Krause, persönliche Mitteilung.

[Kod 79] J. Kodaira et al., Nucl. Phys. **B159** (1979) 99.

[Kod 80] J. Kodaira, Nucl. Phys. **B165** (1980) 129.

[Lac 95] W. Lachnit, persönliche Mitteilung.

[Lar 91] S. A. Larin and J. A. M. Vermaseren, Phys. Lett. **B259** (1991) 345.

[Leo 94] W. R. Leo,
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Springer Verlag (1994).

[Mat 85] M. Matoba et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS–**32** (1985) 541.

[Mes 95] Gasnachreinigungssysteme OXISORB–W u. HYDROSORB,
Messer Griesheim (1995).

[Mks 90a] Instruction Manual Gas Flow Controller MKS Type 1259, MKS (1990).

[Mks 90b] Instruction Manual Multi Gas Controller MKS Type 147 B, MKS (1990).

[Mks 92] Instruction Manual Pressure Gauge MKS Baratron Type 127 A, MKS (1992).

[Pas 94] V. Paschoff, Diplomarbeit,Universität Freiburg (1994).

[Paw 94] *PAW - Physics Analysis Workstation*,
An Introductory Tutorial
CERN Program Library Q121, Edition 1994.

[Pdb 94] Physical Review **D 50, Part I, Number 3**, (August 1994), *Review of Particle Properties.*

[Pal 75] V. Palladino and B. Sadoulet, NIM **A128** (1975) 323.

[Pei 84] A. Peisert and F. Sauli: *Drift and diffusion of electrons in gases: A compilation* CERN Report **84-08** (1984).

[Ram 21] C. Ramsauer, Ann. Phys. **66** (1921) 546.

[Rus 95] H. Russo, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg 1995.

[Sau 77] F. Sauli: *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Driftchambers*,
published in: *Experimental Techniques in High Energie Physics*,
Editor von T. Ferbel, Addison–Wesley, Menlo Park 1987.

[Sok 64] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, Sov. Phys. Dokt. **8** (1964) 1203.

[Tru 93] A. Trudel, persönliche Mitteilung.

[Vav 92] J. Va'vra, NIM **A323** (1992) 34.

[Vav 93] J. Va'vra et al., NIM **A324** (1993) 113.

[Ven 93] R. Veenhof, GARFIELD, a drift chamber simulation program, User's Guide, Version 4.29,
CERN Program Library **W5050** (1993).

[Zeu 93] DESY-IfH Zeuthen group,
A working scenario for the HERMES Rear Drift Chambers BC1/BC2 based on a gas mixture of Argon–CO_2–CF_4.
HERMES / Zeuthen Internal Note 01/93.

[Zeu 94] DESY-IfH Zeuthen group and Th. Nunnemann,
Influence of the Variation of Temperature, Pressure and Gas Mixture on the Drift Behaviour of the HERMES Rear Drift Chamber.
HERMES / Zeuthen Internal Note 04/94.

[Zeu 95] DESY-IfH Zeuthen group, M. Kückes and R. Openshaw
Investigations on the HERMES DC Gas System.
HERMES / Zeuthen Internal Note 04/95.

[Zha 94] T. Zhao et al., NIM **A340** (1994) 485.

Danksagung

Ich möchte all denjenigen danken, die mich bei der Anfertigung meiner Diplomarbeit unterstützt haben:

- Herrn Prof. Dr. Klaus Rith für die Vergabe dieser Diplomarbeit und seine kompetenten Tips und Hilfestellungen. Durch die großen Freiheiten in der Konzeption und Realisierung der Arbeit war es mir möglich, in vielen Bereichen wertvolle Erfahrungen als Experimentalphysiker zu sammeln.
- Der gesamten Erlanger Gruppe für das gute Arbeitsklima und die wertvollen Diskussionen, die vieles für meine Arbeit erleichterten und mir einen Einblick in andere Arbeitsgebiete ermöglichten. Insbesondere möchte ich den Mitgliedern der HERMES–Gruppe Thomas Benisch, Stefan Bernreuther, Andreas Gute, Wolfgang Lachnit, Frank Neunreither, Tom Wölfel sowie meinem Mitstreiter Hans Russo für die gute Zusammenarbeit danken.
- Manfred Ferstl für seine stete Hilfsbereitschaft in Sachen Software sowie Matthias Kirsch für die Hilfe in all den Dingen, die mit der Datennahme zu tun hatten.
- Der Zeuthener Gruppe für die gute Zusammenarbeit.
- Der mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Muhr und Herrn Heimpel für die tatkräftige Hilfe und die schnelle Erledigung der Aufträge sowie der elektronischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Merkel.
- Herrn Harrer und den Operateuren für ihre Hilfe in den Dingen, die immer ganz schnell und unkompliziert erledigt werden mußten.
- Frau Löhner für ihr Management in Sachen Organisation und Büro.
- Allen Korrekturleserinnen und -lesern, die viele Fehler aus dieser Arbeit verbannten.
- Meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten, vor allem für ihre Unterstützung.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, den 24. Mai 1996

Frank Schmidt