Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Im Rahmen des Schwerionenexperimentes NA49 am CERN-SPS (*Super-Proton-Synchrotron*) wurde für das TPC-Detektorsystem eine Meßapparatur zur hochpräzisen Bestimmung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen im TPC-Gas entwickelt. Dieses Experiment wurde konzipiert im Rahmen der Suche nach der Existenz eines neuen Zustandes der Kernmaterie, dem *Quark-Gluon-Plasma* (QGP); motiviert durch theoretische Vorhersagen im Rahmen der *Quantenchromodynamik* (QCD), untersucht man Kollisionen schwerer Kerne bei hohen Energien. Dieser Zustand von hochkomprimierter und heißer Materie wird im Inneren von Neutronensternen und kurz nach dem Urknall vermutet.
Durch zentrale Stöße der am SPS auf eine Energie von 158 GeV pro Nukleon beschleunigten Bleiionen mit Atomen einer dünnen Bleifolie (*fixed target*), wird die Kernmaterie hochverdichtet. Bei einer Verdichtung der hadronischen Materie um das 10-15 fache ihrer Grundzustandsdichte lösen sich die in den Hadronen eingeschlossenen Quarks aus ihren Bindungen, so daß sie sich frei bewegen können. Dieser Zustand aufgelöster hadronischer Kernmaterie wird als *deconfinement* bezeichnet. Dieser hochverdichteten Phase gelöster Kernmaterie folgt eine Expansionsphase, in deren Verlauf die partonische Materie durch einen möglichen Phasenübergang in hadronische Materie zurückgeführt wird. Während der Expansion des Systems fällt die Dichte auf ein Niveau ab, bei der die Teilchen nicht mehr inelastisch streuen und ein Endzustand hadronischer Materie erreicht wird (*freeze-out*). Aufgrund der sehr kurzen Lebendsdauer von $\tau \sim 10^{-23}s$ kann das QGP nicht direkt beobachtet werden. Die beim *freeze-out* entstehende Phasenraumverteilung, Korrelationen und Teilchenverhältnisse verschiedener Hadronensorten des Endzustandes kann dabei charakteristisch für die QGP-Phase sein. Daher versucht man, aus dem hadronischen Endzustand Rückschlüsse auf diesen Zustand aufgelöster Kernmaterie zu ziehen. Ziel des NA49-Experimentes ist es, durch die Verwendung von großen Target- und Projektilmassen hohe Multiplizitäten und große Volumen verdichteter Kernmaterie zu erzielen, um damit in den einzelnen Ereignissen genügend Teilchen für eine statistisch signifikante Aussage zu produzieren. Dies ist eine notwendige Voraussetzung für die im NA49-Experiment angestrebte *event-by-event*-Analyse. Bei einer Einschußenergie von 158 GeV pro Nukleon im zentralen Stoß Blei-auf-Blei erwartet man eine Multiplizität von bis zu 2000 geladenen Teilchen, die die oben genannte Bedingung für eine statistisch signifikante *event-by-event*-Analyse erfüllen. Da die *event-by-event*-Analyse durch die Vielzahl der Observablen und der beobachteten Korrelationen die Zuordnung eines Ereignisses zu einem QGP ermöglicht, können Ereignisse, die diese Bedingungen nicht erfüllen, ausgesondert werden. Dies war mit bisherigen inklusiven Messungen nicht möglich. Zur Charakterisierung des hadronischen Endzustandes ist

eine möglichst vollständige Abdeckung des Phasenraumes und eine Identifizierung der Reaktionsprodukte notwendig.
Dies geschieht in erster Linie mit 4 großvolumigen *Time Projection Chambers* (TPC), die den zentralen Teil des Experimentaufbaus bilden und etwa 1600 der Teilchen nachweisen. Durchfliegen geladene Teilchen das sensitive Kammervolumen, wechselwirken sie mit dem Detektorgas. Die Teilchen erfahren dabei einen Energieverlust dE/dx, indem sie das Detektorgas anregen und ionisieren. Es entstehen im Mittel etwa 100 Elektron-Ion-Paare pro cm Flugbahn des geladenen Teilchens in der TPC. Die Elektronen der Ionisationsspur driften aufgrund eines angelegten homogenen elektrischen Feldes bis zu 1.1 m zu einer Verstärkungsdrahtebene und erzeugen dort in einem lawinenartigen Prozeß Sekundärelektronen. Die Raumladung der verbleibenden Ionen induziert ein Signal auf die Signalelektroden (Pads). Die Signale der 184.000 Pads werden verstärkt und ausgelesen. Die Ortsbestimmung der Teilchenspur in der Ebene (x,z) erfolgt über den Mittelwert einer Gaußanpassung von mindestens drei Padsignalen. Die Koordinate in Zeitrichtung ergibt sich aus der Ankunftszeit der Elektronen, die von der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im TPC-Gas abhängt. Eine präzise Ortsbestimmung der Teilchenspur hängt somit von der Driftgeschwindigkeit ab; daher ist es notwendig, das sensitive TPC-Gas zu überwachen. Ziel dieser Arbeit war es ein System zu entwickeln, das es ermöglicht, die Driftgeschwindigkeit während der Strahlzeit auf 0.1 % genau aufzuzeichnen und Gasmischungsänderungen zu überwachen. Dafür wurde ein Driftgeschwindigkeitsmonitor in das TPC-Gassystem installiert. Für die Driftgeschwindigkeitsmessung standen zwei Driftgeschwindigkeitsmonitore zu Verfügung, die sich im mechanischen Aufbau unterscheiden. Davon wurde einer im Rahmen dieser Arbeit an der GSI entwickelt (*Goofie*) und gebaut. Während der Strahlzeit im November '94 wurde jedoch nur der am CERN entwickelte und gebaute (*CERN-Monitor*) in das TPC-Gassystem implementiert. Zur Beurteilung der Meßgenauigkeit der beiden Monitore wurden nach der Strahlzeit Vergleichsmessungen zwischen dem *CERN-Monitor* und *Goofie* durchgeführt.
Im folgenden Kapitel 2 wird auf den Aufbau des NA49-Experimentes, die TPC und die Eigenschaften des TPC-Gases eingegangen. Im Kapitel 3 wird die Funktionsweise des Driftgeschwindigkeitsmonitors beschrieben und die Ergebnisse der Gasüberwachung während der vierwöchigen Strahlzeit dargestellt. In Kapitel 4 wird für die in der TPC herrschenden Bedingungen die jeweils aktuelle Driftgeschwindigkeit berechnet. Diese Ergebnisse werden anhand eines Vergleiches der unabhängig aus den Daten des Lasersystems und der Time-of-Flight-Messung gewonnenen Driftgeschwindigkeiten diskutiert. Anhand von Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen wird der Einfluß der Driftgeschwindigkeit auf die Ergebnisse der TPC-Auswertungen diskutiert und ein Ausblick für die nächsten Stahlzeiten gegeben.

2 Das Experiment NA49

2.1 Experimentaufbau

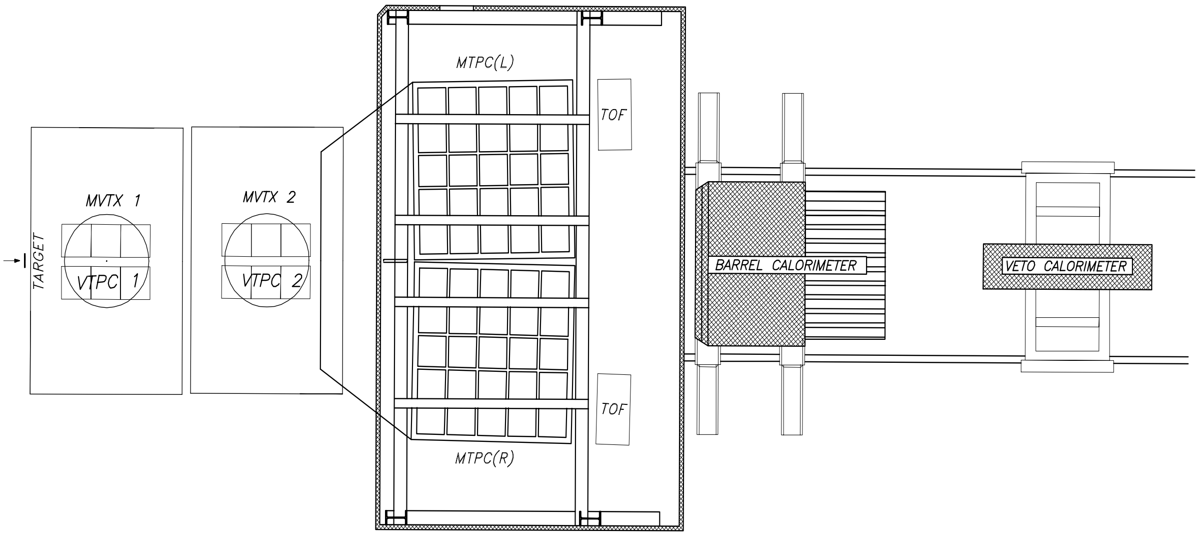

Abbildung 2.1 Schematischer Aufbau des NA49-Experiments (Aufsicht).

Den Hauptteil des Experimentes bilden vier großvolumige Spurendriftkammern TPC (*Time Projection Chamber*). Davon befinden sich zwei (*VTPC1* und *VTPC2*) mit einem aktiven Volumen von ca. 2 m^3 in jeweils einem Vertexmagneten mit einer Feldstärke von 1.1 und 1.5 Tesla. Geladene Reaktionsprodukte werden aufgrund des hohen Magnetfeldes auf eine Helixbahn gelenkt. Die *VTPC1* dient zur Messung von zwei-Pion-Korrelationen bei Midrapidity mit kleinen Transversalimpulsen. In der *VTPC2* wird anhand von Zerfallstopologien (V^0 - Zerfälle) nach neutralen Teilchen gesucht, die Seltsamkeit tragen. In einem Abstand von 10 m hinter dem

Target stehen im feldfreien Raum zwei weitere TPCs (*MTPC-R* und *MTPC-L*). Die Aufgabe der TPCs besteht im Nachweis geladener Teilchen durch Vielfachmessung des Energieverlustes. Zur Identifikation der Teilchen ist eine gute Orts- und Impulsauflösung sowie exakte Ladungsmessung notwendig. An die *MTPCs* schließen sich zwei Flugzeitzählerwände TOF (*Time Of Flight*) an, die die Flugzeit der Teilchen messen. Weiter strahlabwärts folgen zwei Kalorimeter zur Messung der Energieverteilung. Das Ring-Kalorimeter bestimmt die transversale Energie E_T, während das Veto-Kalorimeter die Energie E_{VETO} der Projektilspektatoren registriert. Zur schnellen Selektion von zentralen Stößen werden die Ereignisse bei minimaler E_{VETO} aufgenommen. Der Mittelwert der Transversalenergie für zentrale Stöße liegt nach Abbildung 2.2 bei $E_T > 504$ GeV. Es werden die zentralsten 4 % aller Ereignisse selektiert.

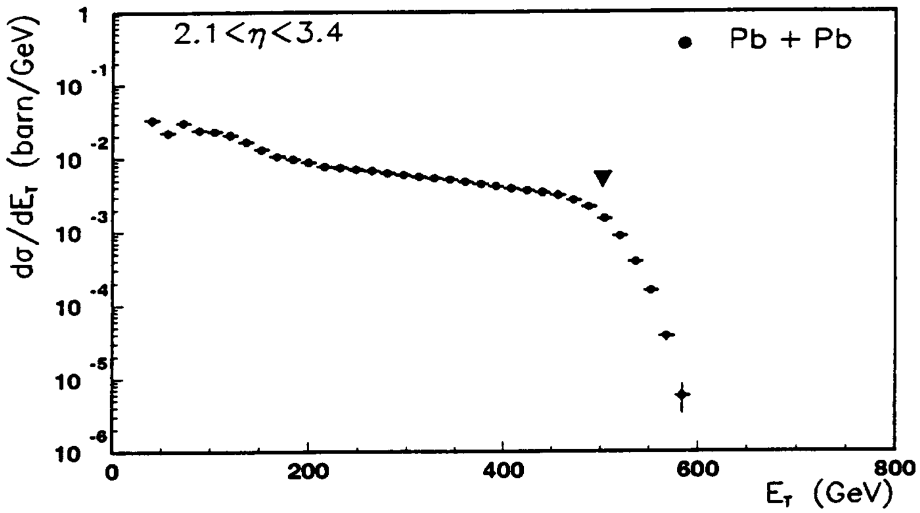

Abbildung 2.2 Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der im Ring-Kalorimeter nachgewiesenen Transversalenergie im Pseudorapiditätsintervall $2.1< \eta <3.4$. Markiert ist der Mittelwert der Transversalenergie für zentrale Stöße bei $E_T > 504$ GeV.

2.2 Funktionsweise einer Spurendriftkammer (TPC)

Die Funktionsweise einer TPC basiert auf dem Prinzip einer Driftkammer [1], die Ortsbestimmungen von Teilchenspuren in allen drei Raumrichtungen ermöglicht (siehe Abbildung 2.3). Durchfliegen geladene Teilchen das sensitive TPC-Gasvolumen, wechselwirken sie mit dem Detektorgas. Die Teilchen erfahren dabei einen Energieverlust dE/dx, indem sie das Detektorgas anregen und ionisieren. Es entstehen im Mittel 94 Elektron-Ion-Paare im Argon und 75 Elektron-Ion-Paare im Neon pro cm Flugbahn des geladenen Teilchens in der TPC. Die Elektronen der Ionisationsspur driften aufgrund eines angelegten homogenen elektrischen Feldes bis zu einer Verstärkungsdrahtebene und erzeugen dort in einem lawinenartigen Prozeß Sekundärelektronen (Abbildung 2.4). Die Ladung der um die Verstärkungsdrähte verbliebenen positiven Ionen induziert ein Signal auf die Signalelektroden (*Pads*). Die Signale der 184.000 Pads werden durch einen Vorverstärker und Shaper ausgelesen. Die Verstärkungsdrahtebene der Auslesekammern wird im Proportionalbereich betrieben, so daß die Größe des induzierten Signals proportional zur Anzahl der primär erzeugten Elektron-Ion-Paare ist. Die Ortsbestimmung der Teilchenspur in der Ebene (x,z) erfolgt über den Mittelwert einer Gaußanpassung von mindestens drei Padsignalen. Die Koordinate in y-Richtung ergibt sich aus der Ankunftszeit der Elektronen und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im TPC-Gas. Auf diese Weise wird für jede Spur eine Reihe von Raumpunkten in der TPC ermittelt, die eine vollständige Rekonstruktion der Teilchenspur in der TPC ermöglichen.

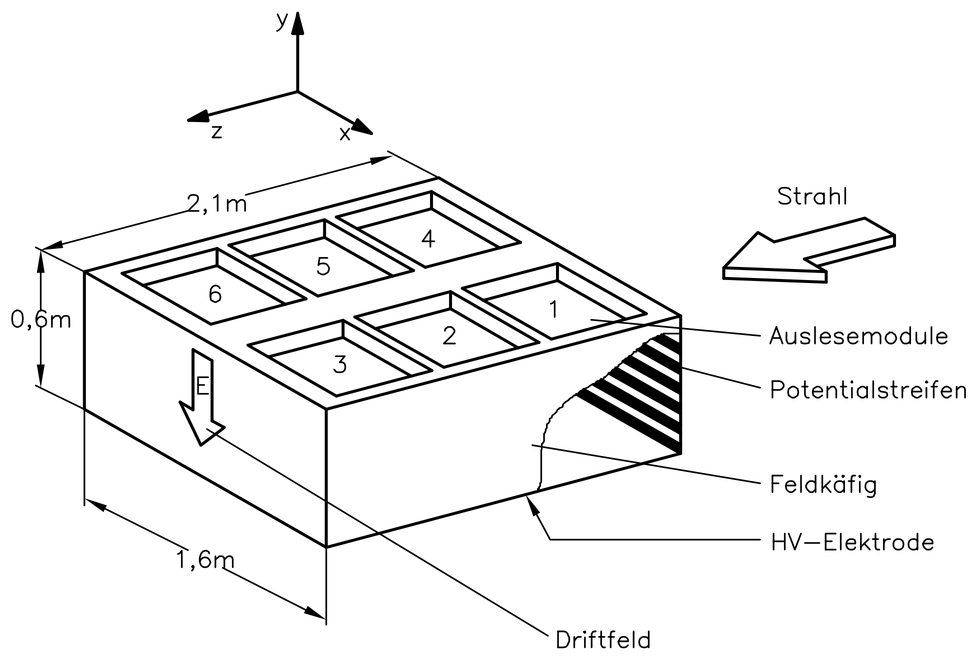

Abbildung 2.3 Schematischer Aufbau der NA49-*VTPC*. Zu sehen sind die 6 Auslesekammern und die Potentialstreifen des Feldkäfiges.

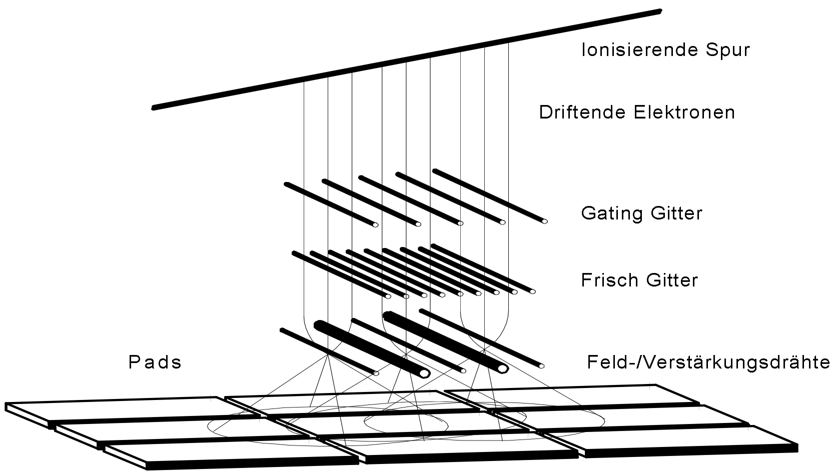

Abbildung 2.4 Die durch Gasionisation entlang der Teilchenspur freigesetzten Elektronen driften entlang des angelegten homogenen elektrischen Feldes zu den Verstärkungsdrähten. Dort wird ein Signal auf die Pad-Ebene induziert. Mit dem *Gating Gitter* kann zur Vermeidung von Saturation durch Elektronen oder Signalverlust durch an der Verstärkungsdraht-Ebene zurückbleibende Ionen die Auslesekammer geschlossen werden.

2.2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen im Gas

Geladene Teilchen, die das Detektorvolumen durchqueren, wechselwirken mit den Valenzelektronen des Detektorgases. Das führt zur Anregung und Ionisation der Gasatome. Der mittlere differentielle Energieverlust wird durch die Näherungsformel von Bethe-Bloch (Gleichung 2.1) beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N z^2 e^4}{m_e v^2}\frac{Z}{A}\left(ln\left[\frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)}\right] - \beta^2 - \delta(\beta) - K\right) \quad . \tag{2.1}$$

Hierbei sind Z und A Kernladungszahl und Massenzahl des Mediums, I das effektive Ionenpotential des Mediums, N die Avogadro-Konstante, m_e die Elektronenruhemasse, e die Elementarladung, z und v die Ladungszahl und die Geschwindigkeit des Teilchens und $\beta = v/c$. Der differentielle Energieverlust eines Teilchens ist eine Funktion der Geschwindigkeit und der Ladung des Teilchens. Ist der Impuls eines Teilchens bekannt, so kann die Identifikation des Teilchens erfolgen, indem aus dem gemessenen Energieverlust seine Geschwindigkeit bestimmt wird. Für kleine β nimmt der differentielle Energieverlust mit $1/\beta^2$ ab, bis er bei $\beta \sim 0.97$ ein Minimum erreicht (*minimum ionizing particles*). Bei weiter ansteigendem β steigt der Energieverlust wieder an (*relativistic rise*), da für Teilchen mit relativistischen Energien die Transversalkomponente des elektrischen Feldes wieder ansteigt. Mit weiter steigender Geschwindigkeit des Teilchens kommt es aufgrund der Polarisation des Mediums zu einer Sättigung. In dem sogenannten *Fermi-Plateau* steigt der Energieverlust nicht weiter an und wird in der Bethe-Bloch-Formel durch den Dichtekorrekturterm $\delta(\beta)$ beschrieben. Durch den Effekt, daß die Elektronen der innenliegenden Schalen vom Feld des eintretenden Teilchens durch die weiter außenliegenden Elektronen abgeschirmt werden, wird ein Schalen-Korrekturterm K eingeführt. Einen merklichen Einfluß bekommt der Schalen-Korrekturterm jedoch erst, wenn die Teilchengeschwindigkeit in den Bereich der atomaren Elektronen abgesunken ist [2].

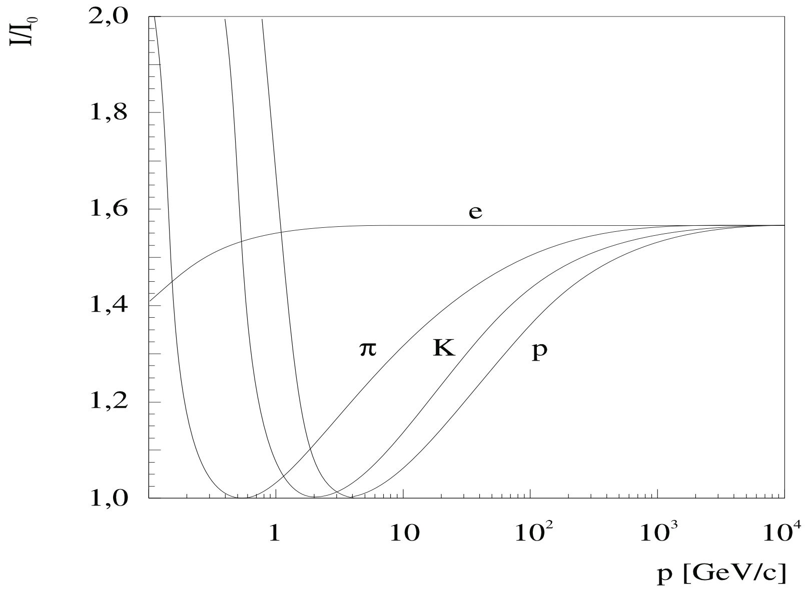

Abbildung 2.5 Der spezifische Energieverlust für verschiedene Teilchensorten.

Die Bethe-Bloch-Formel gibt den Mittelwert für dE/dx an. Die Verteilung um diesen Mittelwert folgt einer Verteilung, die von Landau [3] beschrieben wurde:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right) \quad . \tag{2.2}$$

Hierbei bezeichnet λ die auf den mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ normierte Abweichung vom wahrscheinlichsten Wert des Energieverlustes $(\Delta E)_{mp}$.

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\langle \Delta E \rangle} \tag{2.3}$$

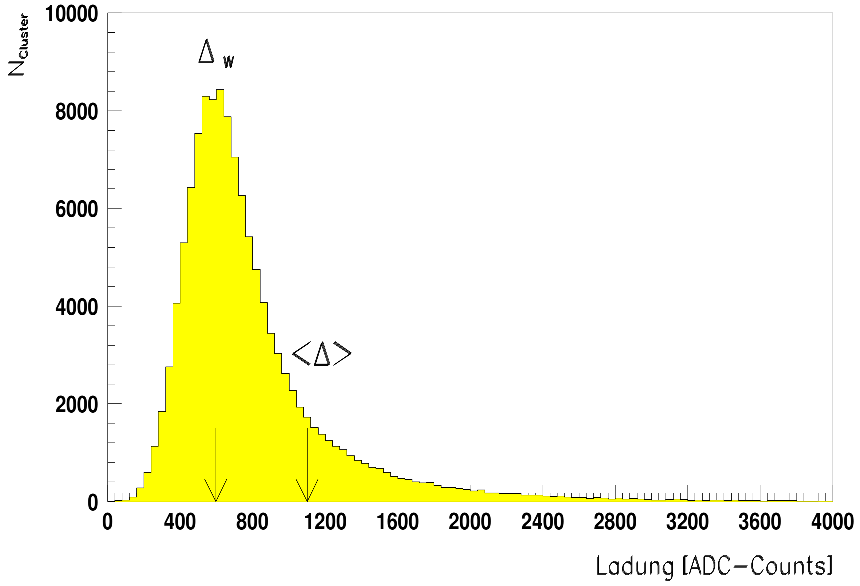

Abbildung 2.6 Energieverlust für Teilchen (hauptsächlich π^-) mit einem Impuls p = 8.5 GeV/c. Die Form entspricht einer Landau-Verteilung für den Energieverlust in dünnen Absorbern mit einem zu hohen Energieverlusten verschobenen mittleren Energieverlust $\langle\Delta\rangle$ und dem wahrscheinlichsten Energieverlust Δ_w am Maximum der Verteilung [4].

2.2.2 Elektronenbewegung im Gas

Die durch die Ionisation entstandenen freien Elektronen verlieren ihre kinetische Energie, indem sie weitere Gasmoleküle anregen oder ionisieren, bis sie im Mittel die thermische Energie ϵ_T des Gases erreichen. Die Energieverteilung kann durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben werden [5], [6]:

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon}\, exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right) \quad , \quad C = \sqrt{\frac{4}{\pi k^3 T^3}} \quad . \tag{2.4}$$

Die mittlere thermische Energie ergibt sich durch Integration:

$$\langle\epsilon\rangle = \int_0^\infty \epsilon F(\epsilon) d\epsilon = \frac{3}{2} kT = \overline{\epsilon} \quad (\simeq 0.04\ eV\ bei\ Normalbedingungen). \tag{2.5}$$

Ohne die Einwirkung äußerer Felder ist die Bewegung der Elektronen durch Vielfachstreuung mit den Gasmolekülen eine isotrope Diffusion. Die Ladungsdichteverteilung ist somit eine Gaußfunktion mit zeitabhängiger Breite. Zum Zeitpunkt der Erzeugung t=0 ist die Elektronenverteilung punktförmig. Zudem ist vorrausgesetzt, daß keine Elektronenanreicherung z.B. durch Ionisation und keine Elektronenverluste z.B. durch Anlagerung an Moleküle auftreten. Danach wird die Dichteverteilung mit zeitabhängiger Breite beschrieben,

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}}\, exp - \left(\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}\right) dx \quad , \tag{2.6}$$

wobei D [cm^2/s] die Diffusionskonstante bezeichnet.
Die Breite der Verteilung ist gegeben durch

$$\sigma_{diff} = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D\frac{L}{v_D}} \tag{2.7}$$

und kann auch in Abhängigkeit vom Driftweg L und der Driftgeschwindigkeit v_D ausgedrückt werden.

Die Diffusion der Elektronen läßt sich durch die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \tag{2.8}$$

mit der Teilchendichte N, dem Streuwirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ und der mittleren thermischen Energie $\overline{\epsilon}$ berechnen [7] [8]:

$$D = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)}\sqrt{\frac{\overline{\epsilon}}{2m_e}} \quad . \tag{2.9}$$

Unter dem Einfluß eines homogenen elektrischen Feldes bewegt sich zusätzlich der Schwerpunkt der Elektronenverteilung mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit v_D in Feldrichtung. Die Bewegung der Elektronen in einem Gas unter der Wirkung eines homogenen, zeitlich konstanten elektrischen Feldes wird durch drei Transportparameter vollständig beschrieben: der Driftgeschwindigkeit v_D, dem transversalen und dem longitudinalen Diffusionskoeffizienten D_t und D_l. Die Transportkoeffizienten v_D, D_t und D_l sind durch das Gas bestimmt und Funktionen der elektrischen Feldstärke, der Gasdichte und der Temperatur.

Die mittlere quadratische zeitliche Verschiebung im Ort in longitudinaler und transversaler Richtung ist gegeben durch:

$$\sigma_t^2(t) = 2D_t t = \frac{2D_t}{v_D}L \quad und \quad \sigma_l^2(t) = 2D_l t = \frac{2D_l}{v_D}L \quad . \tag{2.10}$$

Für die driftgeschwindigkeitsabhängigen Diffusionskoeffizienten D_T und D_L $[\mu m/\sqrt{cm}\,]$ erhält man:

$$D_T = \sqrt{\frac{2D_t}{v_D}} \quad und \quad D_L = \sqrt{\frac{2D_l}{v_D}} \quad . \tag{2.11}$$

Die folgende Abbildung 2.7 zeigt die gemessenen Diffusionskonstanten D_T und D_L für verschiedene Gasmischungen. Die CO_2-Gasmischungen zeigen eine deulich kleineren Diffusionkoeffizienten in longitudinaler und transversaler Richtung als die CH_4-Gasmischungen. Durch die Verringerung des longitudinalen uund transversalen Diffusionskoeffizienten ergibt sich eine bessere Zweispurtrennung für die Teilchenspuren in der TPC.

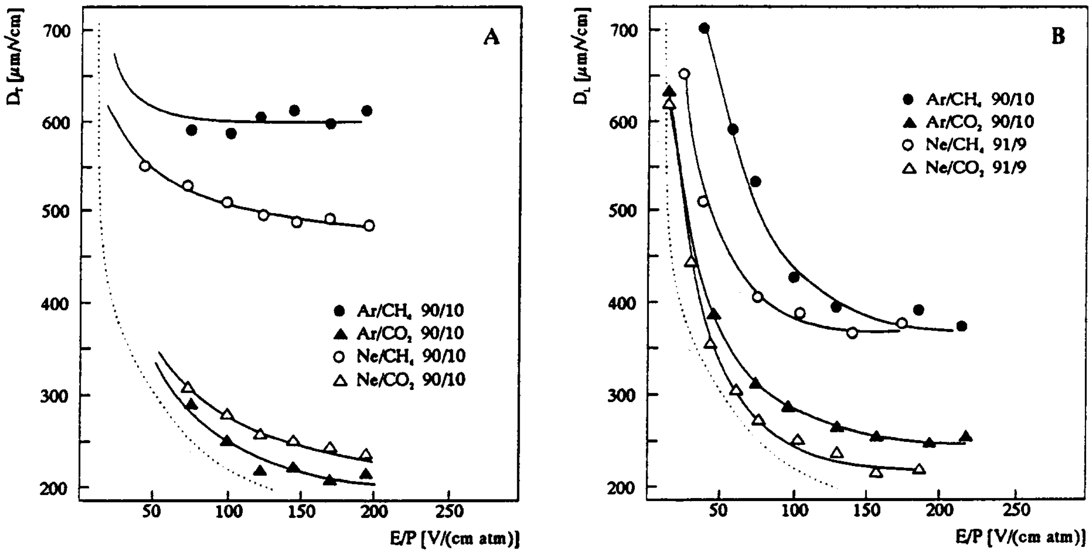

Abbildung 2.7 Gemessene Diffusionskoeffizienten für verschiedene Gasmischungen in transversaler (A) und longitudinaler (B) Richtung als Funktion des elektrischen Feldes E/P. Die gepunktete Linie kennzeichnet die thermisch bedingte Grenze [9].

Für die *VTPC*-Gasmischung Ar/CO_2 und Ne/CO_2 wurden die Diffusionskonstanten $D_L \simeq D_T \simeq 220$ μm/$\sqrt{cm}$ bei einem E/P = 200 V/cm bar gemessen.

Die Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen ergibt sich aus dem dynamischen Gleichgewicht zwischen Beschleunigung der Elektronen im Driftfeld und Energieverlust durch elastische Stöße mit den Gasmolekülen.
Für die Driftgeschwindigkeit ergibt sich mit

$$v_D = \frac{e}{\sqrt{2m_e}} \cdot \frac{1}{\sigma(\epsilon)\sqrt{\epsilon}} \cdot \frac{E}{N} \tag{2.12}$$

eine direkte Abhängigkeit vom Streuwirkungsquerschnitt [7]. Durch quantenmechanische Interferenzeffekte kommt es zur starken Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Elektronenenergie. Die Abbildung 2.8 zeigt die Abhängigkeit des Streuwirkungsquerschnittes von der Elektronenenergie mit dem charakteristischen Minimum, das für Argon bei 0.5 eV [10] liegt. Dieser für Edelgase charakteristische Verlauf des Streuwirkungsquerschnittes ist auf den *Ramsauer*-Effekt [3] zurückzuführen. Der *Ramsauer*-Effekt tritt auf, wenn eine Elektronenenergie vorliegt, bei der in den Potentialtopf des Atoms ganzzahlige Vielfache der Elektronenwellenlänge passen. Zwischen gestreuter und ungestreuter Elektronenwellenlänge ist dann keine Phasenverschiebung vorhanden. Wie in Abbildung 2.8 zu sehen ist, weist der Verlauf des Streuwirkungsquerschnittes für Neon dieses charakteristische Minimum nicht auf.

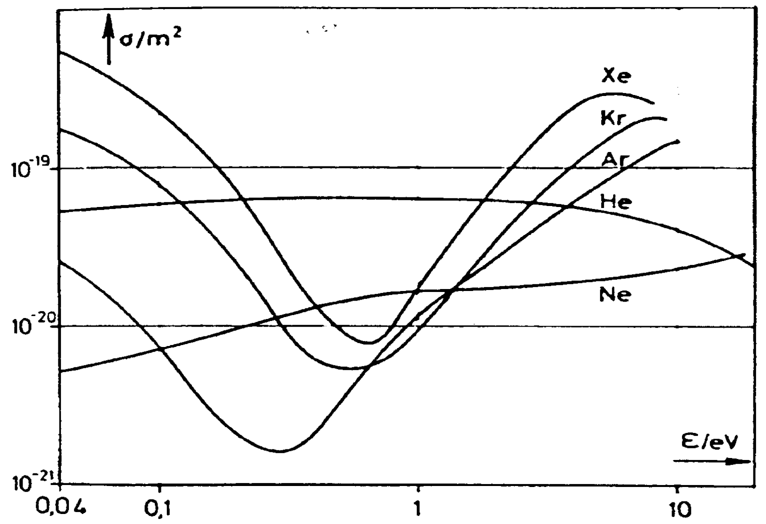

Abbildung 2.8 Ramsauer-Effekt.

Die durch Ionisation entstandenen Primärelektronen erzeugen durch weitere Ionisation im Mittel 2-3 Sekundärelektronen, die eine kinetische Energie von einigen eV besitzen. Die entstandenen Sekundärelektronen befinden sich mit ihrer kinetischen Energie noch immer über dem Wert, bei dem im Streuwirkungsquerschnitt ein Minimum erreicht wird. Durch die Zugabe von Methan oder CO_2, deren Rotations- und Vibrationsenergien unter 1 eV liegen ([11], [12], [13]), wird die kinetische Energie der Elektronen reduziert und man nähert sich somit dem Minimum des Wirkungsquerschnittes, wodurch sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas um mehr als eine Größenordnung erhöht. Wie in Kapitel 2.2.2 gezeigt wurde, ergibt sich durch die größere Driftgeschwindigkeit gleichzeitig eine Reduzierung der Diffusion in longitudinaler und transversaler Richtung.

2.2.3 Elektronendrift in Magnetfeldern

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Elektronenmobilität $\mu = (\mathrm{e}\tau/\mathrm{m})$ und dem elektrischen und magnetischen Feld läßt sich wie folgt ausdrücken [14]:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\left(\vec{E} + \omega\tau\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{B} + (\omega\tau)^2\frac{(\vec{E}\vec{B})\vec{B}}{B^2}\right) \quad . \tag{2.13}$$

Hierbei ist $\omega = (\mathrm{eB/m})$ die Zyklotronfrequenz und τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Wenn kein Magnetfeld anliegt (B=0) oder das Magnetfeld parallel zum elektrischen Feld (0,E,0) ist, d.h. B = (0,B,0), dann reduziert sich der Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit, dem elektrischen Feld und der Elektronenmobilität auf:

$$v_D = \mu E \quad . \tag{2.14}$$

Die Tabelle 2.1 zeigt die aus den gemessenen Daten des Diftgeschwindigkeitsmonitors (Kapitel 3) für die verschiedenen TPC-Gasmischungen berechnete Elektronenmobilität im E-Feld der TPC.

Gas	E [V/cm bar]	v [cm/μs]	μ_e [$cm^2V^{-1}s^{-1}$]
Ar/CO_2 91/9	180.17	1.4095	0.782 $\cdot 10^4$
Ne/CO_2 90/10	195.18	1.3616	0.698 $\cdot 10^4$
$Ar/CO_2/CH_4$ 91/4.5/4.5	147.66	2.2410	1.518 $\cdot 10^4$

Tab. 2.1 Die aus den Driftgeschwindigkeitsmonitordaten für die verschiedenen Gasmischungen berechneten Elektronenmobilitäten.

In der Praxis muß damit gerechnet werden, daß durch Feldinhomogenitäten unerwünschte $\vec{E} \times \vec{B}$ - Effekte auftreten, die zu systematischen Fehlern bei der Koordinatenbstimmung führen (vergleiche Kapitel 4.2.1). Das magnetische Feld B beeinflußt nicht nur die Driftgeschwindigkeit und die Driftrichtung, sondern verkleinert auch den Diffusionskoeffizienten von Elektronen in transversaler Richtung zum B-Feld. Ist $\vec{B}$ = (0,B,0) und D der Diffusionskoffizient im E-Feld im freien Gas, so ergibt sich für die Diffusion in den drei Raumrichtungen:

$$D_l = D_y = D \qquad D_t = D_x = D_z = \frac{D}{1+(\omega\tau)^2} \quad . \tag{2.15}$$

2.2.4 Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit v_D ist nach Gleichung 2.12 eine Funktion der Gasdichte $\left(\rho \sim \frac{P}{T}\right)$ und der elektrischen Feldstärke E des Driftfeldes. In der Literatur ist es jedoch üblich, die Driftgeschwindigkeit als Funktion von E/P darzustellen. Dabei muß der Druck P auf eine bestimmte Temperatur T_0 bezogen werden. Diese Darstellungsweise wurde auch für diese Arbeit gewählt; der Parameter E/P bezieht sich immer auf Normalbedingungen mit $T_0 = 20°C$ (293 K).
Mit der thermischen Zustandsgleichung des idealen Gases

$$PV = NkT \tag{2.16}$$

läßt sich die Gasdichte ausdrücken als:

$$\rho = \frac{N}{V} = \frac{1}{k}\frac{P}{T} \quad , \tag{2.17}$$

wobei k die Boltzmannkonstante und N die Teilchenzahl ist. Aus dieser Gleichung folgt für die normierte Dichte ρ_0 mit der Normaltemperatur T_0 und dem Normaldruck P_0:

$$\rho_0 = \frac{1}{k}\frac{P_0}{T_0} \quad . \tag{2.18}$$

Bei Gleichsetzung der beiden Gleichungen (2.17) und (2.18) über die Konstante $\frac{1}{k}$ läßt sich die Dichte beschreiben als:

$$\rho = \rho_0 \frac{P}{P_0}\frac{T_0}{T} \quad . \tag{2.19}$$

Daraus ergibt sich für den Quotienten $\frac{E}{\rho}$ folgende Abhängigkeit:

$$\frac{E}{\rho} = \frac{E}{P}\frac{T}{T_0}\frac{P_0}{\rho_0} \quad . \tag{2.20}$$

$\frac{P_0}{\rho_0}$ ist ein konstanter Wert. Damit läßt sich der funktionale Zusammenhang der Driftgeschwindigkeit mit E/P wie folgt ausdrücken:

$$v_D = f\left[konst\frac{E}{P}\frac{T}{T_0}\right] \quad . \tag{2.21}$$

Diese Darstellungsform wird in den folgenden Kapiteln gewählt, wobei E [V/cm] die elektrische Feldstärke des Driftfeldes, P [bar] der Gasdruck und T [K] die Gastemperatur ist. Die Normaltemperatur T_0 wird auf 293 K gesetzt. Die Abbildung 2.9 zeigt die aufgenommen E/P-Kurven und die Steigung der E/P-Kurven für die verwendeten TPC-Gasmischungen, die in Kapitel 3.2 zur Gaskontrolle für die Berechnung einer normierten Driftgeschwindigkeit und in Kapitel 4 zur Berechnug der TPC-Driftgeschwindigkeit verwendet werden.

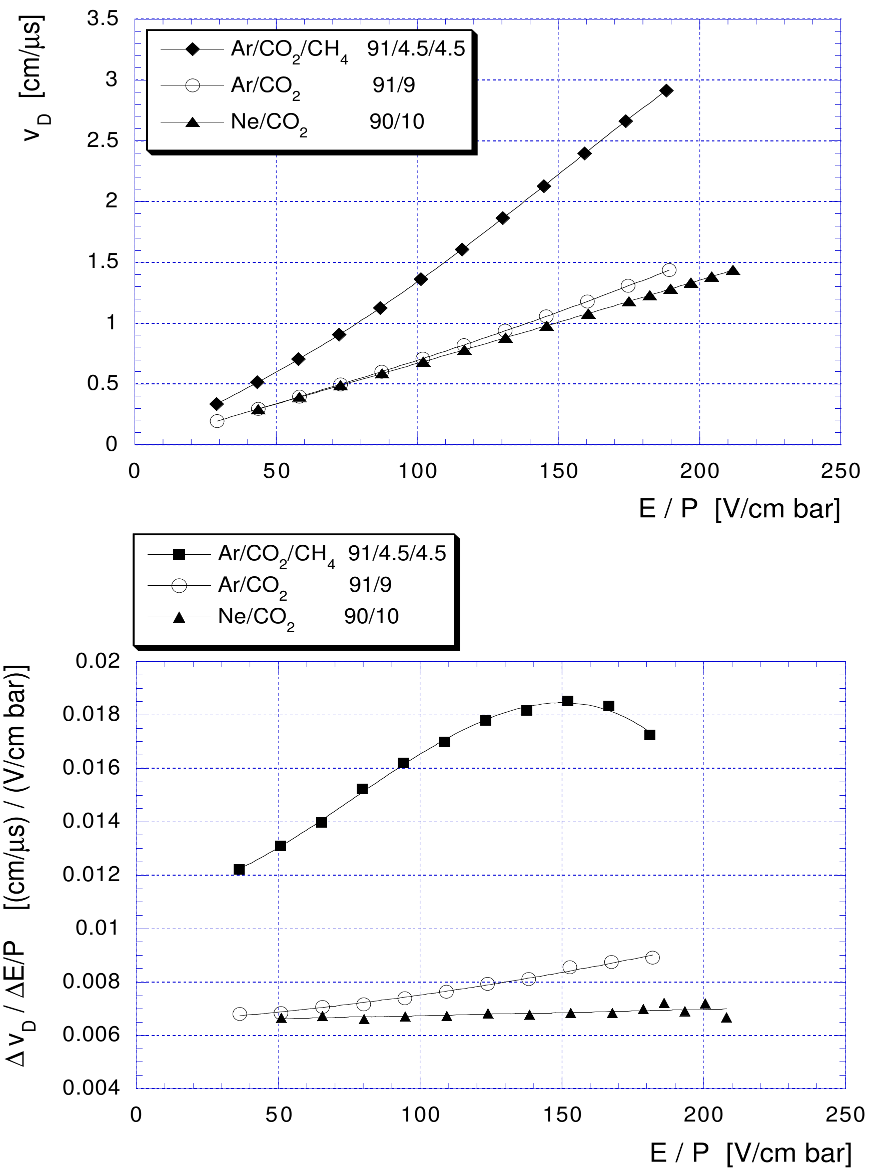

Abbildung 2.9 Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit (oben) und der Steigung (unten) vom E/P-Wert für verschiedene TPC-Gasmischungen, die im NA49-Experiment verwendet wurden. Die Messungen wurden mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Driftgeschwindigkeitsmonitor direkt im TPC-Gas durchgeführt.

2.2.5 Anlagerung von Elektronen an Gasmoleküle

Im TPC-Gas wird der Energieverlust dE/dx eines einlaufenden Teilchens über die Anzahl der bei dem Ionisationsprozeß entstandenen Elektronen bestimmt. Aufgrund der Driftstrecke, die die Elektronen von ihrem Entstehungsort bis zu der Zähldrahtebene (Verstärkungsebene) zurücklegen, können Elektronenverluste auftreten. Der Verlust von freien Elektronen hängt neben der Driftstrecke von der Gaszusammensetzung und der Energieverteilung der Elektronen ab. Liegt die Elektronenenergie über 5 eV, so kommt es zu einem starken Anstieg des Wirkungsquerschnittes für Elektronenanlagerung an Gasmoleküle. Im TPC-Gas sind vor allem die Verunreinigung mit Wasser und Sauerstoff für Elektronenverluste durch Elektronenanlagerung verantwortlich. Der Elektronenanlagerungskoeffizient C_{O_2} für Sauerstoff wird durch die Gleichung

$$N_e(t) = N_e(0) \cdot exp(-P(M) \cdot P(O_2) \cdot C_{O_2} \cdot t) \qquad (2.22)$$

bestimmt [15], in der $N_e(0)$ die Anzahl der Elektronen zum Zeitpunkt $t = 0$, $N_e(t)$ die Anzahl der Elektronen nach der Driftzeit t, $P(M)$ der Gasdruck und $P(O_2)$ der Partialdruck des Sauerstoffs ist.

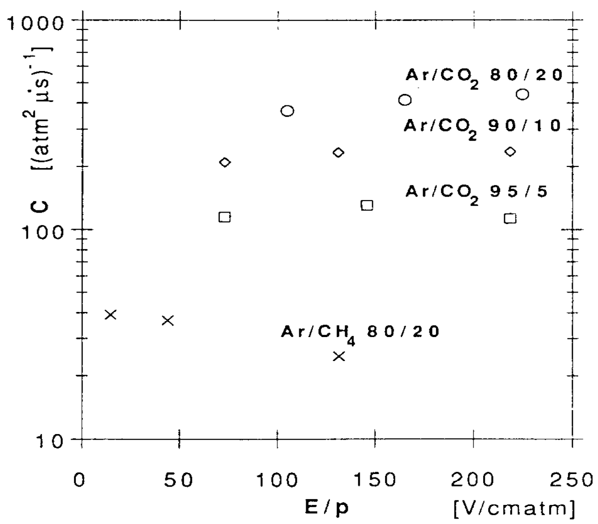

Abbildung 2.10 Elektronenanlagerungskoeffizient für Sauerstoff als Funktion des Driftfeldes für Ar/CO_2 und Ar/CH_4 Gasmischungen [16]. Bei gleichgewichteter Gasmischung liegt der Elektronenanlagerungskoeffizient für die CH_4-Gasbeimischung um mehr als eine Größenordnung unter dem der CO_2-Gasbeimischung.

H_2O lagert nur in geringem Maße Elektronen an. Erst in Gegenwart von Sauerstoff führen H_2O-Moleküle aufgrund der hohen Effizienz für Stöße mit angeregten O_2^--Ionen zu höheren Anlagerungsverlusten [17]. Der Elektronenanlagerungskoeffizient für H_2O ist wesentlich kleiner (1/1000) [15] als der für Sauerstoff. Wie in Abbildung 2.10 zu sehen ist, bewirkt die Beimischung von CO_2 zum TPC-Gas einen gegenüber der CH_4-Beimischung deutlich größeren Elektronenanlagerungskoeffizienten C_{O_2} für Sauerstoff. Bei einem Anlagerungskoeffizienten $C_{O_2} = 200\ (atm^2 \mu s)^{-1}$, einer maximalen Driftzeit t = 60 μs, einer Driftgeschwindigkeit $v_D = 2cm/\mu s$ und einem Sauerstoffanteil von 5 ppm entsteht ein Signalverlust von 10 %, der im Rahmen des Experimentes akzeptabel ist. Daher ist es notwendig, den durch die Rezirkulation anwachsenden Sauerstoffanteil durch Sauerstofffilter zu reduzieren. In den Abbildungen 2.14 und 2.15 ist der Verlauf des Sauerstoff- und Wassergehaltes im *MTPC*- und *VTPC*-Gas während der Strahlzeit dokumentiert. Hier zeigt sich, daß die Sauerstoff- und Wasserkonzentrationen sich innerhalb der akzeptablen Grenzen bewegen, die für einen 10 prozentigen Signalverlust angenommen werden.

2.3 TPC-Gassystem

2.3.1 Aufbau

Die *VTPC* und die *MTPC* besitzen aufgrund der verwendeten unterschiedlichen Gasmischungen jeweils voneinander unabhängige Gassysteme, für die jedoch, bedingt durch den identischen Aufbau, gleiche Betriebsbedingungen gelten.
Zunächst folgt für die TPC aus der Vorgabe, innerhalb von 24 Stunden betriebsbereit zu sein, eine Spülbedingung, die einen achtfachen Volumendurchsatz pro Tag vorschreibt. Das bedeutet einen Durchfluß von 33% des Volumens der TPC pro Stunde. Um dies trotz der hohen Kosten für den Ne-Gasanteil zu realisieren, wurde das TPC-Ausgangsgas in einen rezirkulierenden Kreislauf eingebunden. Dort wird es durch einen Sauerstoff- und Wasserfilter geführt, da O_2 und H_2O die Hauptverunreinigungen des Gases in der TPC sind [17]. Anschließend wird das gereinigte rezirkulierte Gas mit Frischgas gemischt und in die TPC geleitet (s. Abbildung 2.16). Für die Gasmischung $Ar/CO_2/CH_4$ der *MTPC* betrug der Frischgasanteil 10 % V/h, der rezirkulierte Anteil wurde minimal gehalten, so daß die *MTPC* fast ausschließlich mit Frischgas betrieben wurde. Das gilt auch für die *VTPC*-Gasmischung Ar/CO_2. Nachdem die *VTPC*-Gasmischung auf Ne/CO_2 wechselte, wurde auf Rezirkulation umgeschaltet. Der Gasfluß wurde mit einem rezirkulierenden Anteil von 30 % V/h und einem Frischgasanteil von 3 % V/h auf 33 % V/h gemäß der geforderten Spülbe-

dingung eingestellt. Aus der Tabelle 2.2 läßt sich das Datum des Gaswechsels in der *VTPC* entnehmen.

TPC	Gas	Beginn	Ende
VTPC	Ar/CO_2 91/9	15.11.94	5.12.94 (8:30)
VTPC	Ne/CO_2 90/10	6.12.94 (12:00)	12.12.94
MTPC	$Ar/CO_2/CH_4$ 91/4.5/4.5	30.12.94 (12:00)	12.12.94

Tab. 2.2 Einsatzzeiten der verwendeten Gasmischungen für *VTPC* und *MTPC* während der Strahlzeit.

In das Gassystem eingebundene Messungen:
(siehe Abbildung 2.16)

- Zur Gasüberwachung wurde der *CERN*-Driftgeschwindigkeitsmonitor an das Frisch- oder Einlaßgas der *MTPC* oder *VTPC* an den Meßstellen TRM1 oder TRM2 hinter den Amplitudenmonitoren angeschlossen. Die Ergebnisse der Gaskontrolle und die Bestimmung der aktuellen TPC-Driftgeschwindigkeit werden in den Kapiteln 3 und 4 ausführlich beschrieben.

- Die Amplitudenmessungen zur zusätzlichen Gasüberwachung des Frischgases und TPC-Einlaßgases wurden an den offenen Enden TRM1 und TRM2 des Gassystems durchgeführt. Die Abbildung 2.12 zeigt einen Ausschnitt der Messung im *MTPC*-Einlaßgas.

- Die Sauerstoff- und Wassermessungen wurden in der *VTPC2* und in der *MTPC-R* an den markierten Abzweigungen B,C,D,G,E,F und B',C',D',G',E',F' durchgeführt. Der an den Meßstellen B und B' gemessene Sauerstoff- und Wassergehalt am Ausgang der *VTPC* und *MTPC* ist in Abbildungen 2.14 und 2.15 dargestellt.

2.3.2 Amplitudenmessung

Neben dem Driftgeschwindigkeitsmonitor befinden sich im Gassystem zur Amplitudenmessung des Auger-Peaks Proportionalzähler, die mit einer ^{55}Fe-Quelle betrieben werden. Die Amplitudenmessung wurde zusätzlich zur Überwachung der Zusammensetzung der Gaskomponenten eingesetzt, da sie im Gegensatz zum Driftgeschwindigkeitsmonitor sensitiv auf die CO_2- und die CH_4-Komponente ist. Acht

Amplitudenzähler wurden in das TPC-Gassystem installiert, jeweils zwei Zähler nach der Frischgasmischung und den Gaseingängen der Vertex -und Main-TPC. Jeweils eines dieser Zählerpaare lief im Dauerbetrieb, das andere wurde als Vergleichszähler nur für kurze Meßzeiten zugeschaltet.
Der Amplitudenzähler wurde am CERN entwickelt und gebaut. Er besteht im wesentlichen aus einer ^{55}Fe γ-Quelle und einem Proportionalzähler [18]. Die Quelle emittiert Gammastrahlung mit einer Energie von 6 keV. Diese wird zu 87 % über den Auger-Effekt und zu 13 % über den Photoeffekt absorbiert. Die Variation der Amplitude des Auger-Peaks hängt von Druck, Temperatur und Gaszusammensetzung ab. Durch die Korrektur von Druck- und Temperaturschwankungen wird die Amplitude in Abhängigkeit der Gasmischungsänderung gesetzt. Anhand von 10.000 Ereignissen wird ein Spektrum aufgenommen und die Amplitude des Auger-Peaks bestimmt (Abbildung 2.11).

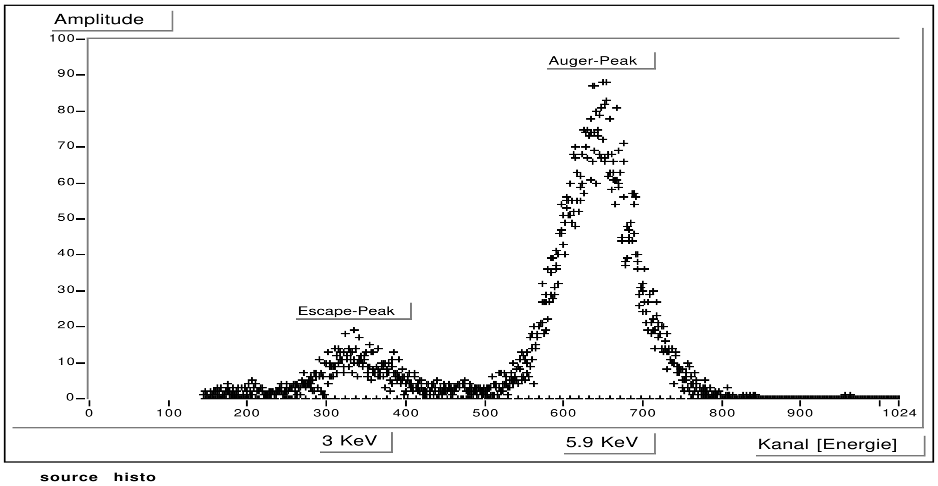

Abbildung 2.11 Amplitudenspektrum von 10.000 Ereignissen

Die Abbildung 2.12 zeigt die gemessene und die korrigierte Amplitude im *MTPC*-Gas $Ar/CO_2/CH_4$ über einen Zeitraum von 12 Tagen. Der in dieser Abbildung eingezeichnete Ausschnitt der korrigierten Amplitude ist in vergrößerter Form in Abbildung 2.13 dargestellt. Die in diesem Meßzyklus deutlich sichtbare Änderung der Amplitude steht im Einklang mit der vom Driftgeschwindigkeitsmonitor im gleichen Zeitraum aufgezeichneten Änderung (siehe Abbildung 3.16) der Driftgeschwindigkeit. Der am 2.12.94 um 10 Uhr aufgetretene Abfall der Amplitude um 1.1 % liegt signifikant über der erkennbaren Tag-Nacht-Systematik von 0.5 %, die auf Druck- und Temperaturschwankungen zurückzuführen ist, und weist eindeutig auf eine Gasmischungsänderung hin.

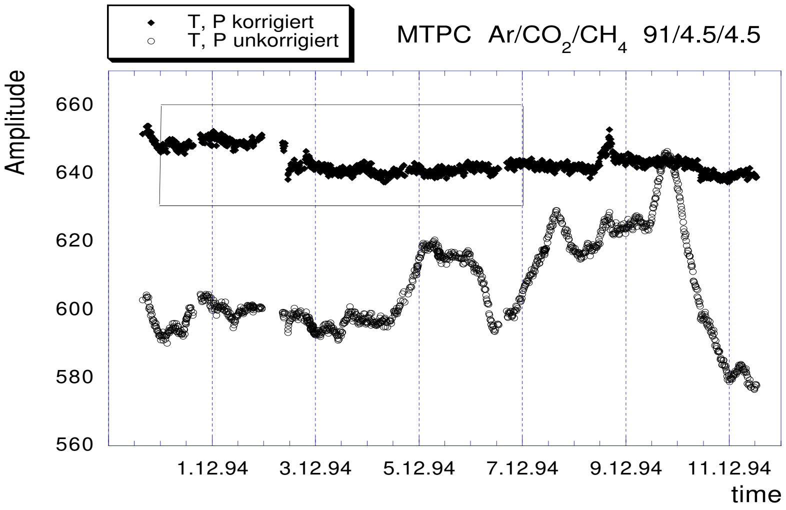

Abbildung 2.12 Die unkorrigierte und korrigierte Amplitude über 12 Tage.

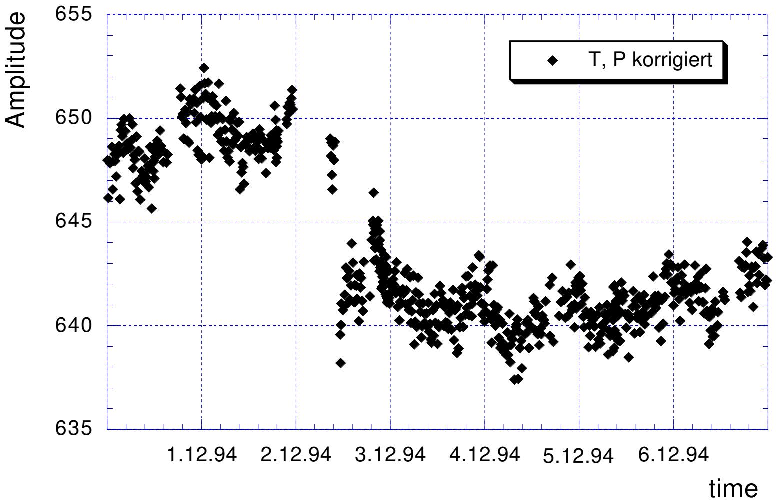

Abbildung 2.13 Die korrigierte Amplitude in einem Ausschnitt von 5 Tagen. Trotz der Tag-Nacht-Systematik von 0.5 % ist ein Abfall der Amplitude von 1.1 % zwischen dem 2. und 3.12.94 erkennbar, der auf eine Gasmischungsänderung hindeutet.

Aus den Daten des Driftgeschwindigkeitsmonitors (Kapitel 3.3, Abbildung 3.16) erhalten wir einen Abfall der normierten Driftgeschwindigkeit $\overline{v}_{norm}$ von 0.8 %. Da der Driftgeschwindigkeitsmonitor sensitiver auf die CO_2-Komponente als auf die CH_4-Komponente ist, wird die Amplitudenmessung zur Bestimmung einer Gasmischungsänderung hinzugezogen. Es ergibt sich aus beiden Messungen für die Drift-

TPC	Gas	1% $\Delta V/V$ - CO_2	1% $\Delta V/V$ - CH_4
VTPC	Ar/CO_2 90/10	- 1.4 %	-
VTPC	Ne/CO_2 90/10	- 4.7 %	-
MTPC	$Ar/CO_2/CH_4$ 85/5/10	- 0.6 %	- 1.3 %

Tab. 2.3 Relative Amplitudenänderung bei relativer Erhöhung des jeweiligen Gasanteils um 1 % des Eigenvolumens.

geschwindigkeitsänderung nach Tabelle 3.3 und für die Amplitudenänderung nach Tabelle 2.3 eine Erhöhung des CO_2-Gehaltes um 0.7 % $\Delta V/V$ und einen Anstieg des CH_4-Gehaltes im Bereich von 1 %. Aus Tabelle 2.3 ist die relative Amplitudenänderung der genauen *MTPC*-Gaszusammensetzung $Ar/CO_2/CH_4$ (91/4.5/4.5) nicht direkt ersichtlich. Die Änderung der Amplitude im $Ar/CO_2/CH_4$ (91/4.5/4.5)-Gas ist für die beiden Komponenten (CO_2 und CH_4) in etwa gleich. Bei einer Volumenänderung von 1 % liegt die Amplitudenänderung bei etwa 0.6 %.

2.3.3 Gasverunreinigungen

Zu den Hauptverunreinigungen im Gassystem zählen Wasser und Sauerstoff. Durch die Rezirkulation des Gases erhöht sich der H_2O- und O_2-Anteil im Laufe der Zeit. Durch die in das Gassystem implementierten H_2O- und O_2-Filter (s. Abbildung 2.16) wird das rezirkulierte Gas auf Frischgasqualität aufbereitet. Wie in Kapitel 2.2.5 gezeigt wurde, verursacht eine Zunahme des O_2-Gehaltes durch Anlagerung von Elektronen an das O_2-Molekül einen Signalverlust. Mit einer Sauerstoffkonzentration von 5 ppm O_2 in einer Ar/CO_2 -Gasmischung (90/10) liegt der Signalverlust mit 10 % bei *MTPC*-Bedingungen in einem akzeptablen Bereich. H_2O lagert nur in geringem Maße Elektronen an. Erst in Gegenwart von Sauerstoff führen H_2O-Moleküle aufgrund der hohen Effizienz für Stöße mit angeregten O_2^--Ionen zu höheren Anlagerungsverlusten [17]. Der Elektronenanlagerungskoeffizient für H_2O ist wesentlich kleiner (1/1000) [15] als der Elektronenanlagerungskoeffizient für Sauerstoff. Die Zunahme des H_2O-Gehaltes verringert die Elektronenmobilität und führt damit zur Driftgeschwindigkeitserniedrigung. Eine Konzentrationserhöhung von 100 ppm H_2O verringert die Driftgeschwindigkeit um 1 % (siehe Tabelle 3.3).

An verschiedenen Stellen im Gassystem wurde der Sauerstoff- und Wassergehalt im Gas gemessen [19] und überprüft. Die Abbildungen 2.14 und 2.15 zeigen den Verlauf des Sauerstoff- und Wassergehaltes im rezirkulierten Gas für die *VTPC* und *MTPC* während der Strahlzeit. In der Abbildung 2.16 sind die Meßpunkte mit B und B' gekennzeichnet. Die gemessenen Werte schwanken innerhalb der angenommen Grenzen für einen akzeptablen Signalverlust. Die durch den Wassergehalt verursachte Driftgeschwindigkeitsverringerung ist minimal.

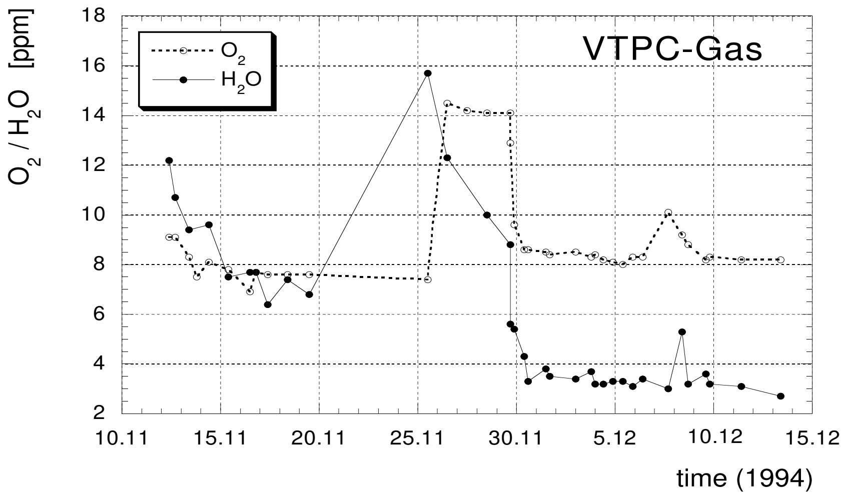

Abbildung 2.14 Die im Gassystem an der Meßstelle B gemessenenWasser- und Sauerstoffwerte im *VTPC*-Gas (Abbildung 2.16).

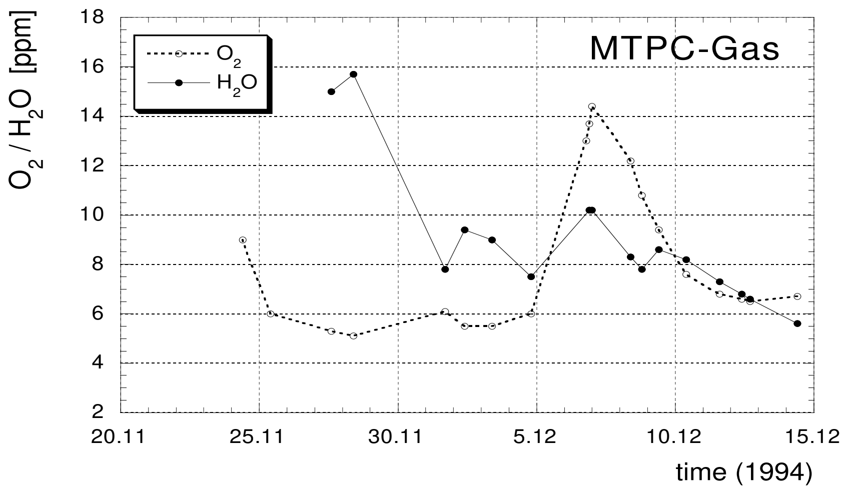

Abbildung 2.15 Wasser- und Sauerstoffwerte im *MTPC*-Gas an der Meßstelle B' (Abbildung 2.16) im Gassystem.

2.3.4 TPC-Gasmischungen

Die *VTPC* wurde anfangs mit Ar/CO_2 (91/9) und später mit Ne/CO_2 (90/10) betrieben. Für das *MTPC*-Gas wurde die Mischung $Ar/CO_2/CH_4$ (91/4.5/4.5) eingesetzt.
Im allgemeinen werden wegen ihrer hohen spezifischen Primärionisation und ihrem hohen Townsend-Koeffizienten (Anzahl der durch die Gasverstärkung pro Wegstrecke erzeugten Elektron-Ion-Paare) für Gasdetektoren Edelgase verwendet.
In der *MTPC* wurde das Edelgas Argon verwendet, das sich für TPCs als geeignet erwiesen hat [20]. Da die *VTPC* in einem starken Magnetfeld von bis zu 1.5 Tesla steht, werden die bei der Ionisation entstehenden hochenergetischen δ-Elektronen auf Helixbahnen mit kleinem Radius gezwungen und erzeugen in großer Anzahl Sekundärelektronen, die zu einer Saturation der Ausleseelektronik führen können. Daher ist es notwendig, die Anzahl der entstehenden δ-Elektronen zu minimieren. Dies geschieht, indem an Stelle von Argon Neon als TPC-Gas verwendet wird. Neon besitzt aufgrund der kleineren Kernladungszahl einen geringeren Wirkungsquerschnitt für die Entstehung von δ-Elektronen.
CO_2- und CH_4-Komponenten werden zur Stabilitätserhöhung des Zählgases eingesetzt, da sie aufgrund ihres hohen Wirkungsquerschnittes für strahlungslose Übergänge (Vibrations- und Rotationsenergie) beim Verstärkungsprozeß entstehenden Photonen absorbieren *(Quencher)*. Der Anteil der beigesetzten *Quencher* beträgt im allgemeinen etwa 10 % des Gesamtgasvolumens.
Wie die Abbildung 2.8 in Kapitel 2.2.2 zeigt, wird durch die Zugabe von CH_4 und CO_2 zu Argon die Driftgeschwindigkeit erhöht. Der Diffusionskoeffizient, der von der Driftlänge abhängt, ist für CH_4 größer als für CO_2, deshalb wird ein Teil des CH_4-Gehaltes durch einen CO_2-Anteil ersetzt (Abbildung 2.7). Die CH_4-Komponente bewirkt bei einem elektrischen Driftfeld bis zu 200 V/cm eine Driftgeschwindigkeitserhöhung, während die CO_2-Komponente bei diesen kleinen Feldstärken eine Driftgeschwindigkeitserniedrigung verursacht [3]. Der Wirkungsgrad der CH_4-Komponente ist aber größer als der der CO_2-Komponente, daher ergibt sich bei der verwendeten *MTPC*-Gasmischung als Resultat eine Driftgeschwindigkeitserhöhung. Die Beimischung von CO_2 verursacht nach Kapitel 2.2.5 einen größeren Elektronenverlust durch Elektronenanlagerung, der in einem Signalverlust resultiert. Da der Elektronenanlagerungsverlust direkt proportional zur Driftzeit ist, wird vor allem in der *MTPC* - bei einer maximalen Driftstecke von 1.10 m - eine höhere Driftgeschwindigkeit angestrebt. Daher ist es notwendig, für die Gasmischung eine optimale Balance zwischen den Vor- und Nachteilen der Gaskomponenten zu finden. Da die maximale Driftstrecke in der *VTPC* nur 66 cm beträgt, kann zu Gunsten der Verringerung der transversalen und longitudinalen Diffusionskoeffizienten und der Driftgeschwin-

digkeit der CO_2-Anteil erhöht werden. Durch Verringerung der Driftgeschwindigkeit ist es möglich, den Informationsgehalt bei einer hohen Teilchendichte und begrenzter Zeitauflösung der Elektronik zu vergrößern. Der durch die Ersetzung des CH_4-Anteils durch CO_2 vergrößerte Signalverlust durch Elektronenanlagerung ist aufgrund der im Vergleich zur $MTPC$ kleineren Driftzeit gerechtfertigt.

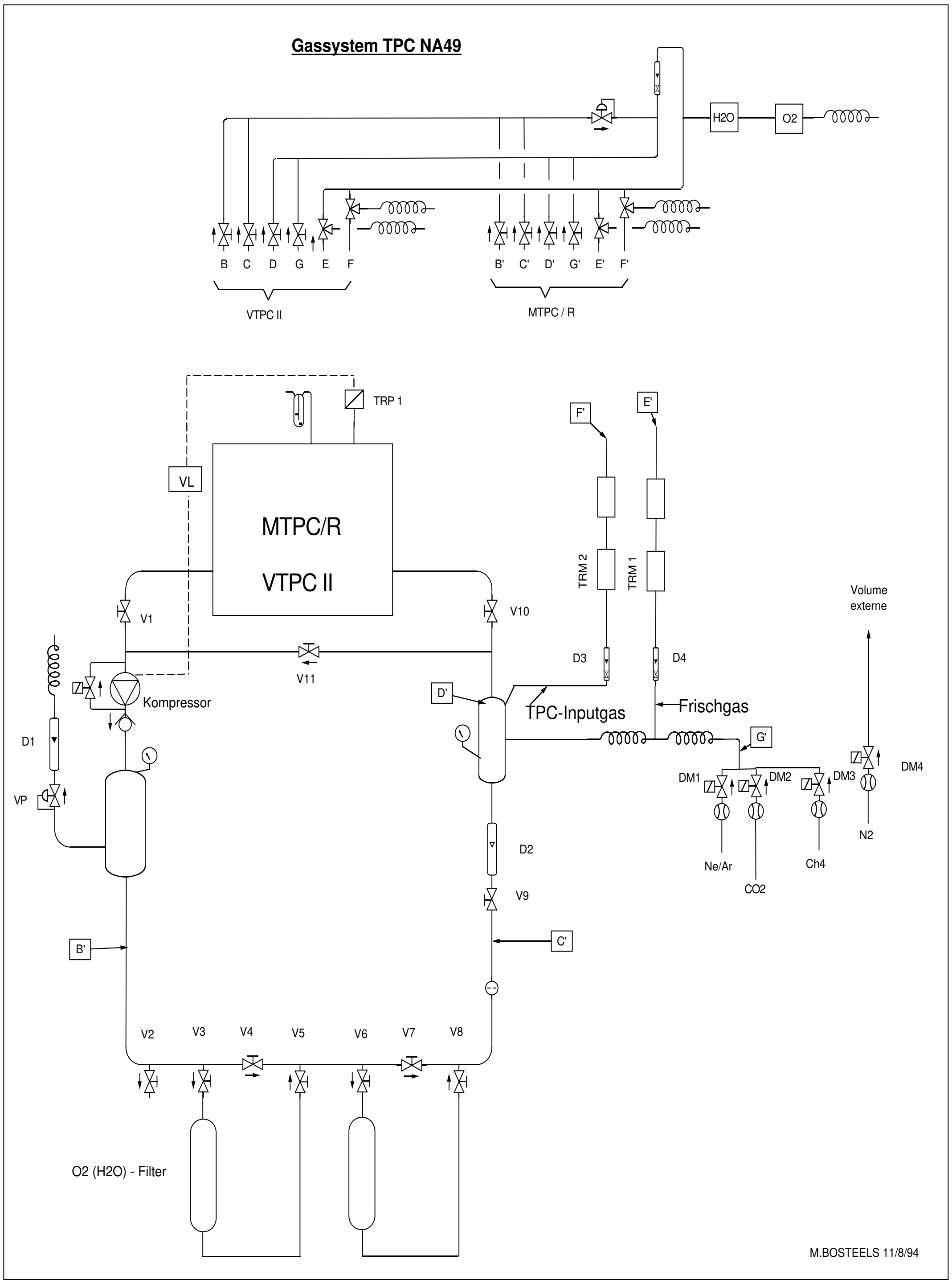

Abbildung 2.16 Schematischer Aufbau des NA49 TPC-Gassystems [21]. Da für *VTPC2* und *MTPC-R* verschiedene Gasmischungen verwendet wurden, gab es zwei getrennte Gassysteme dieser Art. Der Sauerstoff- und Wassergehalt wurde an den Meßsttellen A,B,C,D,E,F im *VTPC*-Gassystem und an den äquivalenten Meßstellen in der *MTPC* gemessen. Jeweils zwei Amplitudenmonitore wurden an TRM1 und TRM2 an das Frisch- und Einlaßgas der TPCs angeschlossen. Der Driftgeschwindigkeitsmonitor wurde für die Messung im *VTPC*- oder *MTPC*-Gassystem an das Frisch- oder Einlaßgas der TPCs angeschlossen.

.

3 Driftgeschwindigkeitsmessung

Ein Ziel dieser Arbeit war es ein System zu entwickeln, das es ermöglicht, die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im TPC-Gas aufzuzeichnen. Aus der Driftgeschwindigkeit läßt sich zum einen die momentane Driftgeschwindigkeit in der TPC bestimmen und zum anderen dient sie zur Überwachung der Gaszusammensetzung. Im Folgenden wird die Funktionsweise und die Auswertung der Meßdaten eines Driftgeschwindigkeitsmonitors erläutert. Die Daten werden auf Druck- und Temperaturschwankungen korrigiert, um Gasmischungsänderungen aufzuzeichnen. Anhand der korrigierten Daten wird in Kapitel 4 die Driftgeschwindigkeit in der TPC ermittelt.
Für die Driftgeschwindigkeitsmessung standen zwei Driftgeschwindigkeitsmonitore zur Verfügung, die sich im mechanischen Aufbau unterscheiden. Davon wurde einer Rahmen dieser Arbeit an der GSI entwickelt (*Goofie*) und gebaut. Während der Strahlzeit im November '94 wurde jedoch nur der *CERN-Monitor* in das TPC-Gassystem implementiert. Zur Beurteilung der Meßgenauigkeit der beiden Systeme wurden nach der Strahlzeit Vergleichsmessungen zwischen dem *CERN-Monitor* und *Goofie* durchgeführt (Kapitel 3.5).

3.1 Aufbau und Auslese des Driftgeschwindigkeitsmonitors

3.1.1 Aufbau

Für die Driftgeschwindigkeitsmessung wurde am CERN ein Driftgeschwindigkeitsmonitor entwickelt und gebaut, der im wesentlichen aus zwei ^{241}Am α-Quellen und drei Proportionalzählern (*Top, Bottom und Pickup*) besteht (Abbildung 3.1) [22].
Die beiden im Abstand von 10 cm liegenden kollimierten α-Quellen emittieren un-

abhängig voneinander α-Teilchen mit der Energie von 5.486 MeV. Die α-Teilchen fliegen mit einer Rate von 1 Hz orthogonal zum Driftkanal in den Proportionalzähler und werden gestoppt. Sie erfahren dabei einen Energieverlust dE/dx, indem sie das Zählgas entlang ihrer Trajektorie anregen und ionisieren. Die in einem Abstand bis zu 2.5 mm vom Proportionaldraht (Durchmesser: 20μm), begrenzt durch die Lochblende, enstandenen Elektronen werden zum Anodendraht beschleunigt und in einem lawinenartigen Prozeß gasverstärkt. Durch die Trennung der Ladungsträger der in der Gasverstärkung entstandenen Elektronen-Ionen-Paare wird ein Signal auf die Kathode des Proportionalzählers induziert, das als Startsignal der Elektronendrift von *Top* oder *Bottom* dient. Aufgrund des angelegten elektrischen Feldes werden die im Driftkanal entstandenen Primärelektronen der Ionisationsspur als Elektronenwolke durch den Driftkanal in den Stopzähler *Pickup* transportiert. Die Signale *Top*, *Bottom* und *Pickup* der Proportionalzähler werden zu den auf dem Monitorgehäuse montierten Vorverstärkern geführt und in die Hauptverstärker weitergeleitet.

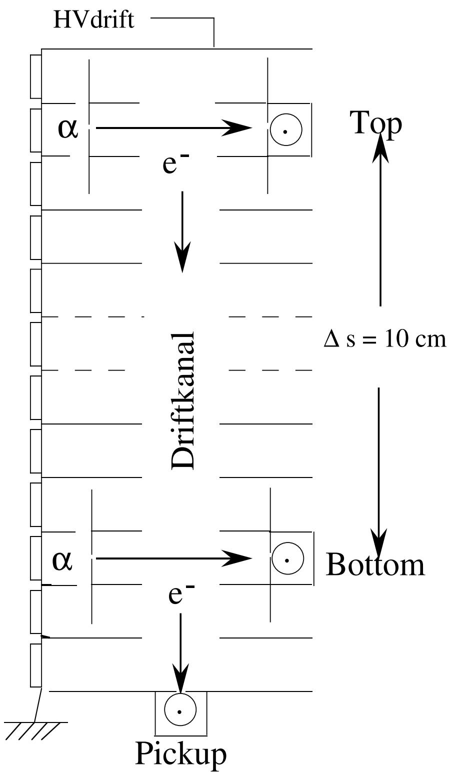

Abbildung 3.1 Schematischer Aufbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors mit zwei α-Quellen und drei Proportionalzählern *Top, Bottom* als Startzähler und *Pickup* als Stopzähler. Das reduzierte elektrische Driftfeld wurde mit einer Kette von 1 MΩ Widerständen erzeugt.

3.1.2 Auslese

Die beiden unabhängigen Startsignale *Top* und *Bottom* werden über ein OR-Glied in einen Diskriminator geführt und von dort als logisches Startsignal in den Triggereingang des *Waveform Digitizers* (WD) [23] gegeben. Der WD digitalisiert mit einer Frequenz von 100 MHz die in die Kanäle 1 und 2 eingehenden Signale und schreibt sie in den vorher eingerichteten Speicher, der zyklisch überschrieben wird. Durch das Triggersignal wird eine Markierung gesetzt, ab der die Werte im Speicher nicht mehr überschrieben werden, und der Digitalisierungsprozeß stoppt. Ab dem markierten Startpunkt kann das Memory ausgelesen werden. In Kanal 1 des WD wird das analoge Signal *Pickup* gegeben, das die Ankunftszeitverteilung der gedrifteten Primärelektronen der Ionisationsspur der beiden α-Quellen zeigt. Für die Elektronen von *Top* und *Bottom*, die eine Driftwegdifferenz von 10 cm haben, ergeben sich zwei zeitlich getrennte Ankunftszeiten. Im Kanal 2 wird das Startsignal *Bottom* als Unterscheidungskriterium für die beiden unabhängigen Stopsignale aufgezeichnet. Die digitalisierten Daten des WD wurden mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Macintosh LabView Programm ausgelesen und analysiert. Die Driftgeschwindigkeitsmessung wurde anhand von 50 gemittelten Einzelmessungen der Driftzeiten von *Top* und *Bottom* durchgeführt (Abbildung 3.3).

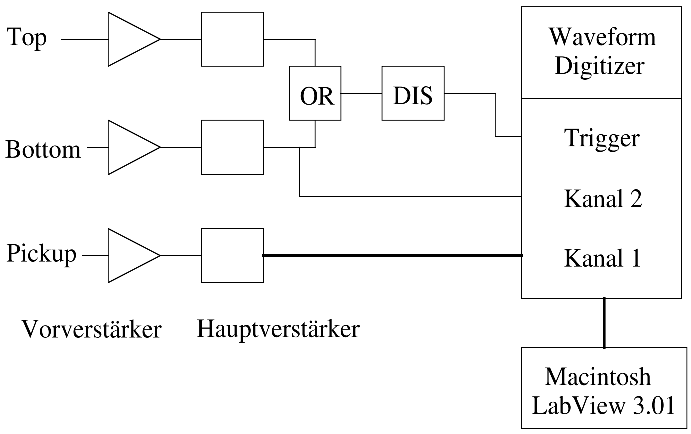

Abbildung 3.2 Schaltbild für die Auslese des Driftgeschwindigkeitsmonitors. *Top* und *Bottom* geben die Startsignale, die in den Triggereingang des WD geführt werden. Das *Pickup*-Ankunftszeitsignal wird aus Kanal 1 ausgelesen, während das *Bottom*-Signal aus Kanal 2 zur Unterscheidung der beider Triggersignale (*Top* oder *Bottom*) dient.

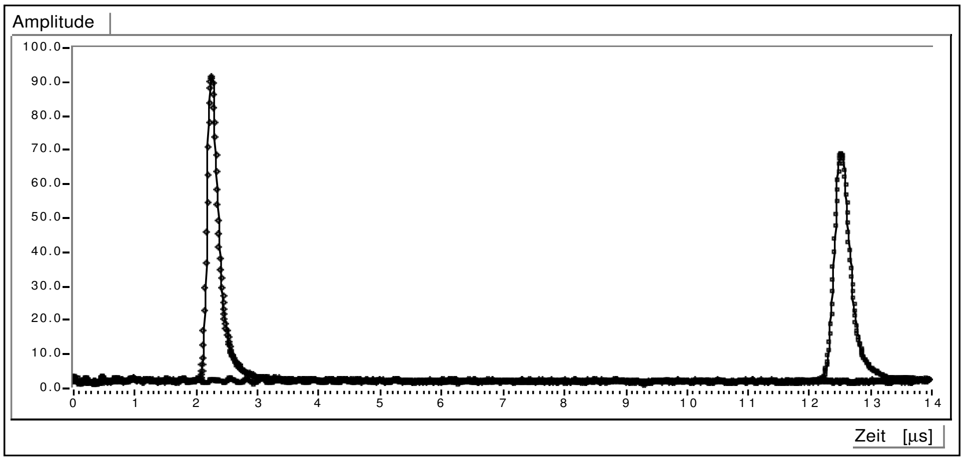

Abbildung 3.3 Diese Abbildung zeigt die im *Pickup*-Proportionalzähler gemessenen 50 aufaddierten und gemittelten Ereignisse. Der Zeitnullpunkt ist durch den Start von *Top* bzw. *Bottom* gegeben. Die Driftzeit der Elektronen der α - Quellen *Bottom* und *Top* beträgt etwa 2 μs und 12.5 μs. Der Abstand der α - Quellen zueinander beträgt 10 cm.

Die Driftgeschwindigkeit v erhält man aus dem Abstand der beiden α-Spuren Δs (vergleiche Abbildung 3.1) und der Differenz der Ankunftszeiten (t_{Bottom}, t_{Top}) der beiden gedrifteten Elektronenwolken:

$$v = \frac{\Delta s}{t_{Bottom} - t_{Top}} \qquad \left[\frac{cm}{\mu s}\right] \quad . \tag{3.1}$$

Zur Bestimmung der Driftzeitdifferenz hat sich das Maximum als sinnvolle Charakterisierung der leicht asymmetrischen Signalkurven erwiesen. Aus der Streuung der Einzelmessungen ergibt sich für den statistischen Fehler der Driftgeschwindigkeit eine Standardabweichung, die kleiner als 0.1 % ist.

3.1.3 Arbeitspunkte der Proportionalzähler

Die Abbildung 3.4 zeigt die aufgenommene Amplitudenkennlinie des *Pickup*-Proportionalzählers im Ar/CO_2 Gas in Abhängigkeit von der Verstärkungsspannung am *Pickup*-Draht bei einer Driftfeldspannung von 2500 Volt (Driftfeldlänge von 14.1 cm). In Abbildung 3.5 ist der Zuwachs der Steigung der Amplitude des Signals in Abhängigkeit der Verstärkungsspannung aufgetragen. Im Proportionalbereich ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis besser als 10:1. Die Arbeitsspannung für den *Pickup*-Draht wurde so eingestellt, daß das *Pickup*-Signal möglichst groß ist, jedoch deutlich unter der Gassaturation liegt.

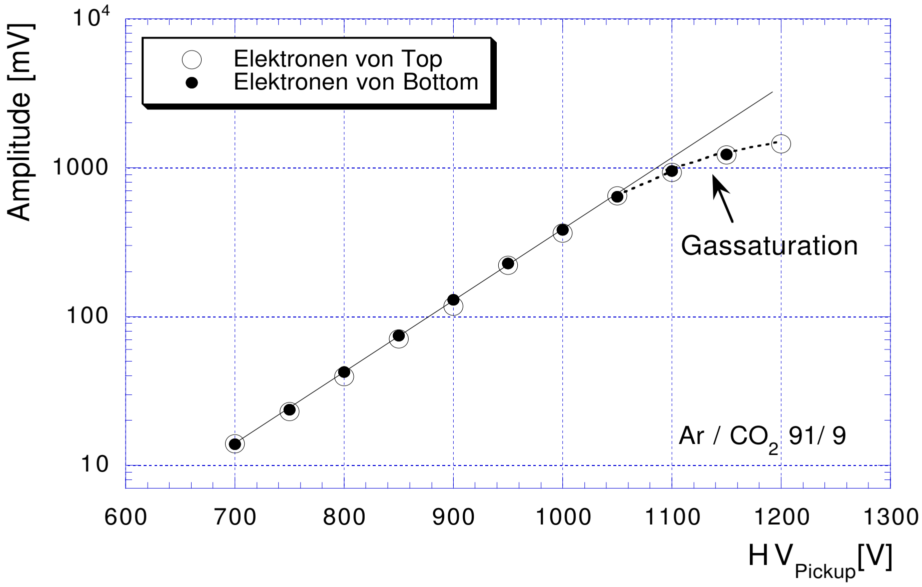

Abbildung 3.4 Amplitude des *Pickup*-Signals der von *Top* und *Bottom* gedrifteten Elektronen in Abhängigkeit der Verstärkungsspannung am *Pickup*-Draht.

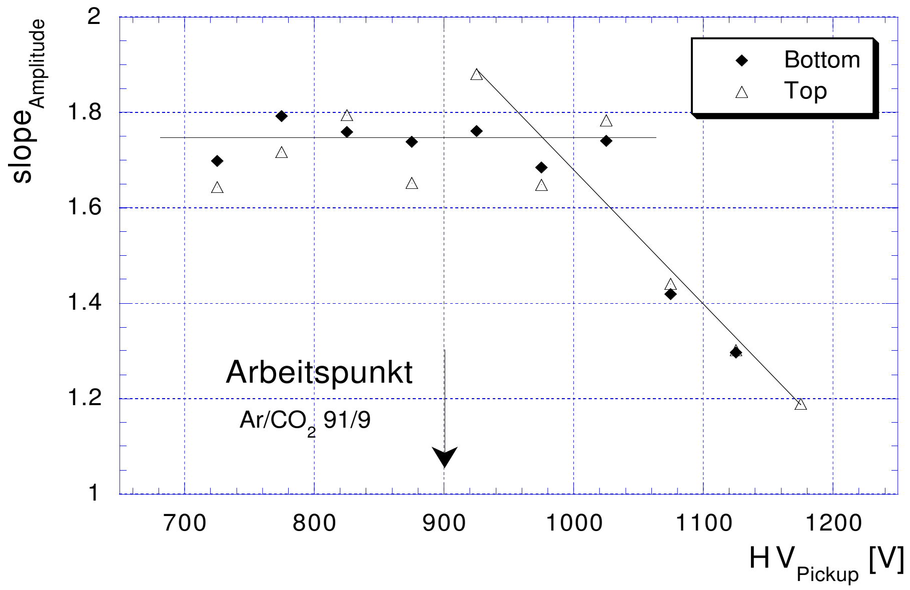

Abbildung 3.5 Zuwachs der Amplitude des *Pickup*-Signals in Abhängigkeit der Verstärkungsspannung am *Pickup*-Draht.

Für ein sinnvolles Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der beiden Startsignale *Top* und *Bottom* wurde die Verstärkungsspannung am Draht beider Proportionalzähler im Ar/CO_2 Gas auf 720 V gesetzt. Mit dem Hauptverstärker wurden die Amplituden der Signale für den Diskriminatoreingang auf 200 mV eingestellt. Die Diskriminatorschwelle wurde auf 125 mV gesetzt, um nur auf direkt in den Proportionalzähler gelangende α-Teilchen empfindlich zu sein. Es wurde nachgeprüft, daß die Höhe der Diskriminatorschwelle keinen systematischen Einfluß auf die Driftgeschwindigkeitsmessung hat (siehe Abbildung 3.18). Der *Pickup*-Proportionalzähler wurde mit einer Spannung von 900 V im oberen Proportionalbereich, jedoch deutlich unter der Gassaturation betrieben (siehe Abbildung 3.4, 3.5). Das Driftfeld E_M wurde so eingestellt, daß es bis auf etwa 8 % dem TPC-Driftfeld entspricht. Die Tabelle 3.1 zeigt die so ermittelten Arbeitspunkte für die verschiedenen TPC-Gasmischungen.

TPC	Gas	$\mathrm{HV}_{Top/Botton}$	HV_{Pickup}	HV_{Drift}	$\mathrm{E}_M[V/cm]$
VTPC	Ar/CO_2 91/9	720 V	900 V	-2450 V	173.71
VTPC	Ne/CO_2 90/10	680 V	870 V	-2600 V	184.34
MTPC	$Ar/CO_2/CH_4$ 91/4.5/4.5	730 V	870 V	-2230 V	158.11

Tab. 3.1 Arbeitsspannung der Proportionalzähler und Driftspannung des *CERN-Monitors* für die TPC-Gasmischungen

Da nur ein Driftgeschwindigkeitsmonitor eingesetzt wurde, mußte für die Messungen des *VTPC*- und des *MTPC*-Gases im Gassystem eine Umsetzung des Monitors erfolgen. Dabei war eine Gasvermischung des TPC-Gases mit der Luft im Driftgeschwindigkeitsmonitor nicht auszuschließen. Die Abbildung 3.6 zeigt die gemessene Driftgeschwindigkeit im Driftgeschwindigkeitsmonitor nach der Vermischung des TPC-Gases mit der Luft. Die Messungen zeigen, daß das Gas im Driftgeschwindigkeitsmonitor nach einer Stunde wieder die Qualität des TPC-Gases erreicht.

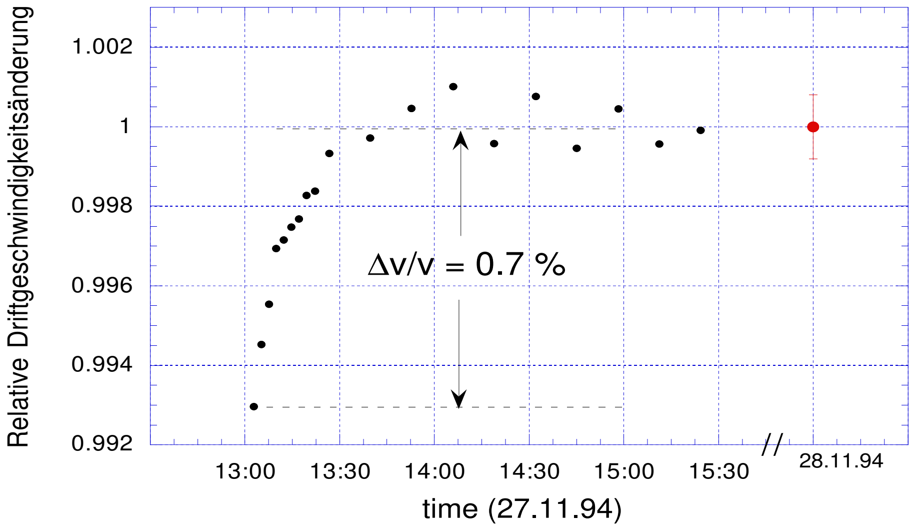

Abbildung 3.6 Beim Wechsel vom *MTPC*- zum *VTPC*-Gas ist eine Belüftung des Monitors durch das Umsetzen nicht auszuschließen. Durch das Spülen des Monitors hat das Monitorgas nach einer Stunde wieder die Qualität des TPC-Gases.

3.2 Datenauswertung und Gaskontrolle

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas ist eine Funktion der elektrischen Feldstärke und der Dichte des Gases. Bei einer Driftfeldstärke bis zu E = 200 V/cm liegt die Funktion im linearen Anstiegsbereich (siehe Abbildung 2.9). Aus diesem Grund haben Gasdichteänderungen durch Druck- und Temperaturschwankungen Driftgeschwindigkeitsänderungen zur Folge. Der Druck liegt im gesamten Gassystem um 0.5 mbar über Atmosphärendruck und variiert mit dem Außendruck. Die Temperatur im Driftgeschwindigkeitsmonitor schwankte anfangs um 20.5 ±0.8 °C, konnte jedoch durch eine installierte Klimatisierung auf 20.25 ±0.2 °C stabilisiert werden.

Bei gegebener Gasmischung ist die Driftgeschwindigkeit eine Funktion von $\left(\frac{E}{P}\right)_T$ (siehe Kapitel 2.2.4), die sich aus der elektrischen Feldstärke E [V/cm], dem Gasdruck P [mbar] und der Gastemperatur T [K] nach der Gleichung (3.2) berechnet:

$$\left(\frac{E}{P}\right)_{T_0} = \left(\frac{E}{P}\right)_T \left(\frac{T}{293K}\right) \qquad \left[\frac{V}{cm}\right] \quad . \tag{3.2}$$

Da die Driftgeschwindigkeit eine Funktion der Feldstärke und der Dichte des Gases ist, aber üblicherweise als Funktion von E/P dargestellt wird, muß die Dichte auf eine bestimmte Temperatur T_0 bezogen werden. Diese Darstellungsweise wurde in dieser

Arbeit gewählt; der Parameter E/P bezieht sich immer auf Normalbedingungen mit $T_0 = 293$ K. Bei Temperaturen, die von T_0 abweichen, wird das gemessene E/P mit dem Temperaturquotienten nach Gleichung (3.2) multipliziert.

Für den Driftgeschwindigkeitsmonitor ergeben sich nun die Werte E/P_M und v_M aus der direkten Messung, wobei sich E/P_M aus E_M, P_M und T_M berechnet.

a.) E/P und v im Driftgeschwindigkeitsmonitor

v_M [cm/μs] : Driftgeschwindigkeit im Monitor
E/P_M [V/cm bar] = E/P(T_M, P_M, E_M)
T_M [K] : Temperatur im Driftgeschwindigkeitsmonitor
$P_M = P_{Gas}$ [bar] : Druck im Gassystem
E_M [V/cm] : Elektrische Feldstärke im Monitor

Die gemessenen Driftgeschwindigkeiten v_M unterliegen den Druck- und Temperaturschwankungen. Um eine von Temperatur und Druck unabhängige Größe zu erhalten, werden alle Meßwerte auf einen festgelegten E/P-Wert umgerechnet. Dieser Wert wird auf das E/P_{norm} bei TPC-Normalbedingungen (T=293 K, P=970 mbar) gelegt, da diese Daten außerdem zur Berechnung der TPC-Driftgeschwindigkeitsschwankung verwendet werden.

b.) E/P und v (normierte Driftgeschwindigkeitsmonitordaten)

v_{norm} [cm/μs] : Berechnete Driftgeschwindigkeit bei E/P_{norm}
E/P_{norm} [V/cm bar] = $E/P(T$=293 K, P=970 mbar, $E_{TPC})$
E_{TPC} [V/cm] : Elektrische Feldstärke in der TPC

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von E/P wurde aufgenommen, indem die Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen E/P Werten durch Variation der Driftfeldspannung (von 400 V - 2800 V) gemessen wurde.

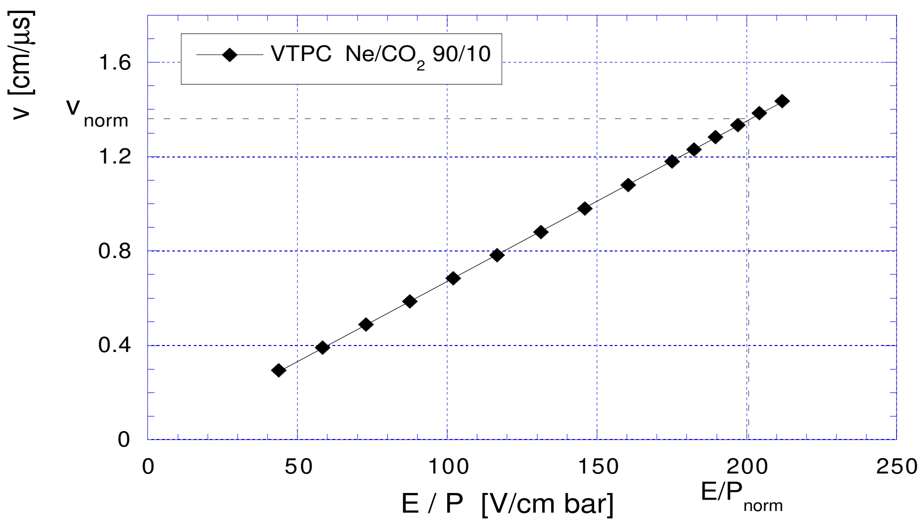

Abbildung 3.7 Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von E/P. Die Driftgeschwindigkeit wurde für verschiedene Driftfeldspannungen im Ne/CO_2 Gas gemessen. Für die *VTPC* liegt das E/P bei einer Gastemperatur von 20 °C und einem Gasdruck von 970 mbar bei E/P_{norm} = 201.22 V/cm bar. Durch Druck-und Temperaturschwankungen in der TPC schwankt das E/P um den E/P_{norm}-Wert.

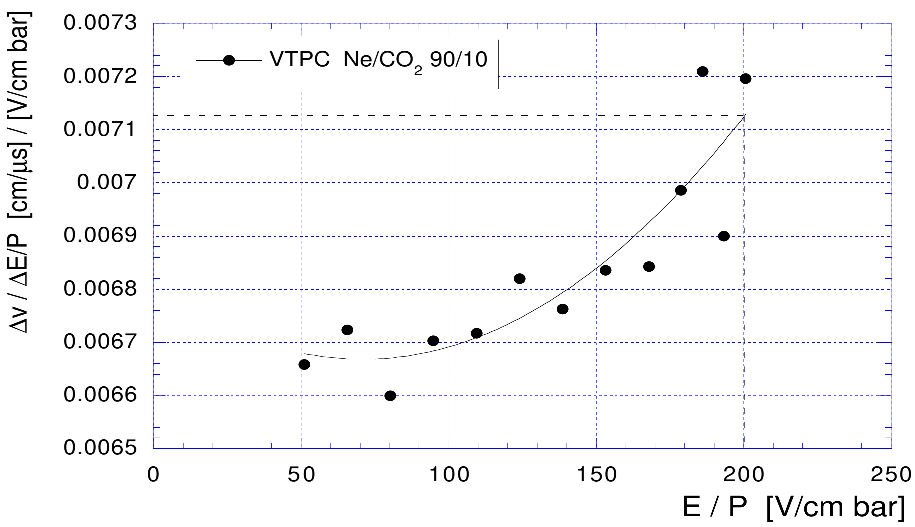

Abbildung 3.8 Die Ableitung der E/P-Kurve. Die Steigung wird zur Umrechnung der im Driftgeschwindigkeitsmomitor gemessenen Driftgeschwindigkeit auf die normierte Driftgeschwindigkeit v_{norm} und die TPC-Driftgeschwindigkeit v_{TPC} (siehe Kapitel 4) verwendet.

Für die Umrechnung von v_M auf v_{norm} wird zunächst die Steigung m der E/P- Kurve ermittelt, indem die Ableitung der E/P-Kurve in Abbildung 3.8 mit einem Polynom dritter Ordnung interpoliert wird.
Die Steigung der E/P-Kurve hat die Form:

$$m = \frac{\Delta v}{\Delta(E/P)} \qquad \left[\frac{cm/\mu s}{V/cmbar}\right] \quad . \tag{3.3}$$

Durch Umformung ergibt sich:

$$v_{norm} = v_M + m(E/P_{norm} - E/P_M) \quad . \tag{3.4}$$

Das gemessene E/P_M und das feste E/P_{norm} werden mit der Steigung m in die Gleichung (3.4) zur Berechnung von v_{norm} eingesetzt.
Die Tabelle 3.2 zeigt die relative Driftgeschwindigkeitsänderung $\frac{v_M}{v_{norm}}$, die sich aus der angegebenen Druck- und Temperaturerhöhung nach Gleichung 3.2 ergibt.

Gas	$\Delta T = 1$ K	$\Delta P = 1$ mbar
Ar/CO_2 91/9	0.341 %	- 0.103 %
Ne/CO_2 90/10	0.341 %	- 0.103 %
$Ar/CO_2/CH_4$ 91/4.5/4.5	0.341 %	- 0.103 %

Tab. 3.2 Relative Driftgeschwindigkeitsänderungen, die sich aus der Variation der Gasparameter ergeben.

Während der dreißigtägigen Strahlzeit verursachte die Gasdruckvariation ΔP von 19 mbar eine relative Driftgeschwindigkeitsänderung $\Delta v/v$ von 2 % (Abbildung 3.9). Die in der gleichen Zeit im Monitorgas aufgetretene Temperaturänderung ΔT von 1.5 °C bewirkte eine Driftgeschwindigkeitsänderung $\Delta v/v$ von 0.5 % (Abbildung 3.10).

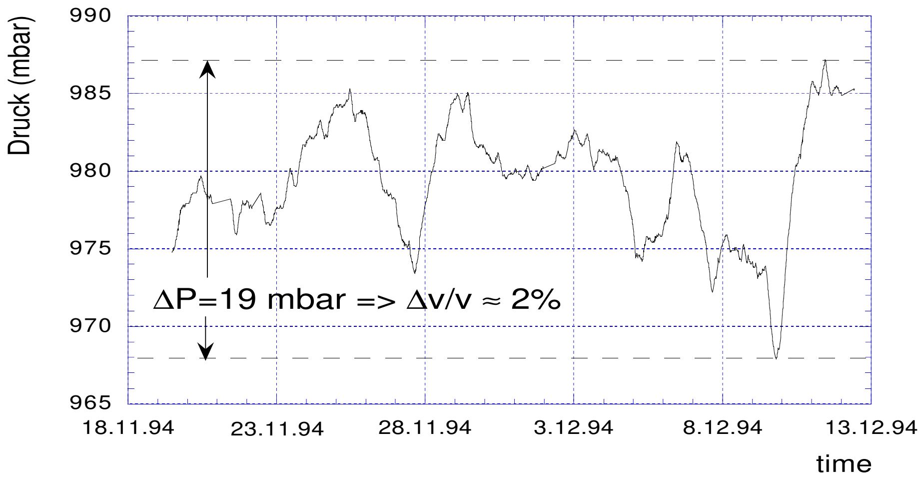

Abbildung 3.9 Druckschwankungen im Gas des Driftgeschwindigkeitsmonitors und der TPCs. Der Gasdruck liegt um 0.5 mbar über dem Außendruck.

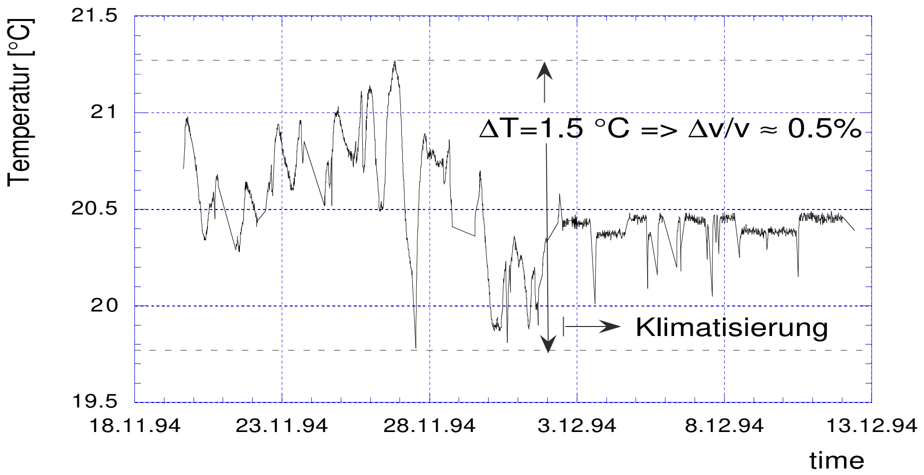

Abbildung 3.10 Gastemperaturschwankungen im Driftgeschwindigkeitsmonitor.

Die Abbildung 3.11 zeigt die im Monitor aufgezeichneten unkorrigierten Driftgeschwindigkeiten v_M im Ne/CO_2-Gas. Die Meßdaten (E/P_M; v_M) unterliegen den Druck- und Temperaturschwankungen im Driftgeschwindigkeitsmonitorgas. Die Streuung der v_M-Werte liegt bei 1.3 %. Nach der Umrechnung von v_M auf das vorher mit TPC-Normalbedingungen festgelegte E/P_{norm} (hier 201.22 V/cm bar) ergibt sich eine druck- und temperaturunabhängige Driftgeschwindigkeit v_{norm}. Die Streuung der Daten liegt nur noch bei 0.08% und unterliegt keiner erkennbaren Systematik mehr (Abbildung 3.12).

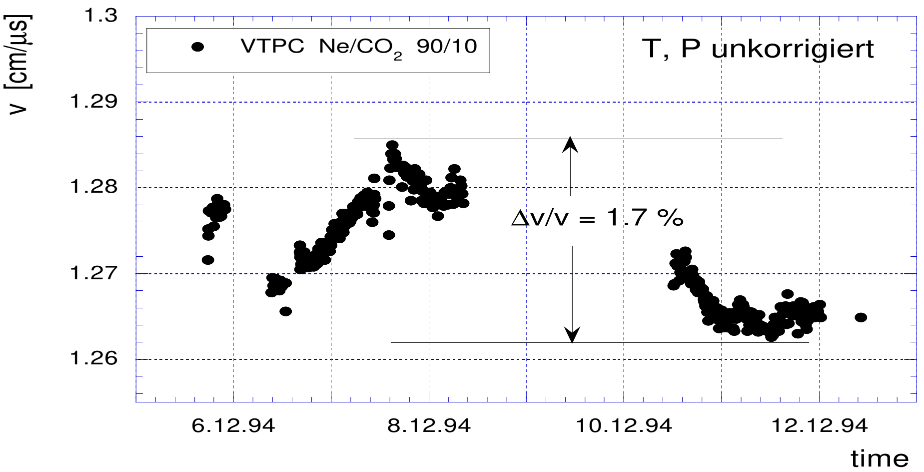

Abbildung 3.11 Die gemessene Driftgeschwindigkeit enthält die Druck- und Temperaturschwankungen.

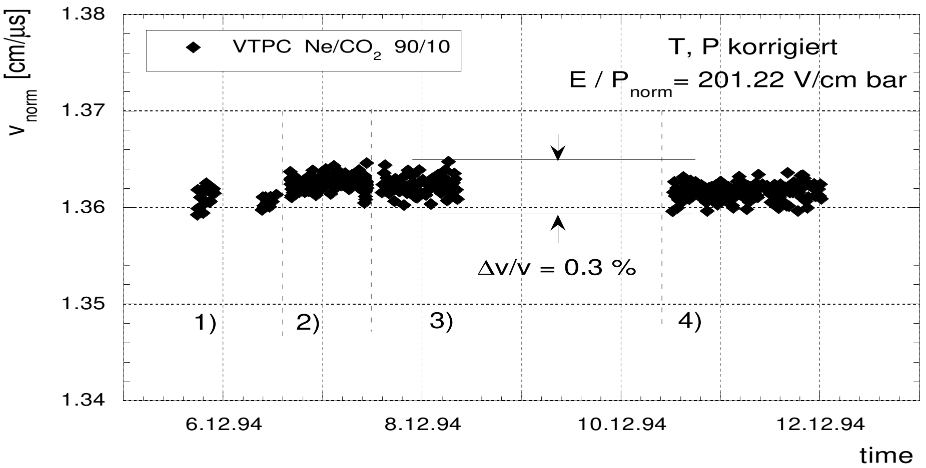

Abbildung 3.12 Die gemessene Driftgeschwindigkeit wird auf Druck- und Temperaturschwankungen korrigiert, indem die durch Gasdichteänderungen schwankenden E/P-Werte auf einen festen E/P-Wert (hier: 201.22 V/cm bar) umgerechnet werden. Der feste E/P-Wert wird auf die TPC-Normalbedingungen (T= 20°C, P= 970 mbar) gelegt, da die momentane TPC-Driftgeschwindigkeit später aus diesen Werten berechnet wird.

Im nächsten Schritt werden nach Gleichung 3.5 die Meßpunktgruppen zu einem gemittelten Punkt $\overline{v}_{norm}$ zusammengefaßt, dessen Fehlerbalken in y-Richtung die Standardabweichung darstellt (Abbildung 3.13). Der Balken in der x-Richtung (Zeitachse) gibt das Zeitintervall an, über welches die korrigierten Driftgeschwindigkeiten gemittelt wurden, wobei sich n auf die Anzahl der in den Meßpunktgruppen vorhandenen Datenpunkte bezieht:

$$\overline{v}_{norm} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} v_i \left(\frac{E}{P_{norm}} \right)_i \quad . \tag{3.5}$$

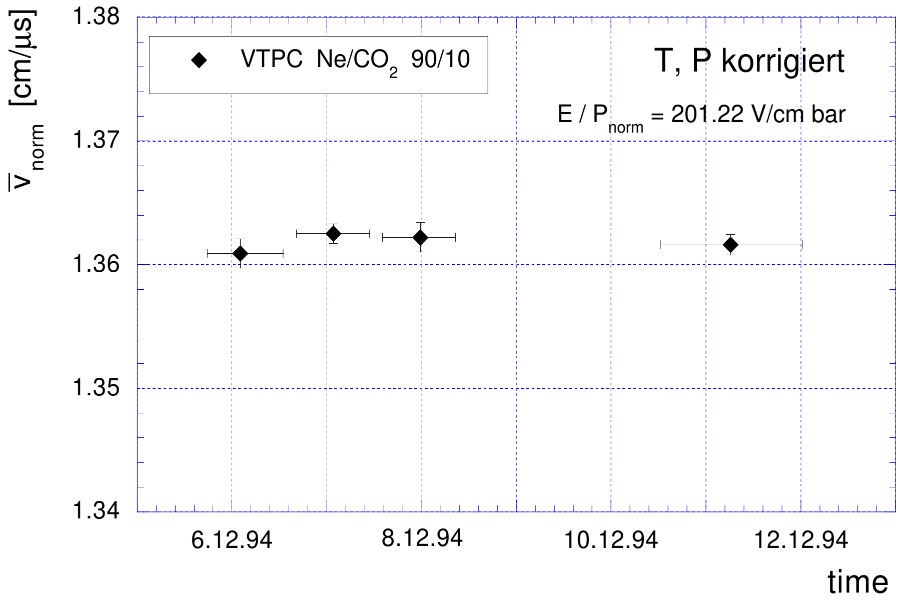

Abbildung 3.13 Auf Druck- und Temperaturschwankungen korrigierte (=normierte Driftgeschwindigkeit) und gemittelte Driftgeschwindigkeit mit der Standardabweichung in y- und dem Meßzeitraum in x-Richtung eingezeichneten Balken.

3.3 Ergebnisse der Gaskontrolle

Anhand der auf Druck- und Temperaturschwankungen korrigierten und gemittelten Daten der Driftgeschwindigkeitsmessung lassen sich Gasmischungsänderungen feststellen. Zum einen können Gasmischungsänderungen innerhalb der Gaskomponenten auftreten und zum anderen kann der Anteil der Gasverunreinigung (siehe Kapitel 2.3.3) sich ändern. Die Tabelle 3.3 gibt die relative Driftgeschwindigkeitsänderung für verschiedene Gasmischungsänderungen an [24] [25].

Gas	$\Delta V/V$ $CO_2 = 1$ %	$\Delta V/V$ $CH_4 = 1$ %	H_20 (100 ppm)
Ar/CO_2 91/9	- 0.9 %	-	- 1 %
Ne/CO_2 90/10	- 0.8 %	-	- 1 %
$Ar/CO_2/CH_4$ 91/4.5/4.5	$\sim$ - 1.0 %	$\sim$ 0.1 %	- 1 %

Tab. 3.3 Relative Driftgeschwindigkeitsänderungen (E/P $\leq$ 250 V/cm bar), die sich aus der Gasmischungsänderungen ergeben.

Zur Veranschaulichung der relativen Änderung der gemittelten normierten Driftgeschwindigkeit werden die Datenpunkte $\overline{v}_{norm}$ durch eine mittlere Driftgeschwindigkeit dividiert, die sich aus den gesamten Datenpunkten ergibt. Für Ar/CO_2 liegt der Wert bei 1.41 cm/μs, für Ne/CO_2 bei 1.3616 cm/μs und für $Ar/CO_2/CH_4$ bei 2.496 cm/μs. Diese Driftgeschwindigkeitswerte werden in der Achsenbeschriftung angegeben.
In den Abbildungen 3.14, 3.15 und 3.16 sind die relativen Änderungen der normierten und gemittelten Driftgeschwindigkeiten für die verschiedenen Gasmischungen des Driftgeschwindigkeitsmonitors über mehrere Tage dargestellt. Es läßt sich ersehen, daß der relative Fehler jeder Einzelmessung unter 0.08 % liegt und damit entspricht die Genauigkeit der Driftgeschwindigkeitsmessung der vorgegebenen Anforderung. Abbildung 3.14 zeigt die relative Änderung der gemittelten normierten Driftgeschwindigkeit im *VTPC*-Gas Ar/CO_2. Im Frischgas läßt sich keine Gasmischungsänderung feststellen. Das *VTPC*-Gas weist jedoch innerhalb von 7 Tagen einen Anstieg der gemittelten normierten Driftgeschwindigkeit um etwa 0.5 % auf. In dieser Zeit nimmt der H_2O-Gehalt im *VTPC*-Gas (Abbildung 2.14) von 10 ppm auf 3.5 ppm ab. Daraus resultiert ein Anstieg der gemittelten normierten Driftgeschwindigkeit um 0.065 %. Dies allein erklärt jedoch nicht den beobachteten Anstieg um 0.5 %. Daher ist anzunehmen, daß sich der CO_2-Anteil reduziert hat oder der CH_4-Anteil sich erhöht hat. Aus der Amplitudenmessung (Kapitel 2.3.2) läßt sich für diesen Zeitraum keine signifikante Änderung ersehen. Es läßt sich mit Hilfe der Tabelle 3.3 für die Driftgeschwindigkeitsänderungen und Tabelle 2.3 für die Amplitudenänderung eine Aussage über die Gasmischungsänderungen herleiten. Als Ergebnis der beobachteten Messungen, erhält man eine Erniedrigung des CO_2-Gehaltes um 0.4 % und eine Erhöhung des CH_4-Gehaltes um 0.4 %.

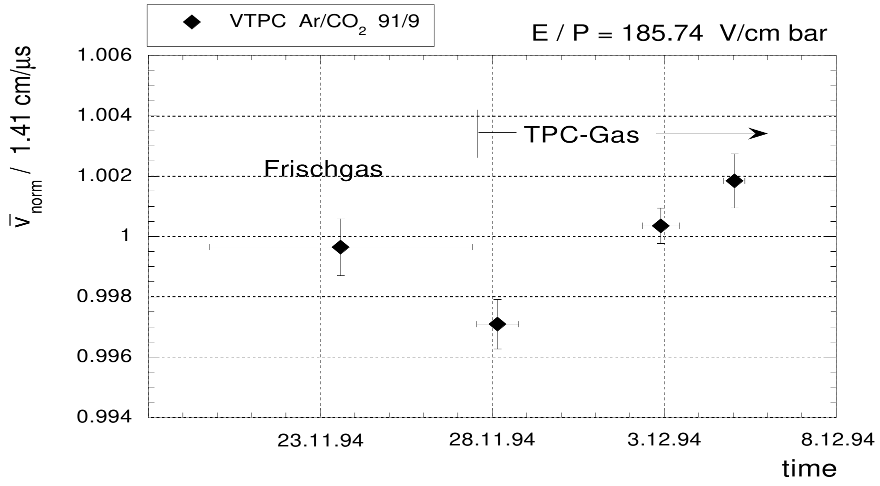

Abbildung 3.14 Relative Änderung der gemittelten normierten Driftgeschwindigkeit innerhalb von 16 Tagen im *VTPC*-Gas Ar/CO_2 im Frischgas und TPC-Einlaßgas. Die Fehlerbalken in der Vertikalen geben das σ der Gaußverteilung an, in Richtung der Zeitachse ist das Meßintervall angegeben.

In der Ne/CO_2-Gasmischung nach Abbildung 3.15 ist keine Gasmischungsänderung im Frischgas sowie im *VTPC*-Gas festzustellen, da sich die Fehlerbalken der einzelnen Meßpunkte überlappen.

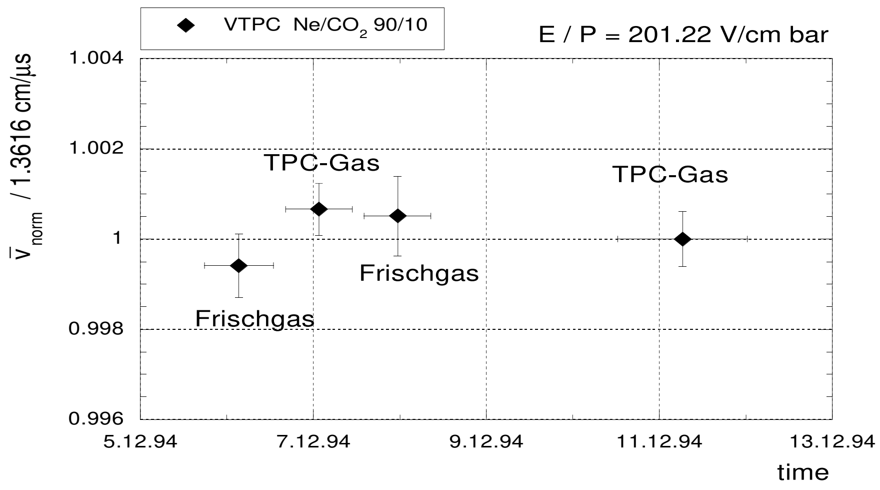

Abbildung 3.15 Relative Änderung der gemittelten normierten Driftgeschwindigkeit innerhalb von 7 Tagen im *VTPC*-Gas Ne/CO_2 am Frischgas und dem TPC-Inputgas. Die Fehlerbalken in der Vertikalen geben das σ der Gaußverteilung an, in Richtung der Zeitachse ist das Meßintervall angegeben.

Im *MTPC*-Gas $Ar/CO_2/CH_4$ fällt nach Abbildung 3.16 zwischen dem 1.12 und dem 4.12.94 eine relative Driftgeschwindigkeitsänderung um 0.8 % auf. Dies deutete schon während der Strahlzeit auf eine Gasmischungsänderung hin. Der Sauerstoff- und Wassergehalt im TPC-Gas blieb in dieser Zeit konstant auf 8.6 ppm ±1.1 ppm und 5.8 ppm ±0.3 ppm (Abbildung 2.15). Deshalb muß eine Gasmischungsänderung innerhalb der 3 Komponenten (Ar, CO_2, CH_4) des Zählgases eingetreten sein. Die Driftgeschwindigkeit ist empfindlicher auf den CO_2-Gehalt als auf den CH_4-Gehalt (siehe Tabelle 3.3). Der Amplitudenzähler ist dagegen auch sensitiv auf den CH_4-Gehalt (Tabelle 2.3). Aus dem Driftgeschwindigkeitsabfall von 0.8 % und dem gleichzeitigen Amplitudenabfall von 1.1 % ergibt sich eine Erhöhung des CO_2-Gehaltes um 0.7 % $\Delta V/V$ und des CH_4-Gehaltes um 1 % $\Delta V/V$.

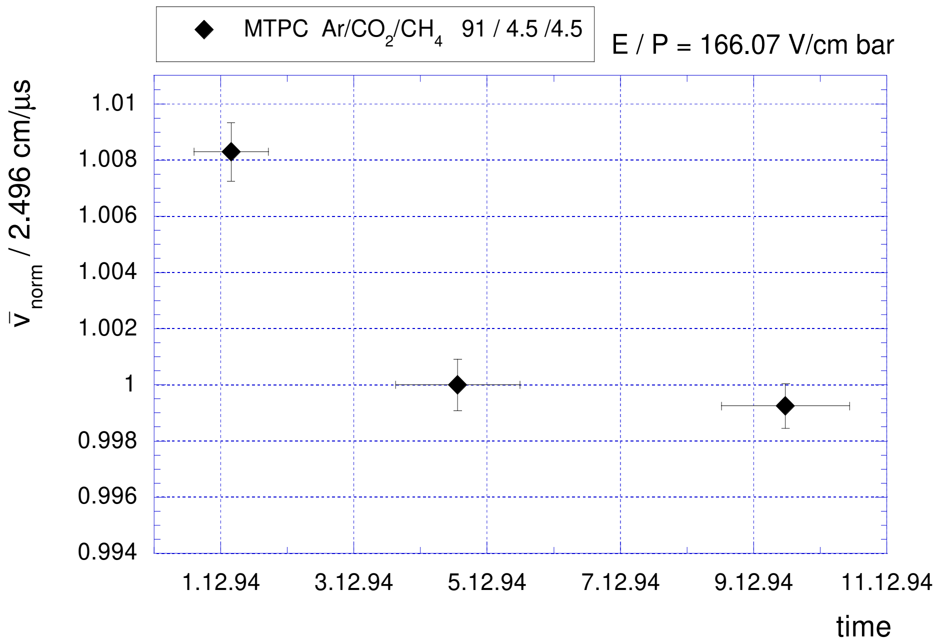

Abbildung 3.16 Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit im *MTPC*-Gas bei konstantem E/P. Der starke Abfall der Driftgeschwindigkeit um 0.8 % zwischen dem 1.12.94 und dem 4.12.94 läßt auf eine Änderung des Gasmischungsverhältnisses schließen. Aus dem gleichzeitigen Amplitudenabfall (Kapitel 2.3.2) ergibt sich eine Erhöhung des CO_2-Gehaltes um 0.7 % und des CH_4-Gehaltes um 1 %. Die Fehlerbalken in der Vertikalen geben das σ der Gaußverteilung an, in Richtung der Zeitachse ist das Meßintervall angegeben.

3.4 Fehlerabschätzung

Der statistische Fehler der Driftgeschwindigkeitsmessung im Monitor liegt unter 0.1 %. Der systematische Fehler setzt sich aus folgenden 5 Größen zusammen:

1. Gasmischung
2. Lochabstand
3. Signalasymmetrie
4. Triggerschwelle
5. Effekte im Gas durch H_2O, O_2, T, P, HV

1. Die Gaskomponenten können nur auf 1 % ihres eingestellten Volumens genau eingestellt werden, daher kann bei diesen Gasen der gemessene Wert um etwa 1 % vom Literaturwert abweichen. Für den TPC-Betrieb ist jedoch nur wichtig, daß das Mischungverhältnis der Gase während der Strahlzeit konstant bleibt.

2. Der Lochabstand von 10 cm der beiden kollimierten α-Quellen ist auf ca. 40 μm genau. Der systematische Fehler σ_{geom} liegt bei 0.04 %.

3. Aus der Ungleichheit der Asymmetrie der Signale von *Bottom* und *Top* ergibt sich ein Fehler in der Driftgeschwindigkeitsbestimmung:

$$|\sigma_{asym}| = |\frac{v_{max} - v_{mean}}{v_{max}}| = 0.07\ \% \quad . \tag{3.6}$$

4. Durch Messungen konnte gezeigt werden, daß die Driftgeschwindigkeit in diesem Fall unabhängig von der Triggerschwelle der Startsignale *Top* und *Bottom* ist (Abbildung 3.18).

5. Der Wasser- und Sauerstoffgehalt wurde gemessen. Die Werte lagen bei ca. 8 ppm. 100 ppm H_2O verursachen eine Driftgeschwindigkeitserniedrigung von 1 %. Der systematische Fehler des Wasser- und Sauerstoffmeßgerätes [19] liegt bei 0.5 ppm, so daß sich ein Fehler von 0.005 % in der Driftgeschwindigkeit ergibt. Da der Sauerstoff- und Wassergehalt im Driftgeschwindigkeitsmonitor und in der TPC der gleiche ist, trägt dieser Fehler nur bei einem Vergleich mit anderen Literaturwerten bei. Die Temperatur wurde auf 0.2 °C genau gemessen, d.h. der Fehler σ_T liegt bei 0.07 %. Für den Druck erhalten wir bei einer Absolutmessungsgenauigkeit des Meßgerätes von 0.5 mbar einen Fehler σ_P von 0.05 %. Die Spannung des Driftfeldes kann genauer als 1 Volt eingestellt werden. Das bedeutet für 2 KV einen Fehler σ_{HV} von 0.05 %.

Aus den unabhängigen systematischen Fehlern ergibt sich für den allgemeinen systematischen Fehler:

$$\sigma_{sys} = \sqrt{\sigma_{gas}^2 + \sigma_{geom}^2 + \sigma_{asym}^2 + \sigma_{H_2O}^2 + \sigma_T^2 + \sigma_P^2 + \sigma_{HV}^2} = 0.17\ \% \quad . \tag{3.7}$$

Werden die gemessenen Driftgeschwindigkeiten des Driftgeschwindigkeitsmonitors mit den extrahierten Driftgeschwindigkeiten aus den Laser- und TOF (*Time-of-Flight*)-Daten verglichen, so entfallen die Fehler $\sigma_{gas}^2, \sigma_{H_2O}^2$ und $\sigma_{O_2}^2$, da die gleichen Gasbedingungen vorliegen:

$$\sigma_{sys_{TPC}} = \sqrt{\sigma_{geom}^2 + \sigma_{asym}^2 + \sigma_T^2 + \sigma_P^2 + \sigma_{HV}^2} = 0.13\ \% \quad . \tag{3.8}$$

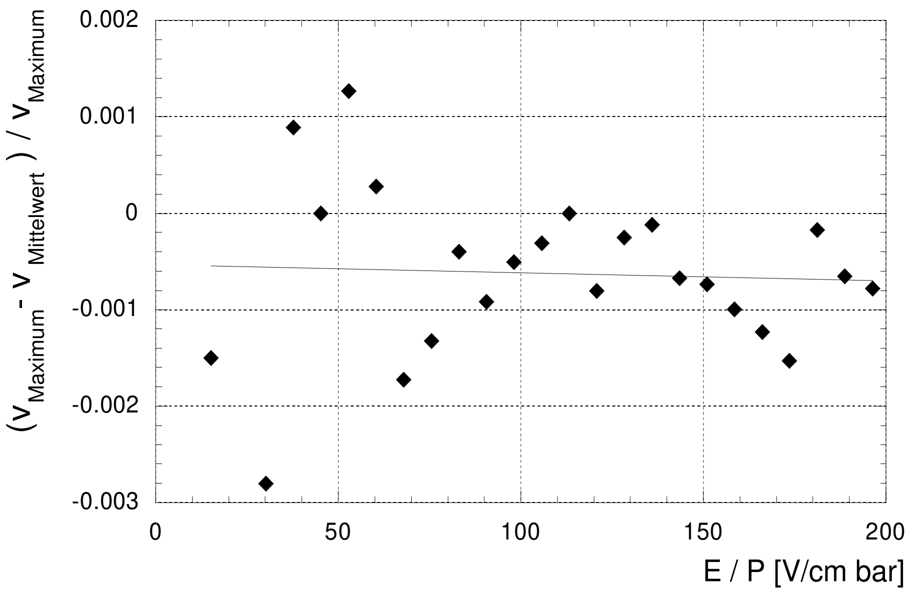

Abbildung 3.17 Systematische Driftgeschwindigkeitsänderung von 0.07 % bei E/P ≃ 170 [V/cm bar] durch Ungleichheit der Asymmetrie der Signale von *Bottom* und *Top*.

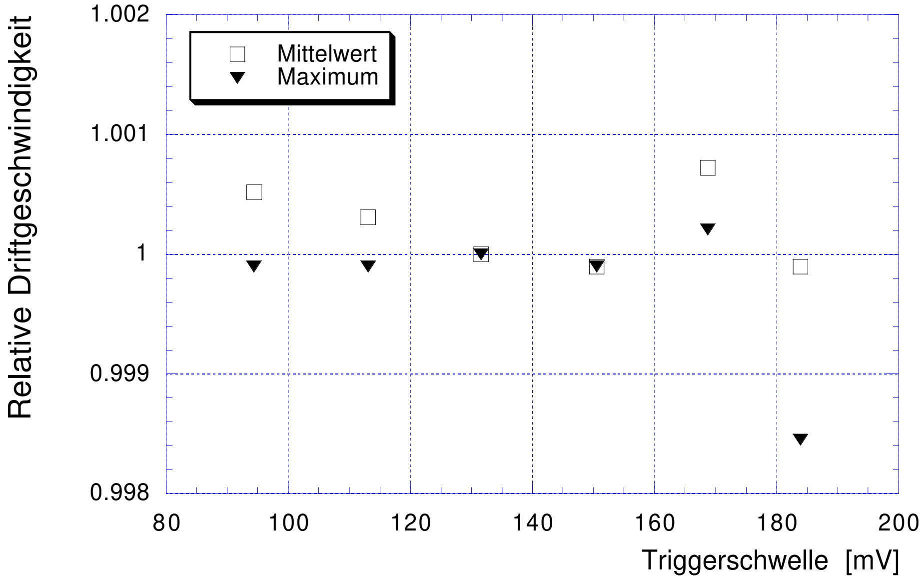

Abbildung 3.18 Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Triggerschwelle bei einer Signalhöhe der Startsignal *Top* und *Bottom* von 200 mV.

3.5 GSI Driftgeschwindigkeitsmonitor

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der GSI der Driftgeschwindigkeitsmonitor *Goofie* (*Gas prOportional cOunter For drIfting Electrons*) entwickelt, der sich in einigen mechanischen Details vom während der Srahlzeit eingesetzten *CERN-Monitor* unterscheidet. Der Hauptunterschied besteht in der längeren Driftstrecke, da der Abstand der beiden α-Quellen und der Startproportionalzähler statt 10 cm 17 cm beträgt.

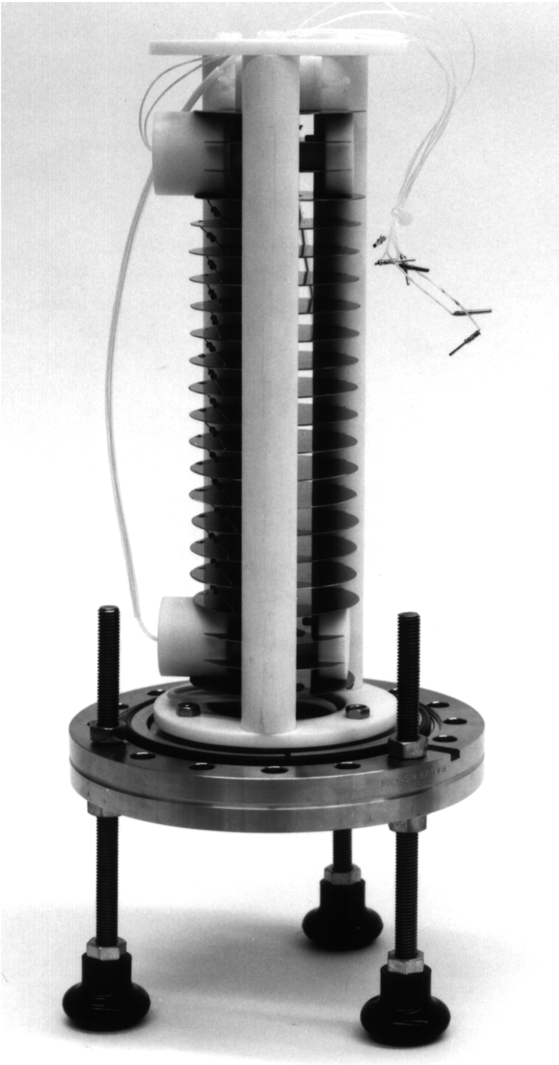

Abbildung 3.19 Foto des GSI-Driftgeschwindigkeitsmonitors *Goofie* [26]. Der Abstand der beiden α-Quellen beträgt 17 cm .

Um die Relaxationszeit nach Öffnung des Monitors klein zu halten und Desorbtionseffekte von Wasser und Sauerstoff zu minimieren, wurden für den Aufbau nur die

Materialien Marcor, Teflon und Edelstahl verwendet. Der *CERN-Monitor* wurde weitgehend aus GFK-Materialien (Glas-Fiber-Komposit) aufgebaut. Die Proportionalzähler bestehen aus einer Graphitkathode und einem 20 μm CuBe-Anodendraht. Die Halterung für die Proportionalzähler wurde aus Teflon angefertigt. Für die Potentialebenen des elektrischen Driftfeldes wurden VA-Ringe verwendet, die von Marcorstangen gehalten werden. Marcor ist eine mechanisch bearbeitbare Keramik, die sich durch geringen Wasser- und Sauerstoffgehalt auszeichnet.

Die Elektronik der Auslesekette und die Datenaufnahme wurden in Kapitel 3.1.2 beschrieben. Die Tabelle 3.4 enthält die nach nach Kapitel 3.1.3 ermittelten Arbeitsspannungen der Proportionalzähler und die Driftfeldspannung des *Goofie*.

TPC	Gas	HV_{Top}	HV_{Bottom}	HV_{Pickup}	HV_{drift}	E_M[V/cm]
VTPC	Ne/CO_2 90/10	700 V	880 V	930 V	-3000 V	142.86

Tab. 3.4 Arbeitsspannungen der Proportionalzähler und Driftfeldspannung des *Goofie* im *VTPC*-Gas Ne/CO_2.

Anhand einer Meßreihe der Driftgeschwindigkeit zeigt *Goofie* eine Steuung der Messpunkte, die im Vergleich zum *CERN-Monitor* um den Faktor 1.6 größer ist. Die größere Streuung ist auf eine größere Kollimatoröffnung zurückzuführen.
Der Vergleich der E/P-Kurven der beiden Driftgeschwindigkeitsmonitore im Ne/CO_2 (90/10)-Gas nach Abbildung 3.20 (oben) zeigt für *Goofie* eine Abweichung der Driftgeschwindigkeit vom *CERN-Monitor* von etwa 2.7 %. Die simulierten Daten von *MAGBOLTZ* [12], [27] liegen um 1.66 % unter den *CERN-Monitor*-Daten. Gegenüber den mit *Goofie* gewonnenen Meßdaten ergibt sich lediglich eine Abweichung von 1.04 %. Die Steigung der E/P-Kurve, die zur Korrektur von Druck- und Temperaturschwankungen dient, wird in Abbildung 3.20 (unten) im Vergleich zwischen den Daten von *MAGBOLTZ*, dem *CERN-Monitor* und *Goofie* gezeigt. Die *Goofie*-Daten zeigen eine leicht ansteigende Tendenz im Bereich $50 \leq$ E/P ≤ 200 [V/cm bar], die auch von den Daten von *MAGBOLTZ* wiedergegeben wird. Die Steigung der *CERN-Monitor*-Daten weist einen steileren Anstieg auf, wobei die Fluktuation der Daten größer ist.

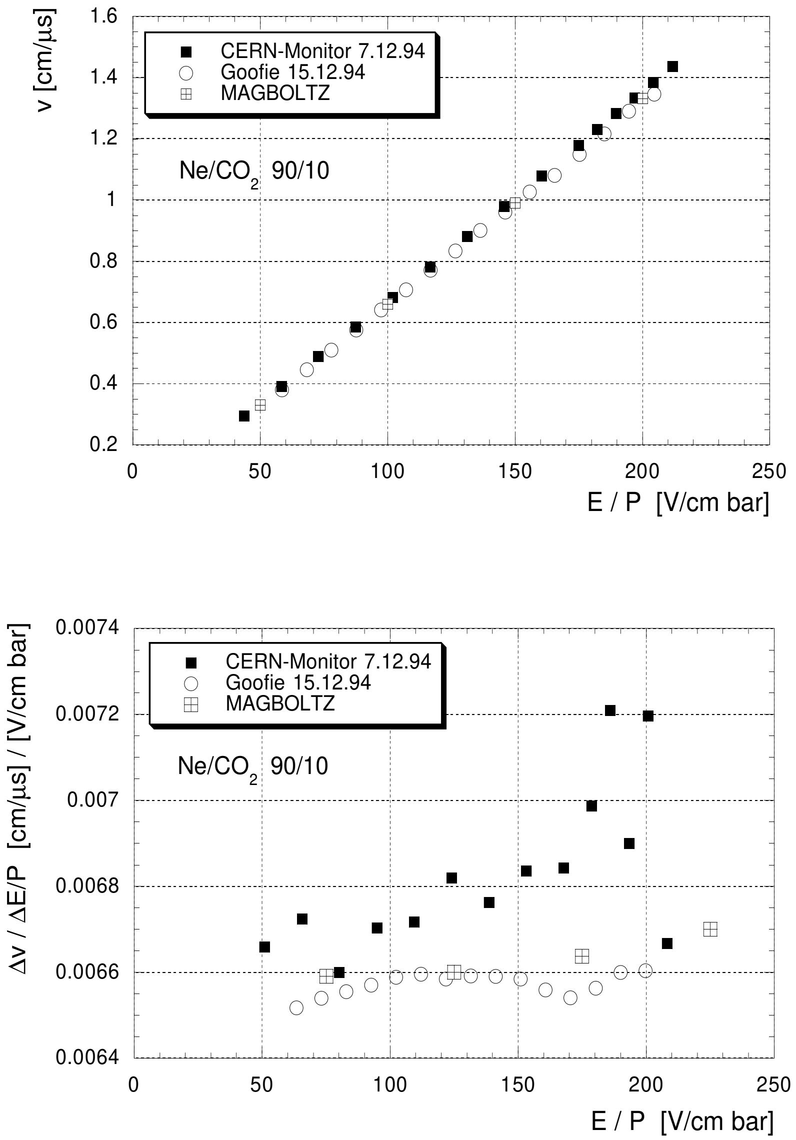

Abbildung 3.20 Oben: Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von E/P im Vergleich der Meßdaten der Driftgeschwindigkeitsmonitore (*Goofie* und *CERN-Monitor*) und den Simulationsdaten von *MAGBOLTZ* im Ne/CO_2 (90/10). Unten: Die berechnete Steigung aus der E/P-Kurven (oben) in Abhängigkeit des E/P-Wertes.

Anhand der Geometrie und der anliegenden Spannungen an den Proportionaldrähten und der Driftfeldspannung von *Goofie* nach Tabelle 3.4 wurden mit *Garfield* [28] die Äquipotentiallinien und die Elektronendrift im elektrischen Feld berechnet. *Garfield* ist ein Computerprogramm für eine detailierte zweidimensionale Simulation von Driftkammern. Durch die Vorgabe von Potentialen auf Drähten und Ebenen werden die elektrostatischen Felder eines Detektorsystems berechnet. Es besteht die Möglichkeit Driftgeschwindigkeiten für verschiedene Gasmischungen zu berechnen, die als Grundlage für die Drift- und Ankunftszeitverteilung der Elektronen verwendet wird. In Abbildung 3.21 und 3.22 sind die mit *Garfield* für *Goofie* simulierten Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes und die Elektronendrift dargestellt. Die Verstärkungspannungen an den Drähten der Proportionalzähler bewirken keine erkennbaren Verzerrungen des elektrischen Driftfeldes. Die Elektronendrift ist über die gesamte Driftfeldlänge gleichmäßig. Für die Simulation der Elektronendrift wurde eine Ar/CO_2 (90/10) Gasmischung angenommen. Für die Ankunftszeit der gedrifteten Elektronen ergibt sich nach Abbildung 3.23 eine symmetrische Verteilung zum Draht.

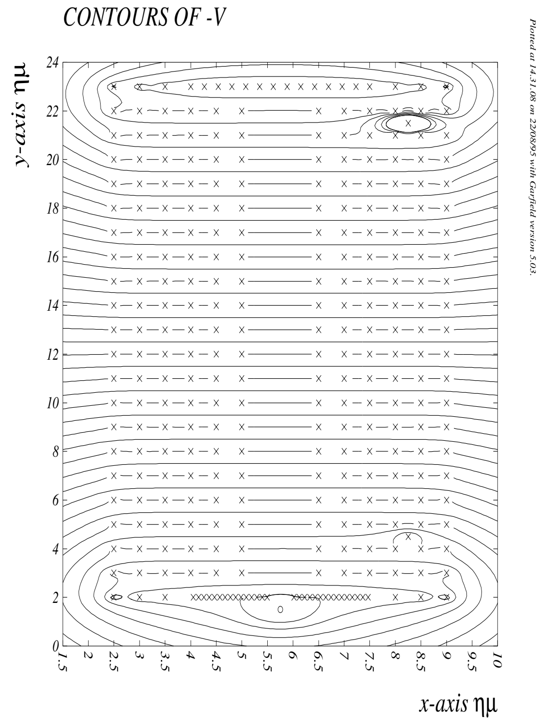

Abbildung 3.21 Mit *Garfield* simulierte Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes im Driftgeschwindigkeitsmonitor *Goofie*. Auf x- und y-Achsen sind die Einheiten in cm angegeben.

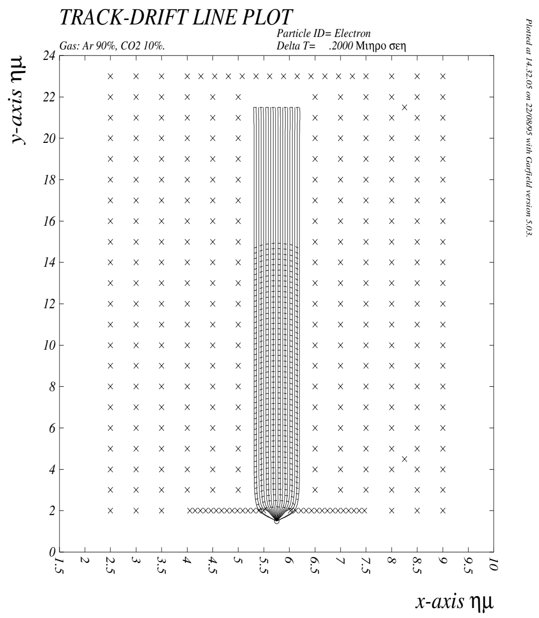

Abbildung 3.22 Mit *Garfield* simulierte Darstellung der Elektronendrift im E-Feld des Driftgeschwindigkeitsmonitors *Goofie*. Auf x- und y-Achsen sind die Einheiten in cm angegeben.

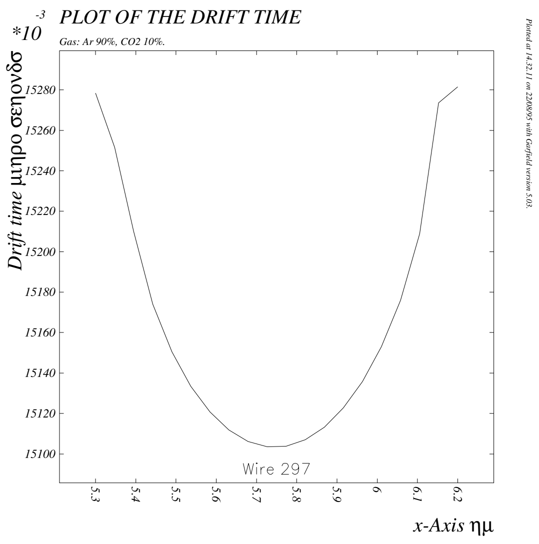

Abbildung 3.23 Mit *Garfield* simulierte Ankunftszeitverteilung für die im *Goofie* im Ar/CO_2 90/10 gedrifteten Elektronen. Die Einheit der x-Achse ist cm und die der y-Achse $10^{-3}\mu s$.

4 Driftgeschwindigkeit in der TPC

Während der Meßperiode im November 1994 konnte die Temperatur des Gases nur auf 22.25 $\pm$1.15 °C stabilisiert werden (siehe Abbildung 3.9). Der Driftgeschwindigkeitsmonitor hingegen, der mit seinem Gasvolumen von 0,7 l in der klimatisierten Meßbox steht, erfährt nur eine Temperaturänderung von 20.4 $\pm$0.05 °C. Der Druck im gesamten Gassystem liegt 0.5 mbar ($\pm$0.01 mbar) über dem Atmosphärendruck und variiert mit dem Außendruck. Die gemessenen Driftgeschwindigkeitsdaten müssen auf die TPC-Temperatur umgerechnet werden. Da das E-Feld im Driftgeschwindigkeitsmonitor nicht genau auf das E-Feld der TPC eingestellt werden konnte, werden die Daten ebenfalls auf TPC-Bedingungen korrigiert. Nun gibt es zwei Möglichkeiten, aus der gemessenen Driftgeschwindigkeit v_M des Driftgeschwindigkeitsmonitors die TPC-Driftgeschwindigkeit v_{TPC} zu berechnen.

1. Die in einem Zeitabstand von 15 Minuten gemessene Driftgeschwindigkeit des Driftgeschwindigkeitsmonitors v_M wird mit der Kenntnis der momentanen TPC-Gastemperatur T_{TPC} und der E-Feldkorrektur auf v_{TPC}, die momentane Driftgeschwindigkeit in der TPC, umgerechnet. Diese Größe wird im Endaufbau des Experimentes als Parameter auf das Datenband geschrieben und erlaubt bei der Analyse eine Korrektur der TPC-Spurdaten für jedes einzelne Ereignis. In der ersten Strahlzeit im November 1994 konnte dies noch nicht realisiert werden, da die *MTPC*-Temperatur noch nicht über das Datennetz erfaßt wurde und das zentrale Programm *slow control*, das alle sekundären Meßdaten im Experiment erfaßt, für diesen Bereich noch nicht erweitert war.

2. In der Auswertung der Driftgeschwindigkeitsmonitordaten zur Gaskontrolle im Kapitel 3.2 werden die gemessenen Driftgeschwindigkeiten v_M, deren E/P_M druck- und temperaturabhängig ist, auf ein festes E/P_{norm} umgerechnet. Dieses wurde so gewählt, daß es dem E/P bei TPC-Normalbedingungen entspricht (T=293 K, P=970 mbar und E_{TPC}). Die sich daraus ergebende Driftgeschwin-

digkeit ist die Driftgeschwindigkeit bei TPC-Normalbedingungen. Die Tabelle 4.1 enthält die gemittelten Werte $\overline{v}_{norm}$ und die E/P_{norm}-Werte. Zur Berechnung der TPC-Driftgeschwindigkeit über einen bestimmten Zeitraum werden die normierten Werte aus der Tabelle mit der gemittelten TPC-Temperatur und Druckdaten auf die TPC-Driftgeschwindigkeit v_{TPC} umgerechnet.

4.1 Berechnung der TPC-Driftgeschwindigkeit

Für die zwei Möglichkeiten zur Berechnung der TPC-Driftgeschwindigkeit werden die dazu notwendigen Parameter aufgelistet:

a.) E/P und v im Driftgeschwindigkeitsmonitor

E/P(T_M, P_M, E_M) = E/P_M
T_M [K] : Temperatur im Driftgeschwindigkeitsmonitor
$P_M = P_{Gas}$ [bar] : Druck im Gassystem
E_M [V/cm] : Elektrische Feldstärke im Monitor
v_M [cm/μs] : Driftgeschwindigkeit im Monitor

b.) E/P und v im TPC Detektorsystem

E/P(T_{TPC}, P_{TPC}, E_{TPC}) = E/P_{TPC}
T_{TPC} [K] : Temperatur in der TPC
$P_{TPC} = P_{Gas}$ [bar] : Druck im Gassystem
E_{TPC} [V/cm] : Elektrische Feldstärke in der TPC
v_{TPC} [cm/μs] : Zu errechnende Driftgeschwindigkeit in der TPC

c.) E/P und v (normierte Driftgeschwindigkeitsmonitordaten)

E/P_{norm} [V/cm bar] = $E/P(T{=}293$ K, $P{=}970$ mbar, $E_{TPC})$
v_{norm} [cm/μs] : Berechnete Driftgeschwindigkeit bei E/P_{norm}
(Kapitel 3.2)

$$\overline{v}_{norm} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} v_i \left(\frac{E}{P_{norm}} \right)_i \qquad (4.1)$$

Aus jeder Einzelmessung (E/P_M , v_M) des Driftgeschwindigkeitsmonitors wird mit Hilfe der Steigung der gasabhängigen E/P-Funktion und einem festen E/P Wert E/P_{norm} eine normierte Driftgeschwindigkeit v_{norm} ausgerechnet. Die nun von Druck- und Temperaturschwankungen unabhängigen v_{norm} Werte werden zu einem gemittelten Wert $\overline{v}_{norm}$ mit einem statistischen Fehler zusammengefaßt.

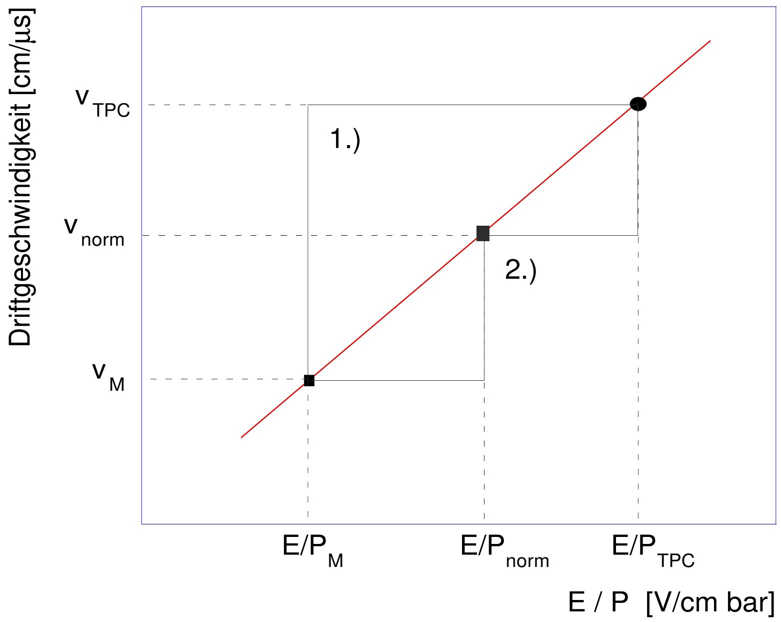

Abbildung 4.1 Die funktionale Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld und dem Druck bei T=20 °C.

Der funktionale Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit und E/P (E,T,P) ist durch die vereinfachte Geradengleichung mit der lokal bestimmten gasabhängigen Steigungen m und dem Y-Achsenabschnitt b gegeben (Kapitel 2).

$$v = m\frac{E}{P} + b \qquad (4.2)$$

Die drei Punkte (E/P_M; v_M), (E/P_{norm}; v_{norm}) und (E/P_{TPC}; v_{TPC}) sind Werte dieser Funktion.

Mit der ermittelten Steigung m läßt sich nun die TPC Driftgeschwindigkeit aus den Punkten $(E/P_M;\, v_M)$ und $(E/P_{norm};\, v_{norm})$ bestimmen:

$$1. \qquad v_{TPC} = v_M + m(E/P_{TPC} - E/P_M) \tag{4.3}$$

$$2. \qquad \overline{v}_{TPC} = \overline{v}_{norm} + m(E/P_{TPC} - E/P_{norm}) \quad . \tag{4.4}$$

Das E/P_{TPC} wird aus den aktuellen TPC-Daten (P, T, HV, d) nach der Formel 3.2 berechnet, wobei die Driftfeldlänge d in der *VTPC* d=66.605 cm und in der *MTPC* d=111.74 cm beträgt. Die Werte für $\overline{v}_{norm}$, E/P_{norm} und die Steigung m werden der Tabelle 4.1 entnommen.

4.2 Diskussion der TPC-Driftgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Teilchentrajektorien in der TPC ist eine präzise Messung der Ortskoordinaten notwendig. Die Driftgeschwindigkeit geht auf zwei verschiedenen Wegen in die Bestimmung der drei Raumkoordinaten ein.

1. Die Raumkoordinate in y-Richtung wird über Kenntnis der Driftzeit direkt mittels der Driftgeschwindigkeit gewonnen. Die Daten der Driftgeschwindigkeitsmessung aus Kapitel 3 haben gezeigt, daß das Driftgeschwindigkeitsmonitorsystem für alle verwendeten Gaszusammensetzungen eine relative Driftgeschwindigkeit liefert, deren statistischer Fehler kleiner als 0.1 % (0.08 %) ist. Zur Berechnung der absoluten TPC-Driftgeschwindigkeit kommt jedoch noch ein systematischer Fehler von 0.13 % (nach Gleichung 3.8) hinzu. Aus diesen Fehlern resultiert für die *VTPC* in y-Richtung eine Ungenauigkeit in der Ortsbestimmung von 1000 μm. Für die *MTPC* erhält man einen entsprechenden Wert von 1700 μm. Die maximal erreichbare Ortsauflösung ist durch den mechanischen Aufbau der TPC und der Auslesekammern auf 100-300 μm begrenzt.

2. Durch Verzerrungen im Magnetfeld können bei Bestimmung der Ortskoordinaten erhebliche Fehler auftreten, die es notwendig machen, eine $E\times B$ - Korrektur (siehe Kapitel 4.2) durchzuführen. In diese Korrektur geht die absolute Driftgeschwindigkeit ein, wodurch sich die Driftgeschwindigkeit auf die Korrektur der in der TPC gemessenen x-y-z-Koordinaten auswirkt.

4.2.1 E×B Korrektur

Die *VTPC* steht in einem starken homogenen Magnetfeld von 1.5 Tesla. Das Magnetfeld weist jedoch Verzerrungen auf, die insbesondere in den Randbereichen auftreten und zu signifikanten Abweichungen der Elektronen von ihren geraden Driftspuren führen. Die Abweichungen betragen in der Padebene bis zu 5 cm und machen eine präzise Magnetfeldkorrektur erforderlich [29]. Da die Driftgeschwindigkeit in die Magnetfeldkorrektur eingeht, muß die absolute Driftgeschwindigkeit bis auf 0.3 % genau sein, um die durch die Magnetfeldkorrektur bis auf 100 μm genaue Positionsbestimmung in der *VTPC* zu gewährleisten.
Die Zuordnung der Driftzeit zu der Raumkoordinate in y-Richtung erfolgt mit der Annahme eines geraden Driftweges (Punkt 1), falls das homogene Magnetfeld parallel zum elektrischen Feld liegt. Durch Verzerrungen im Magnetfeld weicht die Driftspur von einer Geraden ab (Punkt 2). Anhand der gemessenen Driftzeit von Punkt 2, jedoch ohne die Magnetfeldkorrektur, ergibt sich für den Ursprungspunkt des Teilchenspurstückes der Punkt 3. Um den wahren Ursprungspunkt in der xz-Ebene zu erhalten, wird jede Koordinate unter Verwendung der absoluten Driftgeschwindigkeit in der Padebene korrigiert.

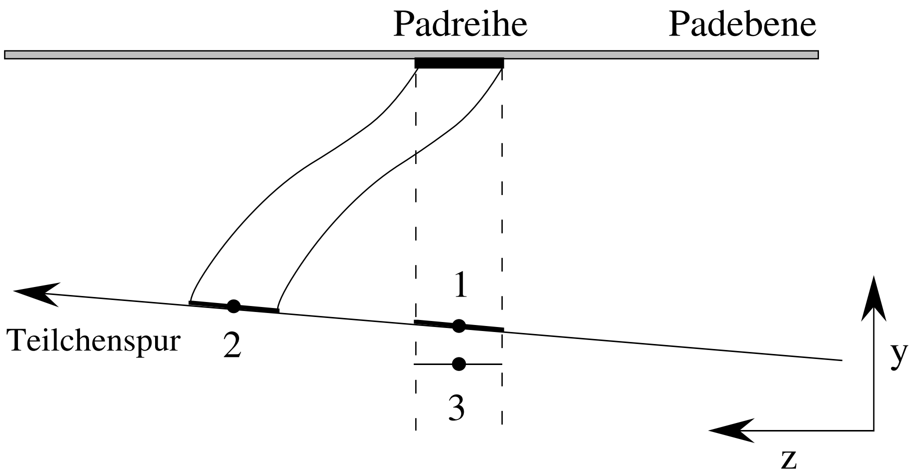

Abbildung 4.2 Verzerrung der Teilchenspurstücke durch Magnetfeldverzerrungen. 1: Im unverzerrten Magnetfeld gedriftetes Spurstück. 2: Im verzerrten Magnetfeld gedriftetes Spurstück. 3: Ohne Korrektur der Magnetfeldverzerrung wird Spurstück 2 bei der Berechnung auf die falsche Position zurückgeführt [29].

4.2.2 Laserdaten

Zur Kalibrierung möglicher Verzerrungen, besonders durch ungenügend korrigierte E×B- Effekte in der *VTPC* und der Bestimmung der absoluten Driftgeschwindigkeit wird im NA49-Experimentaufbau ein Lasersystem installiert [30]. Verwendung findet ein gepulster Neodym dotierter Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG)-Laser mit einer Wellenlänge von 1064 nm und einer Pulslänge von 8 ns. Da Ionisationsspuren in der TPC nur von Laserlicht im UV-Wellenlängenbereich verursacht werden, ist das infrarote Licht des Lasers zunächst ungeeignet für eine Ionisation im TPC-Gas. Daher wird die Wellenlänge des Laserlichtes durch einen Frequenzvervielfacher von 1064 nm auf 266 nm verkürzt. Der Strahl des Lasers wird durch teildurchlässige Spiegel in vier parallele Strahlen aufgeteilt und durch die TPC geleitet. Die Laserstrahlen erzeugen im TPC-Gas ebenso wie geladene Teilchen des Experimentes eine Ionisationsspur und verbunden damit eine Elektronendrift. Aus der Ankunftszeitdifferenz der gedrifteten Elektronen der vier parallelen Laserspuren läßt sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im TPC-Gas bestimmen.

Bei der Messung der absoluten Driftgeschwindigkeit ergeben sich gegenüber der Messung mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor einige Unterschiede:

- Die gewonnenen Driftgeschwindigkeitsdaten sind nicht unabhängig von den Magnetfeldverzerrungen in der *VTPC* und müssen korrigiert werden.

Die folgenden Punkte beziehen sich auf die Ausbaustufe des Lasersystems während der ersten Strahlzeit im November '94.

- Die Messung der Driftgeschwindigkeit über das Lasersystem konnte während der Datenaufnahme der TPC nicht vorgenommen werden. Dies wäre prinzipiell in der *Spill*-Pause möglich.

- Die Laserdaten müssen mit dem TPC-Ausleseverfahren analysiert werden und waren deshalb erst zeitverzögert verfügbar. Bei entsprechendem Ausleseverfahren könnte dieser Vorgang beschleunigt werden.

- Die Bestimmung des genauen Zeitpunkts einer eventuellen Gasmischungsänderung und damit verbundenen Driftgeschwindigkeitsänderung war aufgrund der großen Zeitabstände zwischen den Lasermessungen nicht möglich. Diese Situation würde sich unter den vorher genannten Bedingungen verbessern.

- Der durch das Lasermeßsytem bedingte systematische Fehler in der Driftgeschwindigkeit lag um einen Faktor drei höher als der Fehler des *CERN-Monitors*.

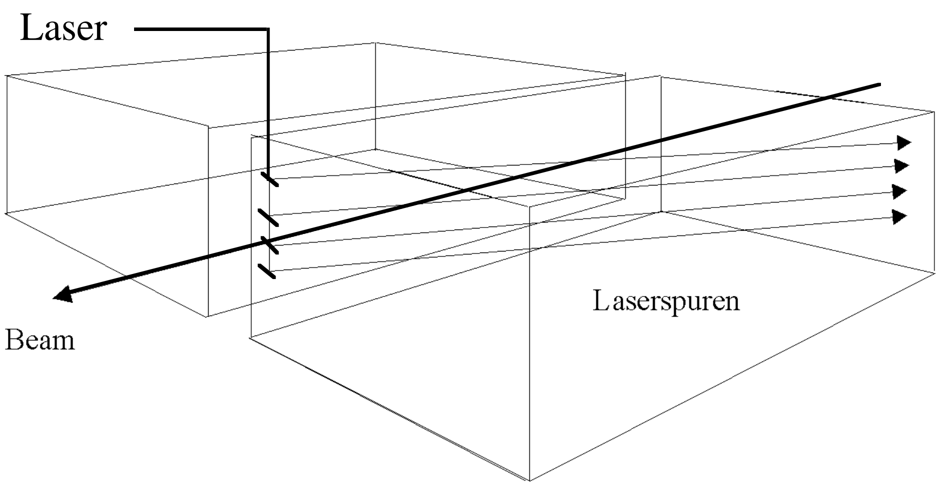

Abbildung 4.3 Schematische Darstellung von vier parallelen Laserspuren in der *VTPC2*.

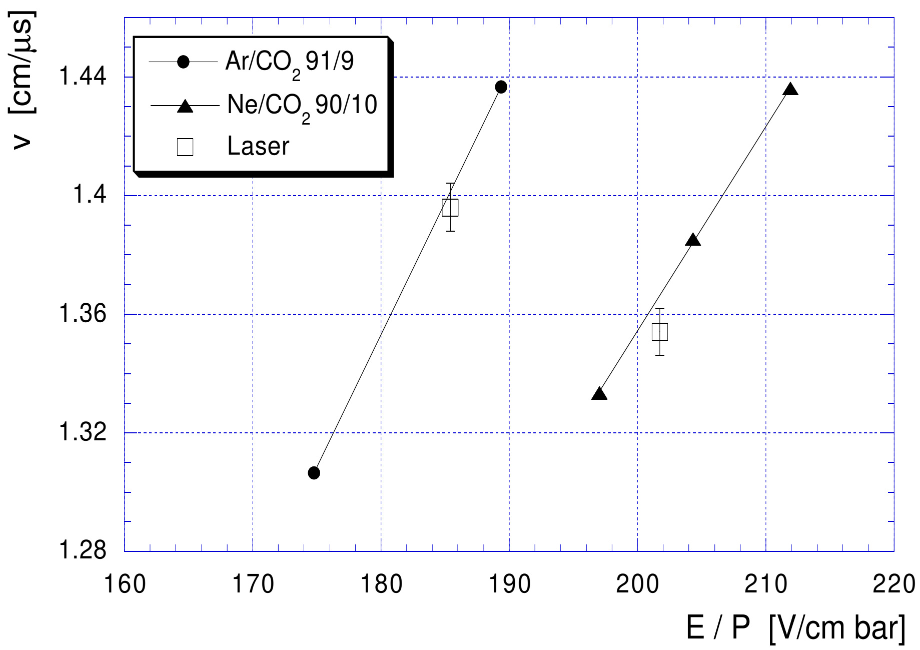

Abbildung 4.4 Vergleich der absoluten Driftgeschwindigkeit der Laserdaten in der *VTPC* mit den errechneten Werten aus dem Driftgeschwindigkeitsmonitor im Ar-Run 286-294 und Ne-Run 446. Der Fehlerbalken der Laserdaten enthält einen statistischen Fehler von 0.3 % und einen systematischen Fehler von 0.5 %.

Wie sich aus der Abblidung 4.4 entnehmen läßt, stimmen die Laserdaten mit den Daten des Driftgeschwindigkeitsmonitor im Bereich ihrer Fehler überein. Der jeweilige Meßpunkt aus den Laserdaten liegt für Ar/CO_2 um 0.6 % und für Ne/CO_2 um 0.8 % unter dem Driftgeschwindigkeitsmonitorwert. Eine mögliche Erklärung für diese Systematik folgt aus der Berechnung des E-Feldes in der *VTPC*, das nach Angaben [25] um 0.5 % zu hoch angenommen wurde.

4.2.3 Time-of-Flight

Nachdem die Reaktionsprodukte die *MTPC* passiert haben, treffen sie auf die in Strahlrichtung direkt dahinter plazierte Time-of-Flight-Wand (TOF), wo sie ortsaufgelöst detektiert werden. Zur Teilchenidentifikation wird in der *MTPC* der Energieverlust dE/dx eines Teilchens gemessen, dem die dazugehörige Geschwindigkeit aus den TOF-Daten zugeordnet wird. Für eine genaue Zuordnung der Teilchenspuren in y-Richtung (Zeitrichtung) muß der anhand der Driftzeit und der Driftgeschwindigkeit berechnete Ausschnitt der *MTPC*-Teilchenspuren deckungsgleich mit den orsaufgelösten TOF-Spurpunkten sein. Falls es keine genaue Übereinstimmung der Spuren gibt, d.h. der Ausschnitt der *MTPC* zu groß oder zu klein ist, wird der *MTPC*-Ausschnitt mit Hilfe eines Faktor an den TOF-Ausschnitt angepaßt. Wird nun die angenommene *MTPC*-Driftgeschwindigkeit mit diesem Faktor multipliziert, so ergibt sich die absolute *MTPC*-Driftgeschwindigkeit, bei der die *MTPC*-Spuren mit den Einschlagspunkten der TOF-Wand übereinstimmen. Somit kann aus dem Ausschnitt der *MTPC*-Spuren, die auf die TOF-Wand treffen, die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im *MTPC*-Gas bestimmt werden.

Mit der gemessenen Driftzeit der *MTPC*-Spuren und der berechneten absoluten *MTPC*-Driftgeschwindigkeit aus den Driftgeschwindigkeitsmonitordaten v_{DriftM} wird die Länge des Ausschnittes L_{MTPC} bestimmt und mit der gemessenen Ausschnittslänge L_{TOF} der TOF-Wand verglichen (siehe Abbildung 4.5).

1. Ist $L_{MTPC} = L_{TOF}$, so ist die aus dem Driftgeschwindigkeitsmonitor berechnete absolute Driftgeschwindigkeit gleich der absoluten Driftgeschwindigkeit in der *MTPC* v_{TOF}, die man aus den TOF-Daten erhält:

$$v_{TOF} = v_{DriftM} \quad . \tag{4.5}$$

2. Ist jedoch $L_{MTPC} \neq L_{TOF}$, dann wird die berechnete Driftgeschwindigkeit

v_{DriftM} mit einem Faktor L_{TOF}/L_{MTPC} multipliziert. Für die Driftgeschwindigkeit v_{TOF} ergibt sich dann:

$$v_{TOF} = v_{DriftM} \cdot \frac{L_{TOF}}{L_{MTPC}} \quad . \tag{4.6}$$

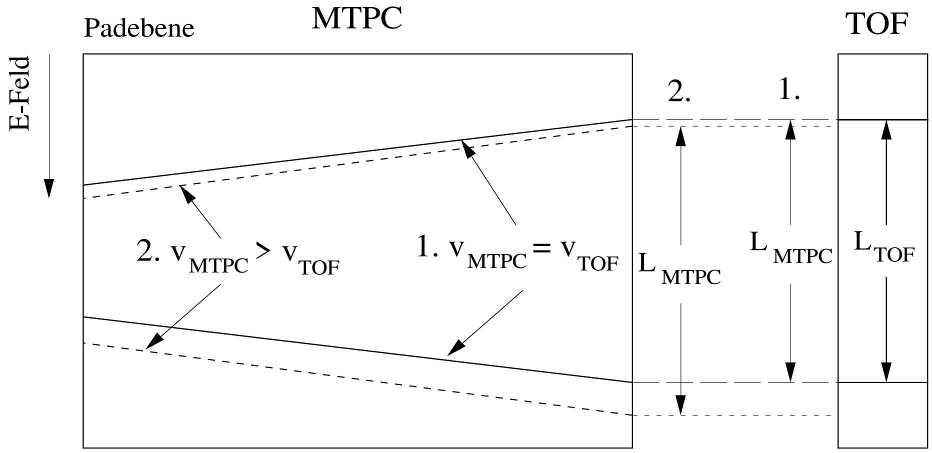

Abbildung 4.5 Schematische Darstellung der berechneten Spuren in der *MTPC* für zwei verschieden Driftgeschwindigkeiten. Der Abstand zwischen *MTPC* und TOF wird aus Darstellungsgründen im Verhältnis stark vergrößert gezeigt.

Für den Run 440 wurden 100 Events zusammengefaßt und die sich daraus ergebenden Längen für L_{MTPC} und L_{TOF} bestimmt. Aus diesen wurde dann die Driftgeschwindigkeit v_{TOF} ermittelt.
Die Abbildung 4.6 zeigt die berechnete Driftgeschwindigkeit des Driftgeschwindigkeitsmonitors v_{DriftM} und die aus den Run 440 berechnete Driftgeschwindigkeit v_{TOF}. Die Driftgeschwindigkeitsmonitordaten, die mit Hilfe von Druck-, Temperatur- und E-Felddaten auf die Driftgeschwindigkeit in der *MTPC* umgerechnet wurden, liegen um etwa 2.2 % höher als die TOF-Driftgeschwindigkeiten. Jedoch zeigen beide Driftgeschwindigkeiten die gleichen druck- und temperaturabhängigen Schwankungen. Das elektrische Feld war während der Messung konstant eingestellt. Daher ist anzunehmen, daß der Wert für das elektrische Feld in der *MTPC* nicht dem angenommenen Wert entspricht. Es hat sich herausgestellt, daß das E-Feld mit 0.5 % zu hoch angegeben wurde [24] [25]. Eine mögliche Fehlerquelle liegt in der Absolutmessung der Temperatur.

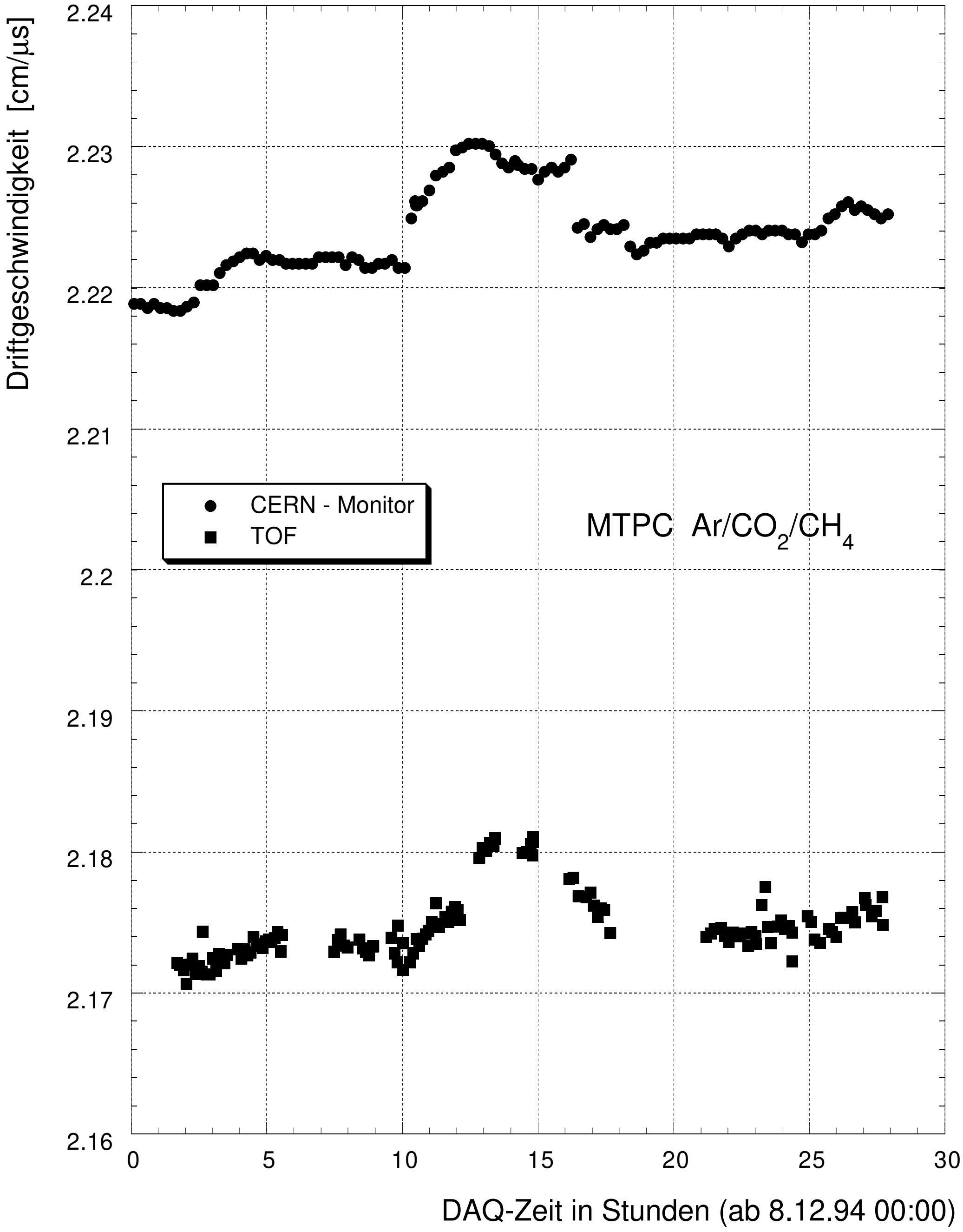

Abbildung 4.6 Vergleich der absoluten Driftgeschwindigkeit der TOF-Daten [31] mit den errechneten Werten aus dem *CERN-Monitor*.

4.2.4 Transversalimpuls- und Rapiditäts-Spektren

Am CERN-SPS (*Super-Proton-Synchrotron*) werden beim NA49-Experiment $^{207}Pb^{+82}$-Ionen mit einer Energie von 158 GeV pro Nukleon auf Bleiionen einer dünnen Bleifolie (*fixed target*) geschossen. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 18$ GeV im Nukleon-Nukleon-System. Aufgrund einer Vorhersage der QCD werden bei einer Kompression der hadronische Kernmaterie auf das 10-15 fache ihrer Grundzustandsdichte die in den Hadronen eingeschlossenen Quarks aus ihren Verbindungen gelöst und sind innerhalb eines Volumens $\gg 1\ fm^3$ frei beweglich (*deconfinement*). Dieser Zustand wird auch als *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) bezeichnet. Nach einer kurzen Lebenssdauer von $\tau = 10^{-23}s$ wird dieser Zustand über einen möglichen Phasenübergang wieder in hadronische Materie zurückgeführt. Da das QGP nicht direkt beobachtet werden kann, versucht man anhand des hadronischen Endzustandes Rückschlüsse auf die mikroskopische Dynamik dieses Prozeßes zu ziehen. Als Observable dienen unter anderem der Transversalimpuls p_T und die Rapidität y eines Teilchens:

$$p_T = \sqrt{p_y^2 + p_x^2} \quad , \tag{4.7}$$

$$y = \frac{1}{2} ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad , \tag{4.8}$$

mit $E = \sqrt{m^2 + p^2}$, der Gesamtenergie des Teilchens. Der Transversalimpuls gibt die Impulskomponente orthogonal zur Strahlachse an, die Rapidität ist ein Maß für die Geschwindigkeitskomponente in longitudinaler Richtung. Die Rapiditätsverteilung zeigt, wie stark die Projektilnukleonen abgebremst wurden (*stopping power*) und wieviel Energie in der Reaktionszone deponiert wurde. Die vor dem Stoß rein longitudinale Bewegung der Nukleonen geht während der Reaktion in transversale Freiheitsgrade über (*Thermalisierung*), wodurch die Einführung thermodynamischer Größen zur Beschreibung der Reaktion gerechtfertigt wird. Daher kann im Rahmen eines thermodynamischen Modells der Reaktionszone eine Temperatur zugeordnet werden. Da die Driftgeschwindigkeit direkt in die Rekonstruktion der Teilchenspur in der TPC eingeht, beeinflußt sie gleichzeitig die Rapidität und den Transversalimpuls. Für eine geforderte Transversalimpulsauflösung von 5 MeV/c wird eine auf 1 % genaue Driftgeschwindigkeit benötigt. In den im folgenden gezeigten Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilungen aus 50 Ereignissen wird der Einfluß einer um 1 % variierten Driftgeschwindigkeit gezeigt. Die Daten enthalten die $E \times B$-Korrektur, sind jedoch nicht korrigiert auf die geometrische Akzeptanz, die Rekonstruktionseffizienz und die Kontamination mit e^- und Teilchen aus schwachen Zerfällen. Aufgrund der Akzeptanz ist das Rapiditäts-Spektrum nur oberhalb der Midrapidität meßbar. Die Variation der Driftgeschindigkeit um 1 % von 1.352 $cm/\mu s$ auf 1.3668 $cm/\mu s$ verursacht keine signifikanten Änderungen in der Rapiditätsverteilung (Abbildung 4.8) und in der Transversalimpulsverteilung (Abbildung 4.7).

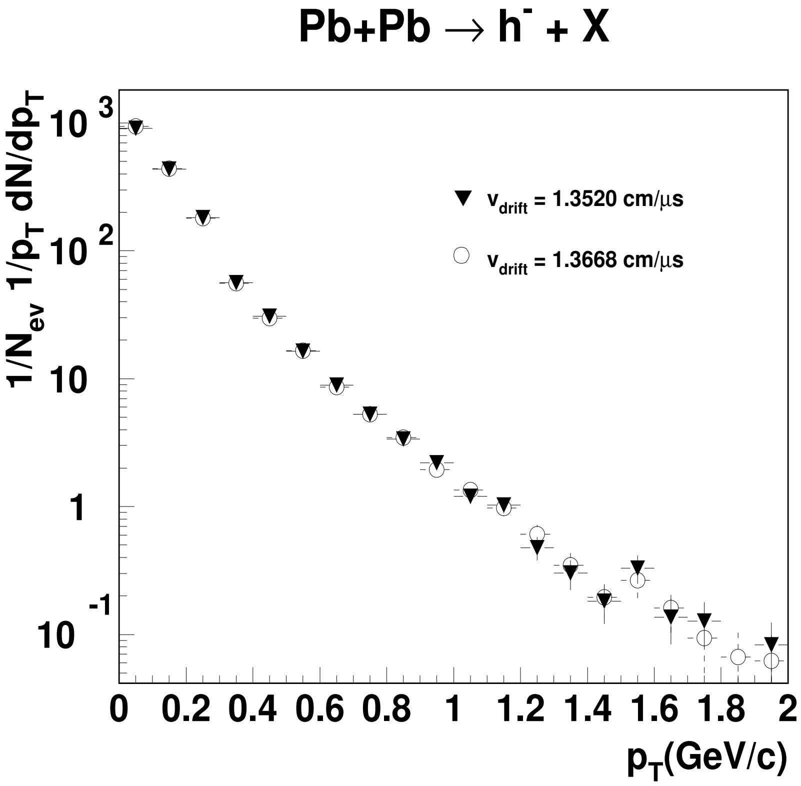

Abbildung 4.7 Vergleich des p_T Spektrums negativer Hadronen in zentralen Pb+Pb Stößen unter Variation der Driftgeschwindigkeit um 1 % in der *VTPC* [32] (unkorrigiert).

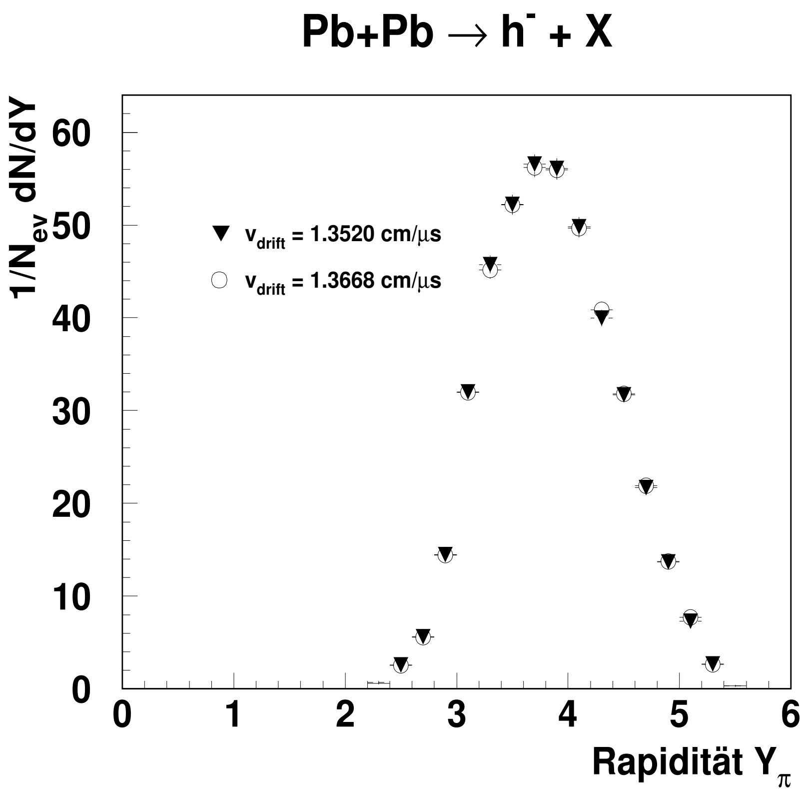

Abbildung 4.8 Vergleich der Rapiditätsverteilung negativer Hadronen in zentralen Pb+Pb Stößen unter Variation der Driftgeschwindigkeit um 1 % in der *VTPC* [32](unkorrigiert).

Die Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigen, daß die geforderte Genauigkeit der Driftgeschwindigkeit auf 1 % innerhalb der TPC für die Auswertung der Rapiditäts- und Transversalimpulsspektren ausreicht. Um jedoch im Rahmen einer Ereignis-für-Ereignis-Analyse die maximale Information aus jedem einzelnen Ereignis zu ziehen, können viele Spuren in den verschiedenen Detektoren (*VTPC* und *MTPC*) einander zugeordnet werden. Damit ergibt sich z.B. die Möglichkeit, die Teilchenidentifikation durch eine annähernde Verdopplung der Anzahl der Ladungsmessungen sowie die Transversalimpulsauflösung zu verbessern und den Akzeptanzbereich für den Nachweis seltsamer Teilchen zu erweitern. Die dazu notwendige absolute Genauigkeit der Ortsbestimmung erfordert eine absolute Genauigkeit der Driftgeschwindigkeit auf 0.03 %.

VTPC Ar/CO_2 **91/9**				
	1	2	3	4
Zeit von bis	19.11 (18:21) 27.11 (10:06)	27.11 (13:16) 28.11 (18:07)	2.12 (08:37) 3.12 (10:53)	4.12 (10:53) 5.12 (08:24)
Meßposition	Frisch	TPC-Input	TPC-Input	TPC-Input
HV_{TPC}[KV]	12	12	12	12
E/P_{norm} $\left[\frac{V}{cm\,bar}\right]$	185.74	185.74	185.74	185.74
$\overline{v}_{norm}$ $\left[\frac{cm}{\mu s}\right]$	1.4095	1.4059	1.4105	1.4126
$\sigma\overline{v}_{norm}$ $\left[\frac{cm}{\mu s}\right]$	1.321E-03	1.160E-03	8.225E-04	1.256E-03
m $\left[\frac{cm/\mu s}{V/cm\,bar}\right]$	9.087E-03	9.087E-03	9.087E-03	9.087E-03

VTPC Ne/CO_2 **90/10**				
	1	2	3	4
Zeit von bis	5.12 (17:46) 6.12 (12:50)	6.12 (16:16) 7.12 (10:45)	7.12 (14:11) 8.12 (08:32)	10.12 (12:28) 12.12 (00:24)
Meßposition	Frisch	TPC-Input	Frisch	TPC-Input
HV_{TPC} [KV]	13	13	13	13
E/P_{norm} $\left[\frac{V}{cm\,bar}\right]$	201.22	201.22	201.22	201.22
$\overline{v}_{norm}$ $\left[\frac{cm}{\mu s}\right]$	1.3608	1.3625	1.3623	1.3616
$\sigma\overline{v}_{norm}$ $\left[\frac{cm}{\mu s}\right]$	9.604E-04	7.867E-04	9.772E-04	8.313E-04
m $\left[\frac{cm/\mu s}{V/cm\,bar}\right]$	7.133E-03	7.133E-03	7.133E-03	7.133E-03

MTPC $Ar/CO_2/CH_4$ **91/4.5/4.5**			
	1	2	3
Zeit von bis	30:11 (14:24) 1.12 (17:19)	3.12 (15:07) 5.12 (11:48)	8.12 (12:30) 10.12 (10:21)
Meßposition	TPC-Input	TPC-Input	TPC-Input
HV_{TPC} [KV]	18	18	16.5
E/P_{norm} $\left[\frac{V}{cm\,bar}\right]$	166.07	166.07	152.23
$\overline{v}_{norm}$ $\left[\frac{cm}{\mu s}\right]$	2.5165	2.4960	2.2410
$\sigma\overline{v}_{norm}$ $\left[\frac{cm}{\mu s}\right]$	2.599E-03	2.275E-03	1.896E-03
m $\left[\frac{cm/\mu s}{V/cm\,bar}\right]$	1.818E-02	1.1818E-02	1.833E-02

Tab. 4.1 Die Daten der normierten Driftgeschwindigkeiten

Literaturverzeichnis

[1] K.Kleinknecht, *Detektor für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart (1987).

[2] M.S. Livingston a. H.A. Bethe, Rev. of Modern Phys. 9 (1937).

[3] F. Sauli, *Princips of operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN Report 77-09 (1977).

[4] J. Günther, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1993).

[5] T. Hofmann, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1992).

[6] A. Peisert and F. Sauli, *Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation*, CERN Report 84-08 (1984).

[7] B. Schmidt, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1986).

[8] B. Schmidt, *Drift properties of Electrons in Methane and Methane Noble Gas Mixtures*, Nucl. Instr. and Meth., A252 (1986) 579-585.

[9] A.Kühmichel, *New developments in high precision, high particle density tracking with time projection chambers*, Nucl. Instr. and Meth., A360 (1995) 52-56.

[10] K. Wiesmann, *Einführung in die Gaselektronik*, Teubner, Stuttgart (1976).

[11] L.G. Huxley and R.W. Crompton, *The Diffusion an Drift of Electrons in Gases*, Krieger, (1974).

[12] S.F. Biagi, *A multiterm Bolzmann Analysis of Drift Velocity, Diffusion, Gain and Magnetic Field Effects in Argon, Methane and Water Vapour Mixtures*, Nucl. Instr. and Meth., A283 (1989) 716-722.

[13] S.F. Biagi, *Accurate three-dimensional simulation of straw chambers using slow, medium and fast gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth., A310 (1991) 133-136.

[14] W.B. Atwood, *Performance of the ALEPH Time Projection Chamber*, Nucl.Instr. and Meth., A306 (1991) 446-458

[15] M. Huk, P. Igo-Kemenes and A. Wagner, *Electron Attachement to Oxygen, Water, and Methanol,in various Drift Chambers Gas Mixtures*, Nucl. Instr. and Meth., A267 (1988) 107-119.

[16] S. Wenig et al., *Gas Studies for the NA49 TPC's*$^{B+G}$, GSI Scientific Report, p. 264, (1993).

[17] M. Huk, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1987).

[18] A.Algeri et al., *Anode wire ageing in proportional counters*, Nucl. Instr. and Meth., A338 (1994) 348-367.

[19] Endress + Hauser, Hygrolog WMY 770Z.

[20] J.W. Harris et al., *First experience with the NA35-TPC in heavy ion collisions*, Nucl. Instr. and Meth., A315 (1992) 33-38.

[21] S. Wenig, M. Boosteels, Konstruktion und Aufbau des NA49-Gassystems am CERN, private Mitteilung.

[22] A. Cattai, H.G. Fischer and A. Morelli, DELPHI NOTE 89-63 CAL70, 28 July 1989.

[23] LeCroy Modul 6841.

[24] H.G. Fischer, private Mitteilung.

[25] S. Wenig, private Mitteilung.

[26] GSI-Foto, A. Zschau (1994).

[27] A. Sharma and F. Sauli,*Accuracies in time projection chamber with low mass gases*, European Organisation For Nuclear Research, (Juni 1995), To be submitted to Nucl. Instr. and Meth..

[28] Garfield, a drift-chamber simulation program, Version 4.29.

[29] M. Kröcker, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995).

[30] O. Hadeler, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995).

[31] F. Eckhardt, private Mitteilung.

[32] H. Appelshäuser, Ph.D. thesis, to be published.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben. Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Prof.Dr. R.Stock für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die unterstützenden und motivierenden Gespräche.
- Herrn Dr. H.Sann für die Betreuung und Unterstützung während der gesamten Zeit der Diplomarbeit an der GSI.
- Herrn Dr. H.G.Fischer für die Betreuung am CERN und die umfassenden Informationen.
- Der GSI-Gruppe, U.Frankenfeld, Dipl.Phys. H.Appelshäuser und Dr. J.Bächler für die nette Zusammenarbeit und das gute Klima.
- Herrn Dr. H.Stelzer, der immer hilfsbereiter Ansprechpartner war.
- Herrn Dr. R.Renfordt und Herrn Priv.Doz. D.Röhrich für das Korrekturlesen.
- Herrn Dr. V.Eckardt für sein stetiges Interesse an meiner Diplomarbeit.
- Herrn Dr. A.Kühmichel und Herrn Dr. M.Fuchs, die mir bei den zahlreichen CERN-Aufenthalten ein heimatliches Gefühl vermittelten.
- Der IKF-Gruppe für Anregungen und Informationen.
- Der IKF-Wertstatt und ganz besonders Herrn Schwab, für die sorgfältige Anfertigung der *Goofie*-Bauteile.

Zuletzt geht mein Dank an meine Eltern, die mich immer unterstützt haben und mir das Studium ermöglichten und meinen Freund Jochen, der mir vor allem in der Endphase meiner Arbeit zur Seite gestanden hat.