Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Robert Bell
aus Boppard am Rhein

1999

Kalibration einer Driftkammer mit Myonenstrahl

Die Diplomarbeit wurde von Robert Bell ausgeführt am
Physikalischen Institut
der Universität Heidelberg
unter der Betreuung
von Prof. Johanna Stachel

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein externes Detektorsystem, bestehend aus zwei Vieldraht-Proportionalkammern, vorgestellt, daß zur Kalibration der Driftgeschwindigkeit sowie zur Untersuchung von Driftfeldverzerrungen in der CERES-Spurendriftkammer dient. Die Messungen wurden mit relativistischen Myonen aus dem *halo* eines positiven Sekundärstrahls am CERN-SPS durchgeführt, wobei die Vieldrahtkammern gleichzeitig als Trigger für die TPC dienen. Da zunächst die Verzerrungen des elektrischen Driftfeldes von Interesse sind, wurden die Messungen ohne äußeres Magnetfeld durchgeführt. Aus den Abweichungen der in der TPC gemessenen Spurpunkten von den in den Vieldrahtkammern bestimmten Trajektorie konnten die Driftfeldverzerrungen bestimmt werden. Mit Hilfe der vorliegenden Messungen konnten Ungenauigkeiten in den Driftfeldrechnungen behoben werden. Die Herkunft noch verbleibender Spurverzerrungen konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden. Dennoch sind die im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Resultate geeignet, um eine empirische Korrektur des Driftfeldes vorzunehmen.

Calibration of a Time Projection Chamber using Muons

This thesis describes an external system of detectors made up of two multiwire proportional chambers (MWPC). These are used to calibrate the drift velocity and distortions of the drift field in the CERES-time projection chamber (TPC). For this relativistic muons from the halo of the secondary beam of positive particles were measured. During this the MWPCs were also giving the trigger for the TPC. The measurements were made without magnetic field in the TPC, as the distortions of the electric field were of primary interest. The distortions of the drift field were derived from the differences between the points of the track measured in the TPC and the trajectory calculated from the MWPCs. Due to these measurements inaccuracies in the calculation of the drift field were improved. The source of the remaining distortions of the trajectories could not be resolved. Nevertheless, the results obtained in this thesis can be used for an empirical correction of the drift field.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **5**

2 Das CERES Experiment **9**

3 Nachweis von geladenen Teilchen in Gaszählern **13**
3.1 Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie 13
3.2 Drift und Diffusion in Gasen 15
3.3 Drift in magnetischen und elektrischen Felder 16
3.4 Gasverstärkung 17

4 Die CERES Spurendriftkammer (TPC) **19**
4.1 Aufbau 19
4.2 Funktionsprinzip 21
4.3 Wahl des Zählgases 22
4.4 Auslese und Koordinatenbestimmung 23

5 Die Myonenkammern **27**
5.1 Aufbau 27
5.2 Funktionsprinzip der Myonenkammern 28
5.3 Zählgas 29

6 Durchführung der Messung **33**
6.1 Das Koordinatensystem 34
6.2 Kalibration der MK Delayline 35
6.3 Aufbau während der Myonenmessungen 38
6.4 Bestimmung des Achsenabschnitts der Delaylinekalibration . . 39
6.5 Bestimmung der Ortsauflösung der MK 41
6.6 Summenschnitt 43
6.7 Spurqualitätschnitt 43

7 Ergebnisse der Myonenmessungen **49**
7.1 Korrektur der Driftgeschwindigkeit 49
7.2 Probleme der Feldrechnungen 51
7.3 Driftfeldverzerrungen in der TPC 53
7.4 Änderungen in Feldrechnungen 61
7.5 Diskussion der Methode und Ausblick 65

A **67**

Kapitel 1

Einleitung

Am CERN SPS Beschleuniger werden Kollisionen von schweren Atomkernen bei hohen Einschußenergien untersucht, um mehr über die Eigenschaften von hochangeregter Materie zu erfahren.

Hierbei wurden zunächst ^{16}O- und ^{32}S-Ionen auf Energien bis 200 AGeV und schließlich seit 1994 ^{208}Pb-Ionen auf 158 AGeV beschleunigt und auf im Labor ruhende Targets verschiedener Massenzahlen geschossen. Ein solches *fixed target* Experiment ist auch das CERES Experiment, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand.

Es wird erwartet, daß bei diesen Kollisionen die Dichte und Temperatur der Kernmaterie so groß wird, daß die Partonen der Hadronen, nämlich die Quarks und Gluonen, nicht mehr einem bestimmten Hadron zugeordnet werden können [1, 2]. Dies kann dazu führen, daß die Bindung der Quarks zu einem Hadron aufgehoben wird, was als *deconfinement* bezeichnet wird. Die Quarks und Gluonen würden sich demnach frei in diesem dichten Medium bewegen. Ein solches Szenario und der damit verbundene Anstieg der Freiheitsgrade zeigt sich im Rahmen von QCD-Gitterrechnungen als sprunghafter Anstieg der Energiedichte ε bei einer kritischen Temperatur T_c [3, 4]. Nach bisherigem Verständnis erfolgt ein solcher Phasenübergang von einem dichten Gas stark wechselwirkender Hadronen zu einem Plasma quasifreier Quarks und Gluonen (QGP) bei einer kritischen Temperatur $T_c \approx 150$ MeV und einer Dichte von 2 bis $3{\cdot}\rho_0$; Bedingungen also, wie sie im Verlauf von Schwerionenkollisionen bei CERN-SPS-Energien durchaus erzeugt werden können [5, 6].

Unter den experimentellen Proben zur Untersuchung der heißen und dichten Phase spielen Leptonpaare eine besondere Rolle. Da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, können sie nach ihrer Erzeugung das Reaktionsvolumen ungestört verlassen und tragen somit Information über die relevanten Eigenschaften der Materie während der frühen Phase. So wurde etwa ein möglicher Beitrag zur Dilepton-Produktion durch $q\bar{q}$-Annihilation im QGP vorhergesagt. Besonders diskutiert wurden in jüngster Zeit auch mögliche Modifikation der Eigenschaften von Hadronen in heißer, dichter Kernmaterie [7]. Eine herausragende Stellung nehmen hierbei die Vektormesonen ein ($J^P = 1^+$), da sie die Quantenzahlen des Photons tragen und somit elektromagnetisch in ein e^+e^--Paar zerfallen können. Insbesondere das ρ-Meson mit einer Vakuum-Breite von ca. 150 MeV ($\tau \approx 1.3\,\mathrm{fm/c}$) zerfällt mit hoher Wahrscheinlichkeit noch innerhalb des Mediums, so daß die Rekonstruktion der e^+e^--Paare Aufschluß geben kann über eine mögliche Veränderung der Masse oder der Breite der ρ-Resonanz. Eine solche Modifikation der Vektormeson-Masse oder -Breite im Medium wäre verknüpft mit der Vorstellung der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie der Teilchen, die im physikalischen Vakuum gebrochen ist [8]. Die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie hat die Eigenschaften eines Phasenübergangs, ihr Ordnungsparameter ist der Erwartungswert des $< q\bar{q} >$-Kondensats. QCD-Rechnungen auf dem Gitter zeigen an, daß ein solcher Phasenübergang etwa bei derselben kritischen Temperatur erfolgt wie der *deconfinement*-Phasenübergang. Experimentell versucht man, die Produktionsrate von e^+e^--Paaren in Kern-Kern-Kollisionen zu vergleichen mit derjenigen in pp-Kollisionen, bei denen man davon ausgehen kann, daß alle Zerfälle im Vakuum stattfinden. Solche Untersuchungen wurden von der CERES-Kollaboration am CERN-SPS durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, daß die e^+e^--Produktionsrate, normiert auf die Zahl der produzierten geladenen Teilchen, in p-induzierten Reaktion konsistent ist mit den Erwartungen aus pp-Kollisionen [9]. Geht man jedoch über zu schweren Projektilen, so beobachtet man eine deutliche Überhöhung der Produktionsrate im Massenbereich $m_{2\pi} < m < m_{\rho,\omega}$ [10, 11] (Abbildung 1.1). Die Interpretation dieser Messungen ist allerdings noch unklar. So können Modelle, die von einer Absenkung der Vektormesonmasse im Sinne der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie ausgehen (Brown-Rho-*scaling*) [12], die Daten ebenso gut beschreiben wie Ansätze, die eine Verbreiterung der ρ-Resonanz im Medium berücksichtigen (gekennzeichnet durch R/W in Abbildung 1.1) [13]. Jüngste Untersuchungen deuten jedoch an, daß eine konsequente Berücksichtigung der chiralen Symmetrie in einem hadronischen Szenario ebenfalls zu einer Verbreiterung und nicht notwendigerweise zu einer Absenkung der Vektormesonmassen führen muß [7].

Um detailliertere experimentelle Information zu erhalten, ist eine erhebliche Verbesserung der Impuls- und damit der Massenauflösung des CERES-Spektrometers notwendig. Dies soll erreicht werden durch eine Erweiterung des Spektrometers um eine radiale Spurendriftkammer (englisch: *time projection chamber*, TPC), die eine präzisere Vermessung der Teilchentrajektorien ermöglicht. Hierbei soll die Massenauflösung im Bereich der Masse des *rho*-

Mesons von bisher 7 % auf 2 % verbessert werden.

Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau eines externen Detektorsystems, bestehend aus zwei Vieldraht-Proportionalkammern, mit dessen Hilfe die Driftgeschwindigkeit in der TPC kalibriert sowie elektrische Driftfeldverzerrungen systematisch untersucht werden können. Hierzu dienen Myonen-Spuren aus dem Strahl*halo* des SPS-Beschleunigers, die mit der TPC und den beiden Vieldraht-Proportionalkammern koinzident aufgezeichnet werden.

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau des CERES-Spektrometers erläutert. Bevor dann speziell auf die Funktionsweise der CERES-TPC eingegangen wird, werden die wichtigsten physikalischen Vorgänge innerhalb von Driftkammern besprochen. Nachdem in Kapitel 5 die Myonenkammern beschrieben werden, ist das Kapitel 6 den mit ihnen und der TPC durchgeführten Messungen gewidmet. Im Kapitel 7 werden dann die aufgenommenen Daten diskutiert.

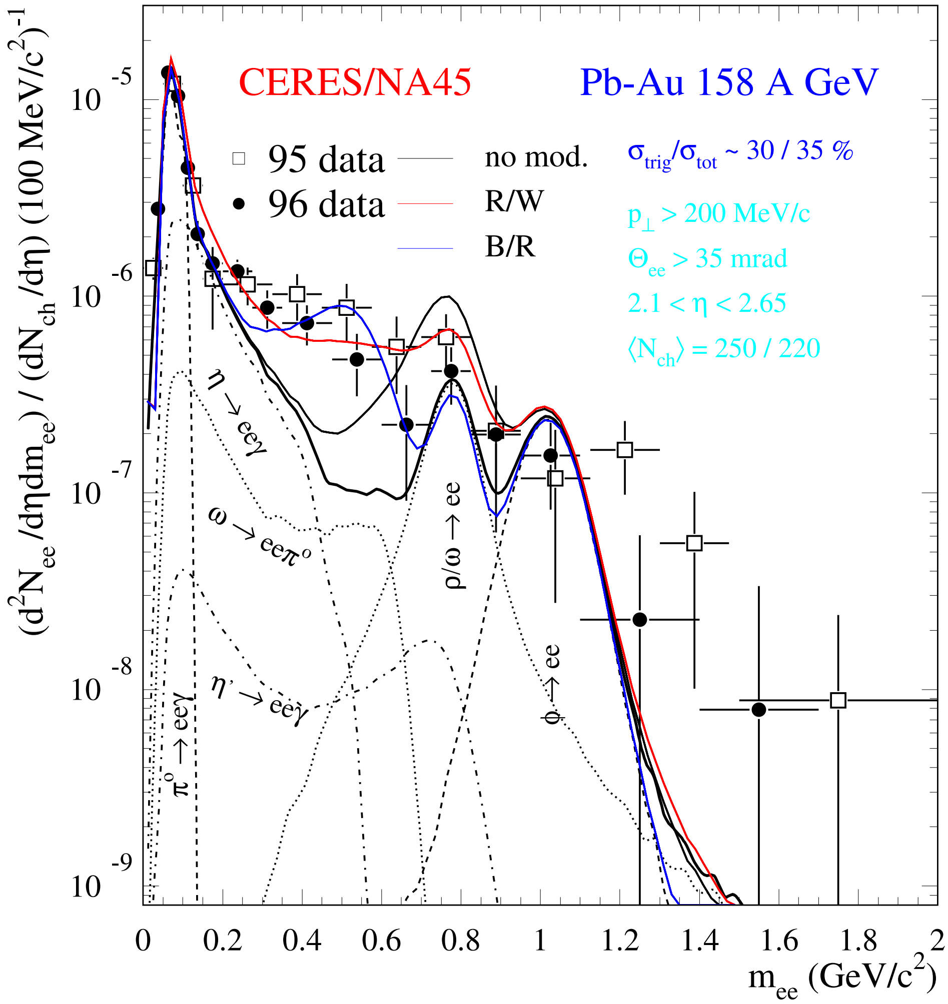

Abbildung 1.1: Invariantes e^+e^--Massenspektrum in Pb+Au bei 158 AGeV [11, 14] im Vergleich mit Modellrechnungen [13].

Kapitel 2

Das CERES Experiment

Das Ziel des CERES (*CErenkov Ring Electron Spectrometer*) - Experiments am CERN-SPS ist es, Elektron-Positron-Paare zu messen, die aus dem Hauptvertex der Reaktion stammen. Hierbei werden der Winkel zwischen Elektron und Positron und ihre Impulse bestimmt. Eine Schwierigkeit hierbei ist, daß die Elektronen und Positronen, die aus dem Zerfall von Vektormesonen stammen, nur einen kleinen Anteil der geladenen Teilchen, welche in der Kollision erzeugt werden, stellen. Ein weiteres Problem stellen die in der Kollision erzeugten Gammaquanten (hauptsächlich aus $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) dar, da sie mit Detektormaterialien wechselwirken und durch Photokonversion e^+e^--Paare erzeugen können. Ferner führen π^0-Dalitz-Zerfälle zu einem unerwünschten Untergrund von e^+e^--Paaren.

Um in der Messung e^+e^--Paare wirksam von der großen Anzahl anderer geladener Teilchen zu unterscheiden, werden Ringabbildende-Cherenkov-Detektoren (RICH1 und RICH2) mit einer Cherenkovschwelle von $\gamma_{th} \approx 32$ benutzt (Abbildung 2.1) [15]. Diese Schwelle kann nur von Elektronen, Positronen und sehr schnellen Pionen überschritten werden. Der Radius des Rings von UV-Photonen, der beim Durchgang eines geladenen Teilchens mit $\gamma > \gamma_{th}$ durch das Radiatormaterial eines RICHs erzeugt wird, hängt dabei nur von der Geschwindigkeit der Teilchen und dem Brechungsindex des Mediums ab. Bei bekanntem Impuls der Teilchen ist deshalb ein Unterscheidung von Elektronen und Pionen aufgrund ihrer unterschiedlicher Ringradien möglich. Die Impulsbestimmung wird durch ein Magnetfeld zwischen RICH1 und RICH2 erreicht, da es eine impulsabhängige Ablenkung der Teilchen bewirkt. Hierdurch können auch positive von negativen Teilchen unterschieden werden.

Um die Produktion von e^+e^--Paaren durch Photokonversion zu minimieren, ist der Detektor so konzipiert, daß die elektromagnetische Strahlungslänge möglichst gering ist ($< 1\%$).

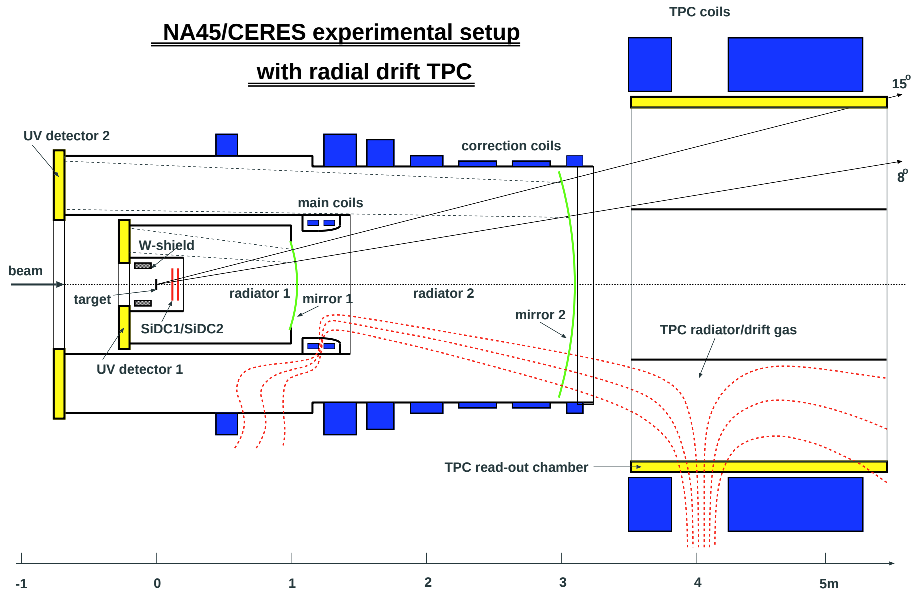

Abbildung 2.1: Aufbau des CERES-Experiments

Zusätzliche Impulsinformation erhält man aus zwei Silizium-Driftdetektoren (SiDC1 und SiDC2) [16], die sich unmittelbar hinter dem Target befinden. Insbesondere dient der im SiDC-System gemessene Öffnungswinkel von e^+e^--Kandidaten zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds, da systematisch Paare mit kleinen invarianten Massen (aus γ-Konversionen oder π^0-Dalitz-Zerfällen) unterdrückt werden können.

Die Akzeptanz des Detektors deckt azimutal 2π ab und geht im Polarwinkel von 8° bis 15°, was einem Pseudorapiditätsbereich von $2.1 < \eta < 2.65$ entspricht. Die Akzeptanz liegt damit nahe dem Schwerpunktsystem der Kollision, wo die höchste Energiedichte und damit die höchste Teilchendichte erwartet wird (y_{cms}=2.9 bei Strahlenergien von 158 AGeV).

Die Massenauflösung eines in ein e^+e^--Paar zerfallenen Teilchens ist durch die Genauigkeit der Impulsbestimmung der Elektronen und Positronen limitiert. Die Impulsbestimmung basiert auf der Messung der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld zwischen den RICH-Detektoren.

Um die Impulsauflösung zu verbessern, wurde 1998 das bestehende CERES-Experiment um einen weiteren Spurdetektor erweitert [17]. Die Wahl fiel hierbei auf eine zylindrische Spurendriftkammer (TPC) mit radialer Drift, um die bestehende azimutale Symmetrie des Experimentes zu erhalten. Die CERES-TPC wird in einem von zwei warmen Spulen erzeugten Magnetfeld betrieben und erlaubt die präzise Vermessung der Teilchenspuren an bis zu

20 Raumpunkten. Bei einer erwarteten Einzelpunktauflösung von 300 bis 400 μm in azimutaler Richtung kann mit Hilfe der TPC die Massenauflösung im Bereich der Masse des ρ-Mesons des CERES-Spektrometers von bisher etwa 7% auf rund 2% verbessert werden.

Bevor in Kapitel 4 der genaue Aufbau der CERES-TPC dargestellt wird, sollen im folgenden Kapitel zunächst die wichtigsten physikalischen Vorgänge, auf die die Funktion von Driftkammern basiert, beschrieben werden.

Kapitel 3

Nachweis von geladenen Teilchen in Gaszählern

Spurendriftkammern (TPCs) stellen eine Weiterentwicklung und Kombination des Driftkammer- und des Vieldrahtproportionalkammer-Prinzips dar [18]. Speziell in Schwerionenexperimenten ist die Verwendung von TPCs in jüngster Zeit zu einem wichtigen Instrument zur Spurrekonstruktion von geladenen Teilchen geworden [19]. Im folgenden sollen die wichtigsten physikalischen Vorgänge, auf denen die Funktionsweise einer TPC beruht, beschrieben werden. Diese Vorgänge sind natürlich nicht nur für TPCs, sondern für alle Arten von Gaszählern von Bedeutung, insbesondere auch für die Myonenkammern, deren Betrieb im Zentrum dieser Arbeit steht. Auf deren Aufbau wird dann in Kapitel 5 eingegangen.

3.1 Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie

Obwohl Teilchen, welche Materie durchqueren, Energie durch diverse Wechselwirkungen mit dem Medium verlieren können, ist für die Funktionsweise einer TPC nur die elektromagnetische Wechselwirkung von Relevanz. Diese führt zu zwei Prozessen: Ionisation und Anregung der Atome des Materials. Die Elektronen, die durch die Ionisation frei werden, können dabei so viel kinetische Energie erhalten, daß sie weitere Atome ionisieren (sekundäre Ionisation). Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den mittleren Energieverlust eines Teilchens pro zurückgelegter Wegstrecke [20]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a {r_e}^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right] . \tag{3.1}$$

dE = Energieverlust
dx = Wegstrecke
N_a = Avogadrosche Zahl
r_e = klassischer Elektronradius = 2.817×10^{-13} cm
c = Lichtgeschwindigkeit
ρ = Dichte des absorbierenden Mediums
Z = Atomzahl des absorbierenden Mediums
A = Massenzahl des absorbierenden Mediums
z = Ladung des durchquerenden Teilchens
$\beta = v/c$ = Geschwindigkeit des durchquerenden Teilchens
m_e = Ruhemasse des Elektrons
$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$
W_{max} = maximaler Energieübertrag pro Kollision
I = mittleres Anregungspotential der Atome
δ = Dichtekorrekturterm

Bei kleinen Geschwindigkeiten nimmt dE/dx mit $1/\beta^2$ ab, was auf die abnehmende Wechselwirkungsdauer des Teilchens im Medium zurückzuführen ist. Für $\beta\gamma \approx 4$ erreicht dE/dx ein Minimum (*minimum ionizing particles, MIPs*), um bei relativistischen Teilchenimpulsen mit dem Logarithmus von $\beta\gamma$ anzusteigen, was durch die transversale Ausdehnung des elektrischen Feldes des Teilchens bei relativistischen Geschwindigkeiten bewirkt wird (*relativistic rise region*). Dieser logarithmische Anstieg wird bei sehr hohen Geschwindigkeiten durch den Dichtekorrekturterm kompensiert, der die feldabschirmende Wirkung der Polarisierung des Mediums berücksichtigt. Das Plateau im mittleren Energieverlust, das dabei erreicht wird, beträgt in Gasen etwa das 1.5 fache des Energieverlusts von MIPs. Dieser Faktor hängt dabei schwach von dem benutzten Gas ab.

Aus Gleichung 3.1 folgt, daß der Energieverlust eines Teilchens nur von seiner Geschwindigkeit und nicht von seiner Masse abhängt. Betrachtet man ein schmales Impulsfenster im Bereich des relativistischen Wiederandstiegs, so ermöglicht die unterschiedliche spezifische Ionisation die Identifikation verschiedener Teilchensorten (Abbildung 3.1).

Da dE/dx jedoch stark statistisch fluktuiert, was durch eine Landau-Verteilung beschrieben wird, sind mehrere Messungen von dE/dx eines Teilchens nötig, um seine Identität zu bestimmen. Dies trifft besonders für Geschwindigkeiten, bei denen der Energieverlust im logarithmisch verlaufenden Bereich liegt, zu. Bei der Bestimmung des Energieverlusts des Teilchens durch die Messung der freigesetzten Elektronen ist jedoch zu beachten, daß die Anzahl der freien Elektronen mit der Zeit durch Rekombination und Elektroneneinfang abnimmt. Da beide Prozesse zeitabhängig sind, kann einen

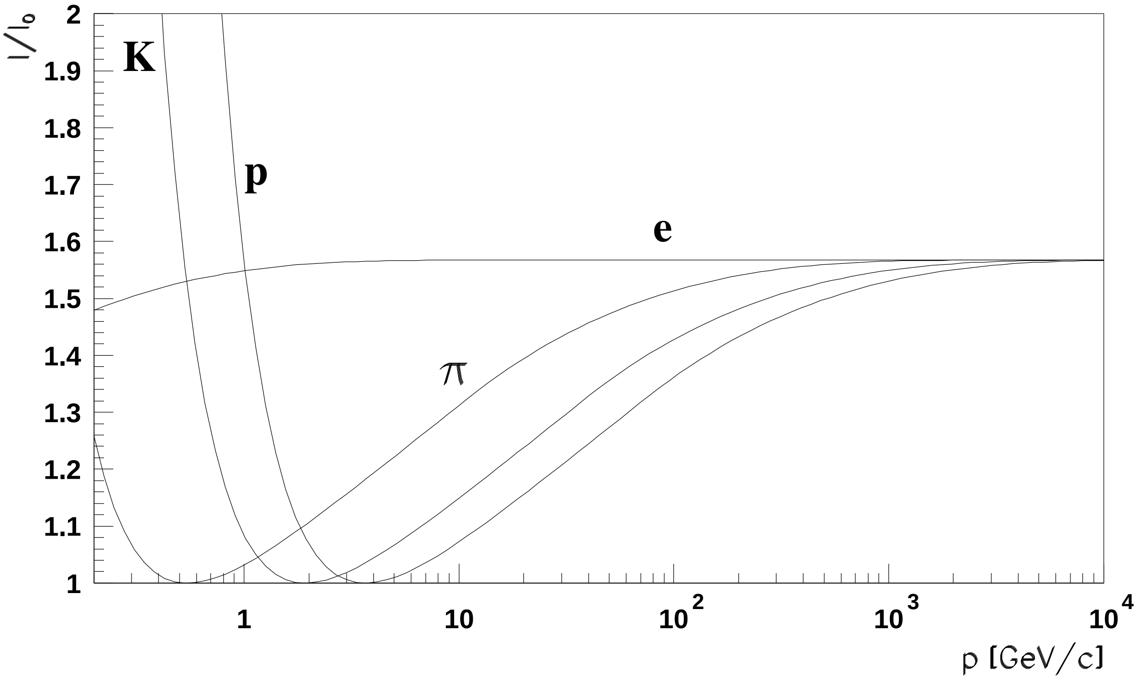

Abbildung 3.1: Die auf den minimalen Energieverlust I_0 für MIPS normierte spezifische Ionisation ist als Funktion des Impulses für verschiedene Teilchensorten aufgetragen.

Reduzierung dieser Effekte durch eine Erhöhung des angelegten elektrischen Driftfeldes und damit eine Verminderung der Verweildauer der Elektronen im Driftraum erfolgen. Bei Edelgasen ist die Elektronegativität so gering, daß der Elektroneneinfang vernachlässigbar ist. Wichtig hingegen ist die hohe Elektronegativität einiger Verunreinigungen, insbesondere O_2. Die Wahrscheinlichkeit für Elektroneneinfang hängt überdies von den Eigenschaften der Molekülgaskomponente des Zählgases ab, insbesondere die Verwendung von CO_2 als Löschgas erweist sich hier als kritisch [21].

3.2 Drift und Diffusion in Gasen

Die durch ein geladenes Teilchen erzeugten freien Elektronen diffundieren in den umliegenden Raum und verlieren durch Vielfachstöße Energie, bis sie sich im thermischen Gleichgewicht befinden. Ihre Geschwindigkeit läßt sich dann durch die Maxwellverteilung beschreiben, aus der sich eine mittlere

Geschwindigkeit von

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \tag{3.2}$$

ergibt [22]. Hierbei ist k die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und m die Masse des diffundierenden Teilchens, hier des Elektrons. Bei Raumtemperatur beträgt die thermische Geschwindigkeit der Elektronen einige 10^6 cm/s. Die zeitliche Entwicklung der räumlichen Verteilung der Elektronen läßt sich durch eine zerfließende dreidimensionale Gaußverteilung beschreiben. Die Breite der Verteilung in Abhängigkeit von der Zeit t ist wie folgt durch einen Diffusionskoeffizienten charakterisiert :

$$\sigma(t) = \sqrt{6Dt}\,. \tag{3.3}$$

Der Diffusionskoeffizient ergibt sich aus der kinetischen Gastheorie zu

$$D = \frac{1}{3}\bar{v}\lambda\,. \tag{3.4}$$

λ ist die mittlere freie Weglänge; sie ist proportional zur Temperatur und umgekehrtproportional zum Wirkungsquerschnitt einer Kollision des Elektrons mit einem Gasteilchen. Dieser Wirkungsquerschnitt wiederum hängt stark von den Anregungszuständen der Gasteilchen ab.

Befinden sich die durch Ionisation frei gewordenen Elektronen in einem elektrischen Feld, so wird der thermischen Bewegung eine Beschleunigung entlang der Feldlinien überlagert, wobei die Elektronen so lange beschleunigt werden, bis sie mit einem Gasteilchen stoßen und dadurch abgebremst werden. Die über diese Prozesse gemittelte Geschwindigkeit wird als Driftgeschwindigkeit bezeichnet und hängt von der Stärke des Feldes und der mittleren freien Weglänge ab.

Die Diffusion der Elektronen transversal zur Driftrichtung verringert sich, wenn ein Magnetfeld parallel zum elektrischen Feld angelegt wird. Die zur Driftrichtung transversale Bewegungskomponente wird dann im Magnetfeld auf eine Schraubenbahn um die Richtung der Magnetfeldlinien umgelenkt.

3.3 Drift in magnetischen und elektrischen Felder

Bewegt sich ein Elektron in einem elektrischen und magnetischen Feld, so wirken auf das Elektron die Coulomb- und die Lorentzkraft. Das Elektron bewegt sich dann auf einer Schraubenbahn, die in eine Kreisbewegung und eine Translationsbewegung zerlegt werden kann. Das magnetische Feld $\vec{B}$ bewirkt die Kreisbewegung mit der Winkelgeschwindigkeit

$$\vec{\omega} = \frac{e\vec{B}}{m_e} = 17.6\,\frac{\mathrm{MHz}}{\mathrm{Gau\ss}} \cdot \vec{\mathrm{B}}\,, \tag{3.5}$$

wobei e die Ladung und m_e die Masse des Elektrons ist. Die Driftgeschwindigkeit $\vec{v_D}$ eines Elektrons in einem elektrischen und magnetischen Feld wird durch die Langevin-Gleichung gegeben [23]:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu E}{1+\omega^2\tau^2} \cdot \left[\hat{E} + \omega\tau\hat{E}\times\hat{B} + \omega^2\tau^2\left(\hat{E}\cdot\hat{B}\right)\hat{B}\right]\,. \tag{3.6}$$

Hierbei sind $\hat{E}$ und $\hat{B}$ die Einheitsvektoren in Richtung des elektrischen und magnetischen Feld $\vec{E}$ und $\vec{B}$. Mit μ wird die Mobilität der Elektronen im Gas bezeichnet und τ ist die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen eines Elektrons mit Gasteilchen. Der erste Term der Gleichung 3.6 beschreibt die Driftgeschwindigkeit, wenn nur das elektrische Feld existiert. Der zweite Term bewirkt eine zum elektrischen und magnetischen Feld senkrechte Komponente. Dies wird als $\vec{E}\times\vec{B}$-Effekt bezeichnet und er bewirkt einen Winkel zwischen der Driftrichtung und dem elektrischem Feld, der Lorentzwinkel genannt wird und durch $\tan\Psi = \omega\tau$ gegeben ist. Der letzte Term in Gleichung 3.6 beschreibt die Rotationsbewegung des Elektrons um die elektrische Feldrichtung.

3.4 Gasverstärkung

Werden Elektronen in einem elektrischen Feld zwischen zwei Stößen so stark beschleunigt, daß ihre Energie ausreicht, die Gasatome zu ionisieren, führt dies zu einer Ionisationslawine. Die dabei erzeugte Ladungswolke hat die Form eines Tropfens, bei dem die Elektronen mit ihrer höheren Geschwindigkeit den Kopf des Tropfens und die positiven Ionen den Schwanz bilden. Die Wahrscheinlichkeit pro Wegstrecke, daß ein Elektron ein Gasatom ionisiert, heißt *erster Townsend Koeffizient* α und ist der Kehrwert der mittleren freien Weglänge λ. Wenn n die Anzahl der Elektronen ist, ist die Anzahl der pro Wegstrecke erzeugten Elektron-Ion-Paare:

$$\frac{dn}{dx} = n\alpha\,. \tag{3.7}$$

Ist n_0 die Anzahl der Elektronen zu Beginn, so ergibt das Integral von Gleichung 3.7:

$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(\int_{x_2}^{x_1} \alpha\,dx\right) = M\,. \tag{3.8}$$

Der Multiplikationsfaktor M, welcher sich bei konstantem α zu $M = \exp(\alpha x)$ vereinfachen läßt, wird Gasverstärkungsfaktor genannt.

In Proportionaldrahtkammern, wie sie Bestandteil der TPC sind, nutzt man diesen Effekt, da man durch Wahl sehr dünner Drähte hohe Feldstärken in der Umgebung der Drahtoberfläche erzielen und so das Signal der ankommenden Elektronen in geeigneter Weise verstärken kann (typische Verstärkungsfaktoren sind $M = 10^3$ bis 10^5), um es anschließend elektronisch weiterzuverarbeiten und nachzuweisen.

Kapitel 4

Die CERES Spurendriftkammer (TPC)

4.1 Aufbau

Form und Größe der CERES-TPC ergeben sich aus der Forderung, die bestehende Akzeptanz und Symmetrie des CERES-Experiments zu erhalten. Es wurde daher ein zylindrischer Aufbau mit radialem Driftfeld gewählt, wobei die TPC die Strahlachse symmetrisch umschließt. Insgesamt hat die TPC eine aktive Länge von 2 m und einen Durchmesser von 2.6 m (Abbildung 4.1).

Das radiale elektrische Driftfeld wird erzeugt durch eine zylindrische Hochspannungselektrode mit einem Durchmesser von 97.2 cm, die auf einem Potential von -30 kV liegt. Den Feldabschluß bilden die auf Erdpotential liegenden Felddrähte der Auslesekammern bei einem Radius von etwa 130 cm (Abbildung 4.1).

Die TPC wird von zwei großen Magnetspulen umschlossen, die in entgegengesetzter Richtung von Strom (bis 4 kA) durchflossen werden. Das dadurch erzeugte Magnetfeld weist in der Mitte der TPC eine starke radiale Komponente auf (bis 0.5 T), während es am Ein- und Austritt des Detektors im wesentlichen parallel zur Strahlachse verläuft. Das resultierende magnetische Feld ist in Abbildung 2.1 schematisch durch die gestrichelten Linien symbolisiert.

Entscheidend für eine gute Impulsbestimmung ist eine hohe Ortsauflösung in ϕ-Richtung. Um dies zu erreichen, ergibt sich die Notwendigkeit, daß die Verstärkungsdrähte der Auslesekammern ebenfalls in ϕ-Richtung verlaufen. Es wurde daher eine modulare Struktur gewählt, bestehend aus 16 individuellen Auslesekammern, die in einer käfigartigen Struktur befestigt sind.

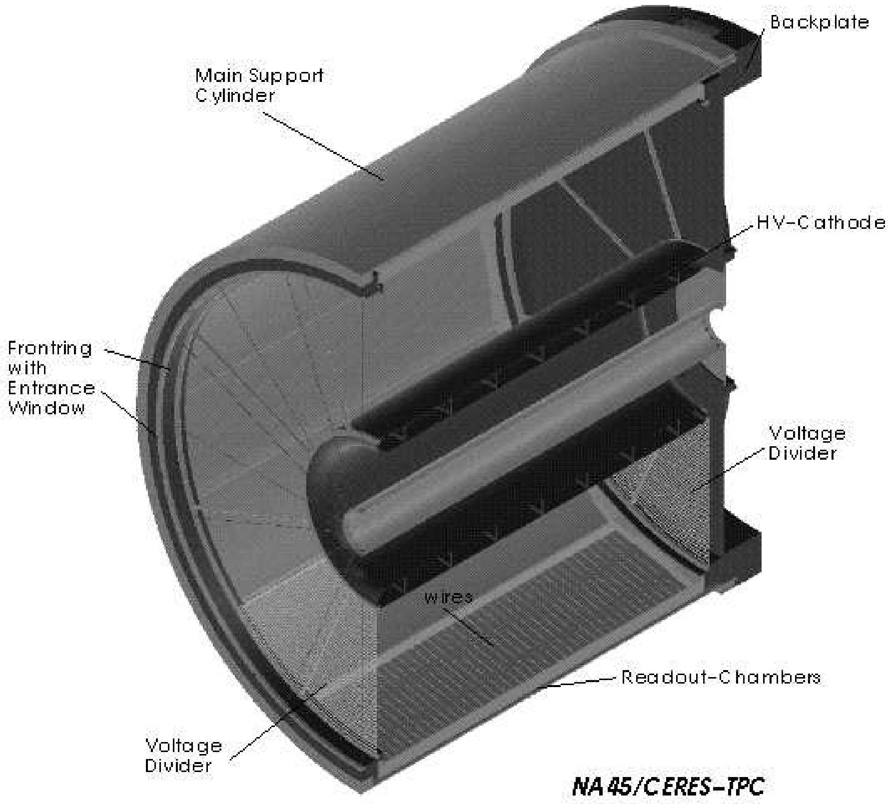

Abbildung 4.1: Schnittbild der TPC.

Als Folge daraus ergibt sich, daß der Abschluß des elektrischen Driftfeldes keinen Zylinder, sondern eine Polygonstruktur bildet (Abbildung 4.1). Die Untersuchung der dabei entstehenden Abweichung von einem idealen radialen Driftfeld sind Gegenstand dieser Arbeit.

Um das elektrische Feld parallel zur Strahlachse zu stabilisieren, sind an beiden Enden der TPC Spannungsteiler angebracht. Diese bestehen aus 50 μm dicken Kaptonfolien, welche beidseitig 100 bis 200 nm dick mit Kupfer beschichtet sind (Abbildung 4.2). Die Spannungsteiler bewirkt einen Spannungsverlauf, der mit 1/r abnimmt und zu ringförmigen Potentialflächen führt.

Bei den Auslesekammern handelt es sich um Vieldraht-Proportionalkammern mit segmentierter Kathodenauslese. In Abbildung 4.3 ist die Anordnung der drei Drahtebenen sowie die Form der Kathodensegmente (*pads*) ersichtlich. Liegt ein gültiges Triggersignal vor, können die Elektronen aus dem Driftraum die erste Drahtebene (*gating grid*) passieren und werden an den An-

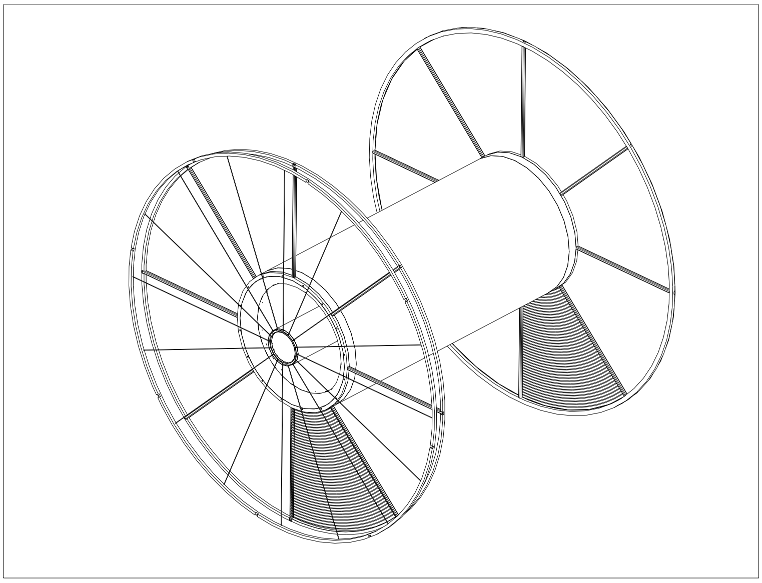

Abbildung 4.2: Der TPC Feldkäfig.

odendrähten (*sense wires*) verstärkt (Abbildung 4.3 und 4.4).

Für die *pads* wurde eine sogenannte *chevron*-Form gewählt, da dies eine optimale Ladungsteilung und Linearität des nachgewiesenen Signals gewährleistet [24]. Die *pads* sind in zwanzig azimutal ausgerichteten Reihen angeordnet.

Da die Magnetfeldlinien in Richtung Ein- und Austritt des Detektors stark vom radialen Verlauf abweichen, folgen die driftenden Elektronen als Folge von $E \times B$-Effekten nicht genau den elektrischen Feldlinien Um dennoch eine präzise Vermessung der Teilchenspuren zu ermöglichen, ist eine genaue Kenntnis der lokalen elektrischen und magnetischen Feldstärken erforderlich. Während das Magnetfeld mit Hilfe von Hallsonden präzise vermessen werden kann, bedarf es zur Bestimmung des elektrischen Feldes detaillierter Feldrechnungen, deren Genauigkeit mit Hilfe des in dieser Arbeit verwendeten externen Detektorsystems überprüft werden kann.

4.2 Funktionsprinzip

Die Elektronen, die ein geladenes Teilchen bei seiner Durchquerung der TPC durch Ionisation frei setzt, driften in radialer Richtung zu den Auslesekammern. Eine externe Triggerentscheidung legt fest, ob das *gating grid* die Elektronen durchläßt. Dann liegt an allen Drähten des *gating grid* ein Spannung

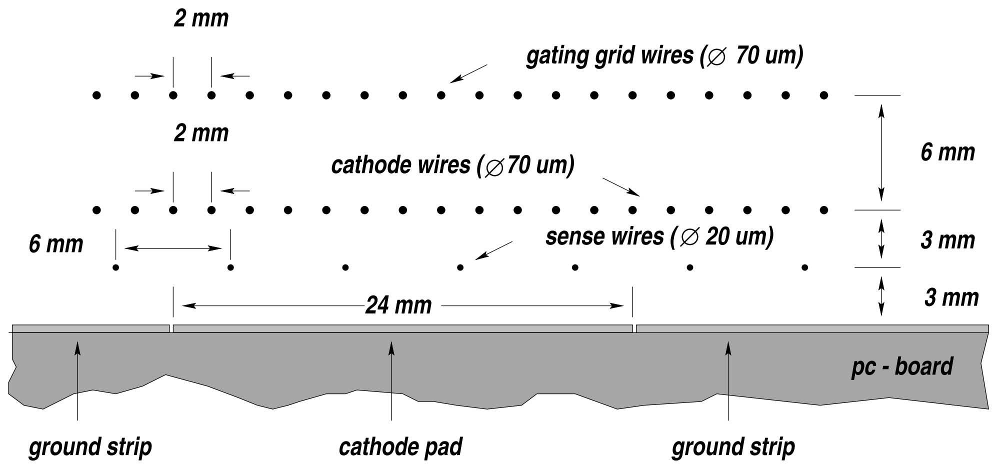

Abbildung 4.3: Anordnung, Abstände und Drahtdicken der verschiedenen Drahtebenen.

an, die so gewählt wird, daß die Elektronen das *gating grid* ungehindert passieren können. Diese Spannung beträgt -140 V. Um nun das *gating grid* für Elektronen undurchlässig zu machen, wird dem Potential der Drähte alternierend eine weitere Spannung (70 V) addiert bzw. subtrahiert. Dies führt dazu, daß die Elektronen in dem nun stark inhomogenen Feld zu den auf dem positiveren Potential liegenden Drähten driften und dort absorbiert werden. Ist das *gating grid* geöffnet, passieren die Elektronen dieses und auch die nachfolgende Ebene von Felddrähten, um dann in der Umgebung der Anodendrähten Ionisationslawinen zu erzeugen. Die dabei entstehenden positiven Ionenrümpfe induzieren eine Spiegelladung auf den Kathodenpads, die von der Ausleselektronik nachgewiesen wird.

4.3 Wahl des Zählgases

Die TPC wird mit einem Zählgas betrieben, das eine Mischung aus Ne und CO_2 im Verhältnis 80:20 ist. Bei der Wahl von Neon im Vergleich zu anderen Edelgasen stand die geringe Strahlungslänge im Vordergrund. CO_2 reduziert die freie Weglänge der Elektronen und vermindert so die Diffusion sowie $E \times B$-Effekte. Die transversale und longitudinale Diffusion liegen bei den hier anliegendem elektrischen Feld zwischen 180 und 250 bzw. 150 und 210 $\mu\mathrm{m}/\sqrt{cm}$. Der maximale Lorenzwinkel im aktiven Volumen der TPC beträgt $\tan\psi = 10°$. Die Reduktion der Diffusion und der $E \times B$-Effekte wirkt sich günstig auf die Genauigkeit der Ortsbestimmung aus. Jedoch bewirkt es auch eine geringere Driftgeschwindigkeit, was durch ein höheres elektrisches Feld

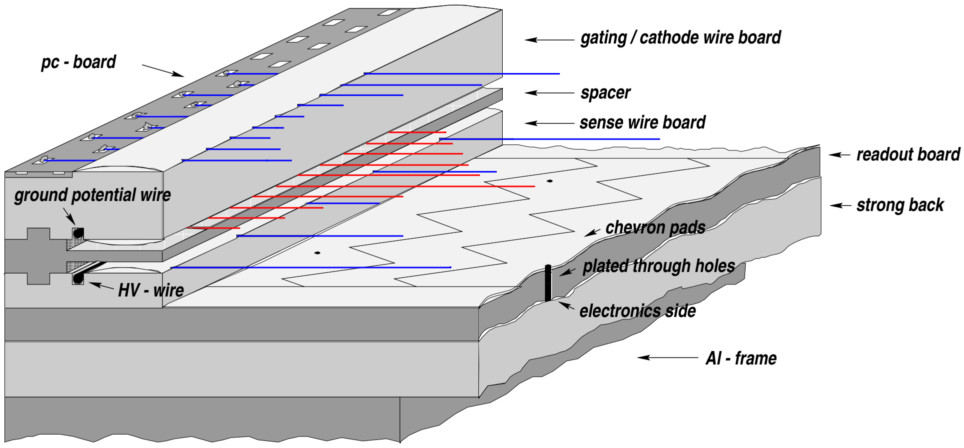

Abbildung 4.4: Perspektivische Ansicht der Drahtebenen und der darunterliegenden *chevron*-Auslesestruktur der CERES-TPC Auslesekammern.

kompensiert werden muß. Nachteilig ist bei der Benutzung von CO_2, daß es die Anlagerung von Elektronen an O_2 begünstigt. Dies fordert eine niedrige Sauerstoffverunreinigung des Zählgases [21, 19].

4.4 Auslese und Koordinatenbestimmung

In der CERES TPC werden die Pads alle einzeln ausgelesen, wobei auch der zeitliche Verlauf des induzierten Signals aufgenommen wird. Da das von einer einzelnen Spur induzierte Signal typischerweise auf 2 bis 3 benachbarten Kathodenpads nachgewiesen wird, kann die Ermittlung des Ortes sowie der Ankunftszeit durch Schwerpunktsbildung erfolgen. Aus der Differenz von zeitlichem Mittelwert des Signals und externem Startsignal wird die Driftzeit t_{Drift} bestimmt. Durch die Formel 4.1 kann aus dem Ort der Spiegelladungen $\vec{r}_{Auslese}$ und der Driftzeit t_{Drift}, der Ort $\vec{r_p}$ der Primärionisation berechnet werden:

$$\vec{r_p} = \vec{r}_{Auslese} + \int_{t_{Drift}}^{0} \vec{v_D}(\vec{r})\,(-dt)\,. \tag{4.1}$$

Dem Ort $\vec{r_p}$ der Primärionisation entspricht der Ort eines Segmentes der Trajektorie des ionisierenden Teilchens. Die Driftgeschwindigkeit $\vec{v_D}$ eines Elektrons in einem elektrischen und magnetischen Feld ist durch die Langevin-Gleichung gegeben (siehe Kapitel 3.3 und [23]):

Falls kein Magnetfeld existiert, vereinfacht sich Gleichung 3.6 zu:

$$\vec{v}_D = \mu \vec{E} \, . \tag{4.2}$$

Hierbei kann die Mobilität der Elektronen auch leicht von der Stärke des elektrischen Felds abhängen. Um also mit Hilfe von Gleichung 4.1 und 4.2 eine Zuordnung zwischen Ort der Signalerzeugung und der Driftzeit zu dem Ort der Primärionisation und somit dem Ort des Trajektoriensegments des ionisierenden Teilchens zu ermitteln, ist eine genaue Kenntnis der lokalen elektrischen und magnetischen Felder nötig.

Da in einem radialen Driftfeld die Feldstärke nicht konstant ist, sondern mit zunehmendem Radius abnimmt ($E \sim 1/r$), ist auch die Driftgeschwindigkeit in der CERES-TPC nicht konstant. Abbildung 4.5 zeigt die Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke vom Radius bei einer Hochspannung von -30 kV am inneren Zylinder. Die Feldstärke variiert zwischen Werten von etwa 600 V/cm am Ort des Hochspannungszylinders und etwa 250 V/cm in der Nähe der Auslesekammer. Die daraus resultierende Driftgeschwindigkeit in Ne(80%) CO_2(20%) ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Sie variiert entsprechend zwischen Werten von 1.7 cm/μs und 0.6 cm/μs, woraus sich eine maximale Driftzeit von etwa 80 μs ergibt.

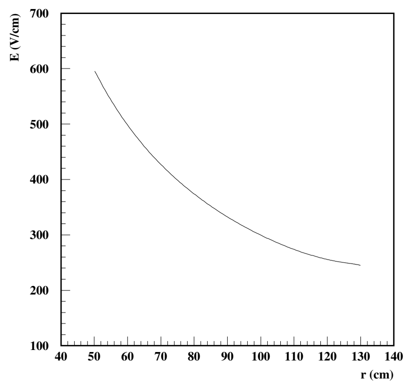

Abbildung 4.5: Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke in der TPC vom Radius.

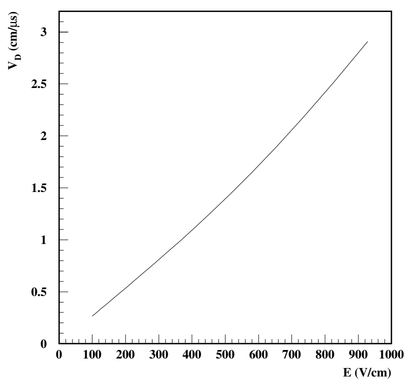

Abbildung 4.6: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke.

Kapitel 5

Die Myonenkammern

5.1 Aufbau

Bei den Myonenkammern (MK) handelt es sich um Vieldraht-Proportionalkammern mit einer Vorverstärkungsstufe. Die beiden verwendeten Kammern sind eine Leihgabe des Detektorlabors der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung)[25]. Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen eine Kammer mit ihren Dimensionen und der Lage der empfindlichen Ebene. Die empfindliche Ebene ist 20 x 20 cm^2 groß und im Kammergehäuse zentriert. Als empfindliche Ebene wird der Beginn der Vorverstärkungsstufe betrachtet. Dieser wird in Abbildung 5.3, in der schematisch die einzelnen Drahtebenen mit ihren Abständen zueinander abgebildet sind, mit G bezeichnet. Die Vorverstärkung findet zwischen den Ebenen G und T statt. Diese Ebenen bestehen aus einem gewebten Polyestermaterial, das mit einem leitenden Material beschichtet ist. Zwischen ihnen wird eine Potentialdifferenz von 8 kV angelegt, woraus sich eine Feldstärke von 13.3 keV/cm ergibt. Die Anoden und Kathoden werden durch Drahtgitter gebildet, wobei die Kathodendrähte der zwei Ebenen im rechten Winkel zueinander gespannt sind (siehe Abbildung 5.4). Die Anodendrähte bilden zu diesen einen Winkel von 45°. Die Anodendrähte haben einen Durchmesser von 20 μm und eine Abstand von 2 mm zueinander. Die Kathodendrähte haben eine Dicke von 50 μm und sind in Abständen von 1 mm gespannt.

Je zwei Kathodendrähte werden elektrisch leitend miteinander verbunden und liegen zusammen an einer Verzögerungskette an (siehe Abbildung 5.4). Insgesamt liegen 100 Kathodendrahtpaare an der Verzögungskette und zwischen jedem Anschluß wird ein Signal um 4 ns verzögert. Die maximal mögliche Zeitverzögerung eines Signals beträgt somit 400 ns.

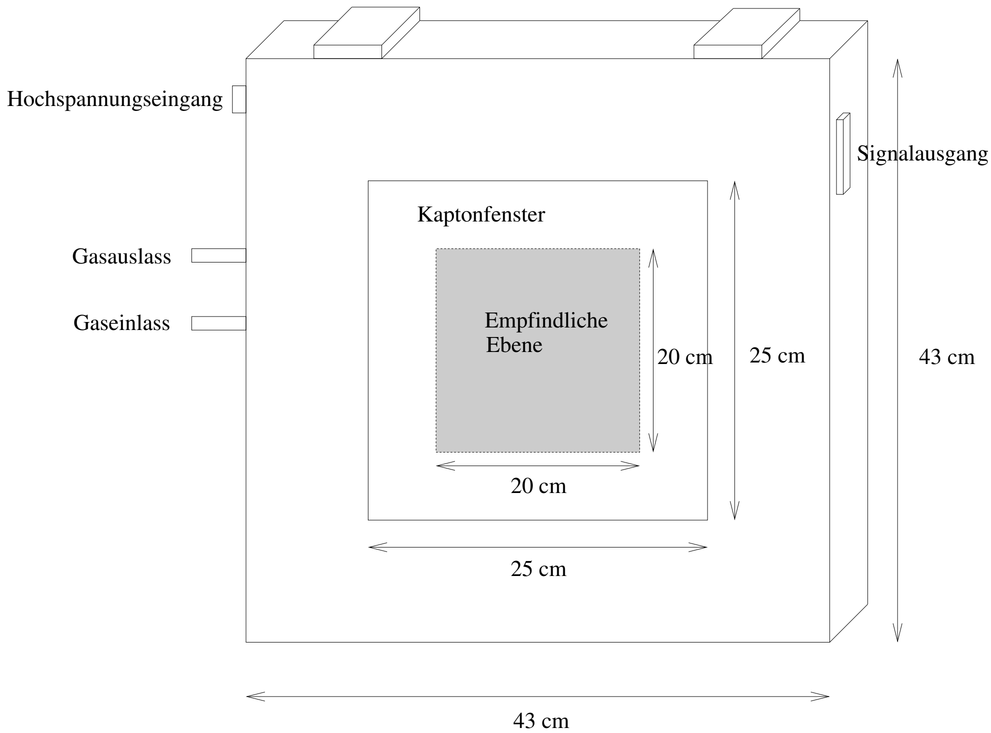

Abbildung 5.1: Seitenansicht einer Myonenkammer.

5.2 Funktionsprinzip der Myonenkammern

Durchquert ein geladenes Teilchen die Myonenkammer, so werden die Gasatome entlang seiner Trajektorie ionisiert. Obwohl die Ionisation entlang der gesamten Trajektorie stattfindet, wird nur die in der Vorverstärkungsstufe erzeugte Ladung soweit vervielfacht, daß sie an dem Anodengitter zu einem meßbaren Signal führt. Da überdies die Verstärkung der Ionisationsladung innerhalb der Vorverstärkungsstufe exponentiell abnimmt, sind nur die Ionisationsprozesse direkt hinter dem Beginn der Vorverstärkung (Ebene G in Abbildung 5.3) für den Ort des gemessene Signals verantwortlich.

Die durch diese Verstärkung erzeugte Elektronenwolke driftet durch das *transfergap* zur Anodenebene, an der es in unmittelbarer Nähe der Anodendrähte wiederum zu Gasverstärkung kommt. Die hierbei erzeugten Elektronen treffen auf die Anode und führen zu einem schnellen negativen Signal, welches unverzögert ausgelesen wird. Die gleichzeitig erzeugte Ladungswolke aus positiven Ionen führt zu negativen Bildladungen in den benachbarten Kathodendrähten. Das Signal der Bildladungen durchläuft nun die Verzögerungskette in beide Richtungen, wobei die Differenz der Verzögerungen in die

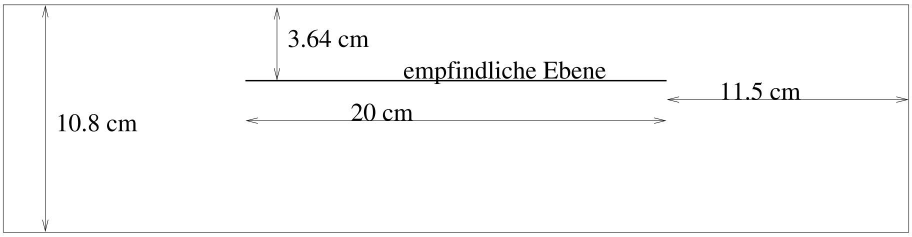

Abbildung 5.2: Myonenkammer Aufsicht.

beiden Richtungen vom Ort der angesprochenen Kathodendrähte abhängt.

In Abbildung 5.5 ist der weitere Verlauf der Signale skizziert. Nachdem sowohl das Anodensignal wie auch die vier Kathodensignale diskriminiert (CF 801) werden, geht das Anodensignal als Start in einen TDC (LeCroy 2228 A). Die Kathodensignale werden um 100 ns verzögert und liefern dann vier Stoppsignale für den TDC. Die so gemessenen Zeiten werden über den CAMAC-Controller (HYTEC 1330) an einen PC weitergegeben.

Folgendermaßen kann dann der Ort x der angesprochenen Kathodendrähte aus den Verzögerungszeiten $t^a_{Kathode}$ und $t^b_{Kathode}$ der Kathodensignale für jeweils eine Koordinatenrichtung berechnet werden:

$$x = \frac{t^a_{Kathode} - t^b_{Kathode}}{k} + P_{Offset} \,. \tag{5.1}$$

Die Bestimmung des Proportionalitätsfaktors k und des zugehörige Offsets P_{Offset} werden in Kapitel 6.2 und 6.4 beschrieben.

5.3 Zählgas

Die Myonenkammern werden mit folgendem Gasgemisch betrieben: 79% Argon, 20% CO_2 und 1% Heptan. Diese Zusammensetzung wird erreicht, indem das CO_2 durch flüssiges Heptan geleitet wird, bevor es mit dem Argon gemischt wird.

Der Zusatz eines Molekülgases, in diesem Fall CO_2, ist notwendig, da angeregte Edelgasatome UV-Photonen emittieren, deren Energie hoch genug ist, Elektronen aus Metalloberflächen, etwa den Drähten, herauszulösen. Diese Elektronen können zu unerwünschten Ionisationslawinen führen. Aufgrund ihrer niedrigen Anregungsenergien sind Molekülgase in der Lage, diese UV-Photonen zu absorbieren. Diese Molekülgase werden als Löschgase (*quencher*) bezeichnet. Der Zusatz von Heptan als weitere Löschgaskomponente hat sich experimentell bewährt, da es die Stabilität der Kammer erhöht. Für

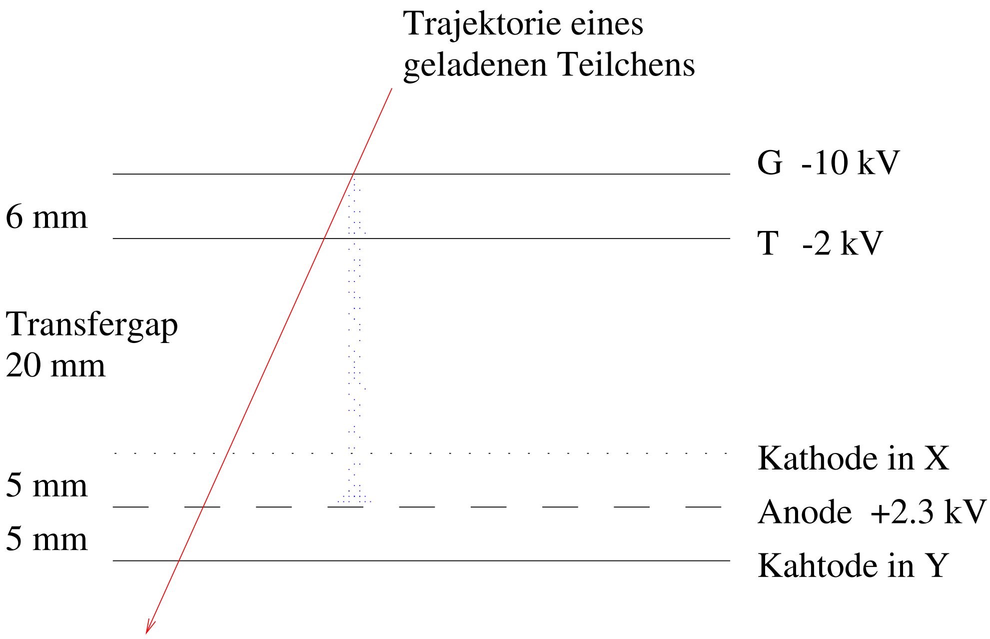

Abbildung 5.3: Lage der Drahtebenen in den Myonkammern.

die MK wurde ein Gasfluß von 10 l/h gewählt, um Verunreinigungen des Zählgases gering zu halten.

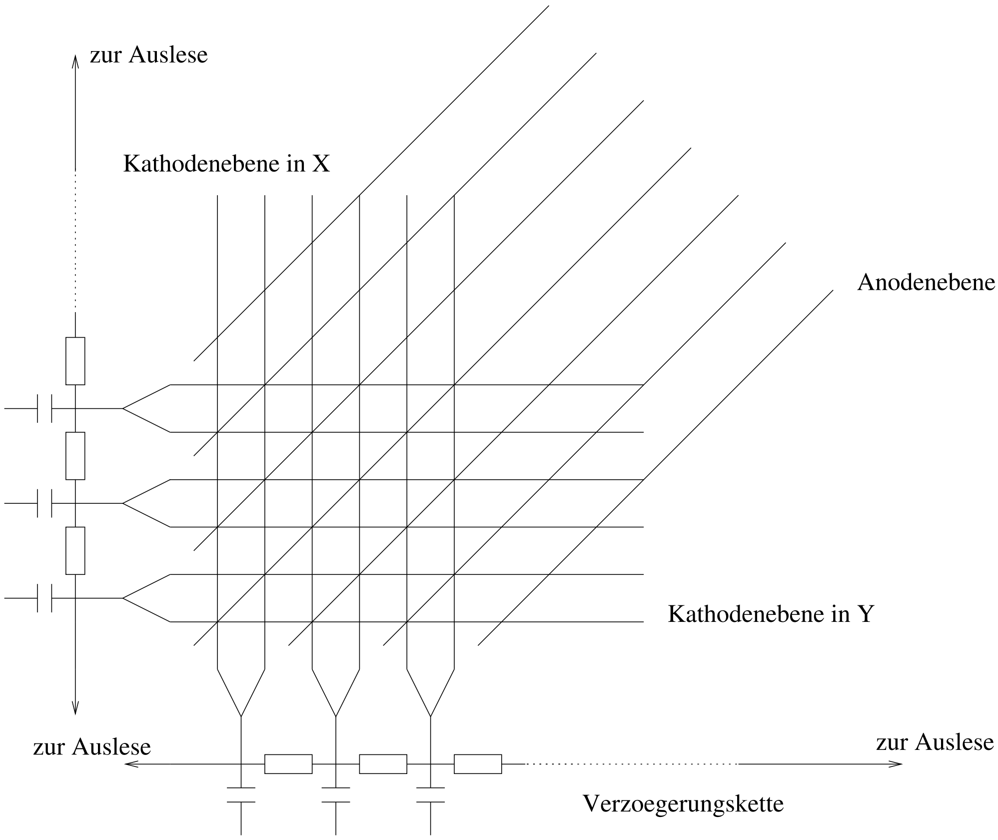

Abbildung 5.4: Orientierung der Drähte.

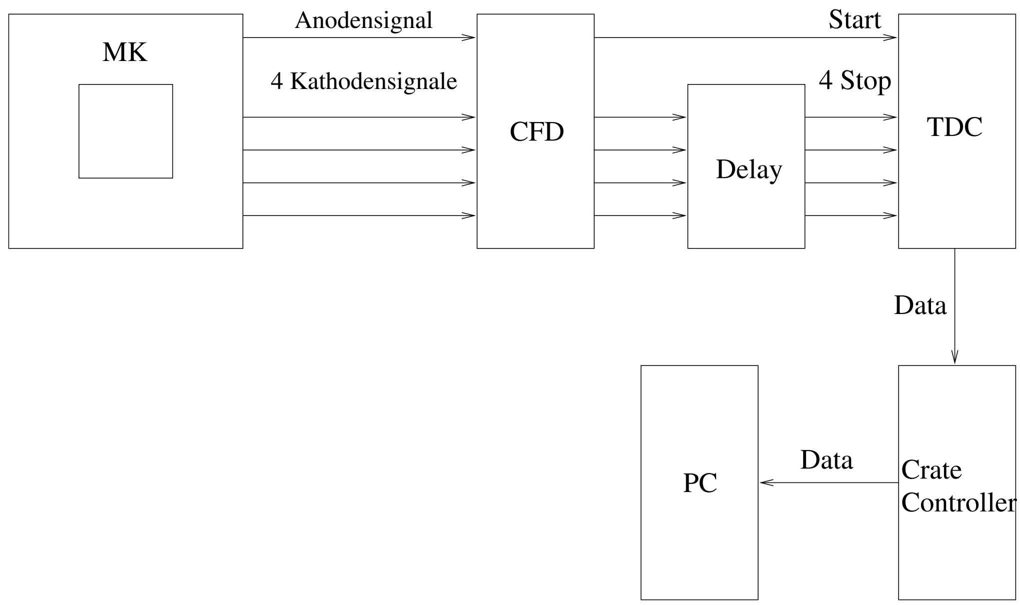

Abbildung 5.5: Schema der Auslese einer MK

Kapitel 6

Durchführung der Messung

Die genaue Kenntnis des elektrischen Feldes innerhalb der TPC ist maßgeblich für die Koordinatenbestimmung der Trajektorie eines die TPC durchquerenden Teilchens. Der erste Schritt ist die theoretische Berechnung des Feldes, welche dann durch unabhängige Messungen optimiert wird. Mittels der Myonenkammern ist es möglich, die Trajektorien von Teilchen unabhängig von der TPC zu bestimmen, und diese mit den Messungen der TPC zu vergleichen. Die Anordnung, die gewählt wurde, um eine solche Messung durchzuführen, ist in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt.

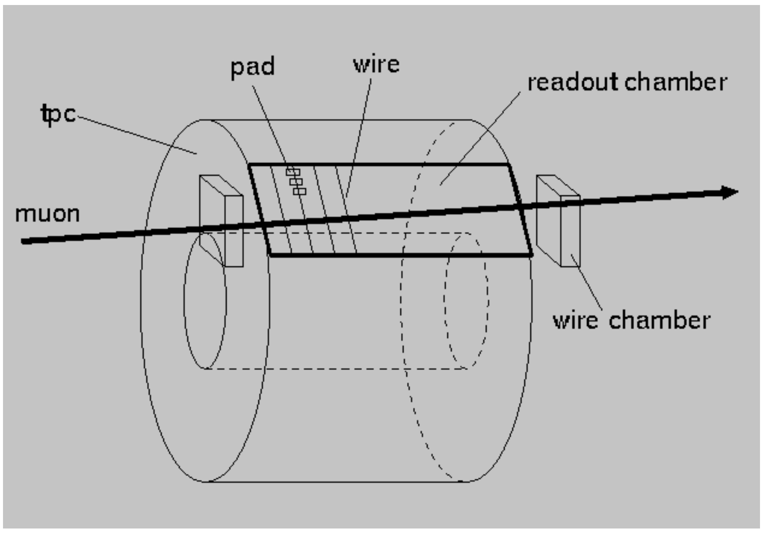

Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der relativen Anordnung von Myonenkammern und TPC zur Vermessung von Myonenspuren.

Mögliche Abweichungen der in MK und TPC vermessenen Spurpositionen liefern wichtige Informationen zur Optimierung des elektrischen Driftfeldes der TPC. Bei den Teilchen, deren Trajektorien für diese Messungen bestimmt wurden, handelt es sich um Myonen aus dem *halo* des Sekundärstrahls positiver Teilchen (hauptsächlich Pionen und Protonen). Diese hochenergetischen Myonen (bis zum Detektor haben sie mehrere Meter Beton durchquert) fliegen annähernd parallel zur Strahlachse. Wegen ihrer hohen Geschwindigkeit werden sie von dem elektrischen Feld in der TPC nicht nennenswert abgelenkt. Das magnetische Feld der TPC würde jedoch zu einer Biegung der Trajektorie der Myonen führen. Dies würde bewirken, daß die zwei Punkte der Trajektorie, die mit den MK gemessen werden, die Trajektorien der Myonen in der TPC nicht mehr eindeutig beschreiben. Aus diesem Grund, und weil die Drift der erzeugten Elektronen ebenfalls durch das Magnetfeld beeinflußt werden, wurde das Magnetfeld der TPC bei diesen Messungen nicht eingeschaltet, so daß man davon ausgehen kann, daß die Trajektorien der nachgewiesenen Myonen Geraden sind, und somit in der TPC idealerweise auch als solche gemessen werden müßten. Abweichungen von der Geraden enthalten somit quantitative Information über eine unzureichende Kenntnis des elektrischen Driftfeldes.

6.1 Das Koordinatensystem

Das kartesische Koordinatensystem, in dem die TPC-Daten zunächst beschrieben werden, hat seinen Ursprung im Ort des Targets des CERES-Experiments. Seine x-Koordinate ist horizontal und die z-Achse zeigt entlang der Strahlachse. Die erste Padreihe der TPC befindet sich hierbei bei z=380 cm.

Die internen zweidimensionalen Koordinaten der Myonenkammern sind ebenfalls kartesisch und haben ihren Ursprung im Zentrum der MK. Der Ort der MK in Bezug zur TPC wurde für die radial äußerste MK-Position bestimmt (vergl. Kapitel 6.3). Die Orte der anderen MK-Positionen wurden relativ zu diesem bestimmt. Hierdurch konnte das Koordinatensystem der MK (x_{MK}, y_{MK}) folgendermaßen in das der TPC ($x_{TPC}, (y_{TPC}, (z_{TPC})$ transformiert werden:
Für die Myonenkammer strahlaufwärts ($\mathrm{MK_u}$):

$$x_{TPC} = x_{MK} - 115.56 + x_{Pos.} \tag{6.1}$$

$$y_{TPC} = y_{MK} - 19.63 \tag{6.2}$$

$$z_{TPC} = 296.85\,. \tag{6.3}$$

Für die Myonenkammer strahlabwärts ($\mathrm{MK_d}$):

$$x_{TPC} = (x_{MK} - 112.17 + x_{Pos.}) \cdot \cos\alpha - (y_{MK} - 19.40) \cdot \sin\alpha \tag{6.4}$$

$$y_{TPC} = (x_{MK} - 112.17 + x_{Pos.}) \cdot \sin\alpha - (y_{MK} - 19.40) \cdot \cos alpha \tag{6.5}$$

$$z_{TPC} = 359.69\,. \tag{6.6}$$

Alle Längen sind in cm. Der Winkel α der sich aus der Drehung der Koordinatensysteme zueinander ergibt, beträgt 4.2 mrad. Die z-Position der MK ist hierbei die Position des Beginns der empfindlichen Ebene, die bei z=296.85 cm und z=359.69 cm liegen. x_{Pos} berücksichtigt die Verschiebung der Myonenkammern entlang der Schiene. Die Verschiebungen betrugen bei den fünf Kammerpositionen 15, 29.8, 45 und 54.6 cm für beide Myonenkammern. Nur in der radial äußersten Position unterschieden sich die $x_{Pos.}$ der beiden Kammern. Strahlaufwärts betrug $x_{Pos.}$ 1 cm und strahlabwärts 0 cm.

Da es zwischen Daten der MK und der TPC Diskrepanzen in der Bestimmung des Azimutalwinkel $\phi = 0$ gab, und die TPC aus Symmetriegründen in diesem Bereich präzise sein sollte, wurden die MK Positionen in der vertikalen Koordinate dahingehend korrigiert, Übereinstimmung mit den TPC-Messungen zu erzielen. In den obigen Transformationsgleichungen sind diese Korrekturen, die für $\mathrm{MK_u}$ -6 mm und für $\mathrm{MK_d}$ 7.5 mm betragen, schon enthalten.

Dieses Koordinatensystem wurde dann folgendermaßen in ein zylindrisches Koordinatensystem mit gleichem Ursprung und z-Achse überführt:

$$r = \sqrt{x_{TPC}^2 + y_{TPC}^2}\,, \tag{6.7}$$

$$\phi = \arctan\frac{y_{TPC}}{x_{TPC}} - \frac{1}{16}\pi\,. \tag{6.8}$$

Die Subtraktion in Gleichung 6.8 dient dazu, das Koordinatensystem so zu drehen, daß der Azimutalwinkel der Mitte der Auslesekammer Nr. 8 gleich null wird.

6.2 Kalibration der MK Delayline

Wie in Kapitel 5.2 beschrieben, wird der Ort x, an dem ein ionisierendes Teilchen die empfindliche Ebene der Myonenkammer durchquert, aus der Zeitdifferenz $(t^a_{Kathode} - t^b_{Kathode})$ der Kathodensignale einer Koordinate ermittelt. Diese Zeitdifferenz, die in Zeitbins angegeben wird, hat einen linearen Zusammenhang mit dem zu bestimmenden Ort:

$$x = \frac{t^a_{Kathode} - t^b_{Kathode}}{k} + P_{Offset}\,. \tag{6.9}$$

Dabei muß zunächst der Proportionalitätsfaktors k dieser linearen Funktionalität bestimmt werden. Hierfür wurde die in Kapitel 5.2 beschriebene Auslesekette benutzt. Da die Bestimmung des zugehörigen Achsenabschnitts P_{Offset} von dem endgültigen Aufbau der Signalverarbeitung, insbesondere der Länge der benutzten Kabel, abhängt, wurde diese erst mit dem im folgenden Abschnitt beschriebenen Aufbau durchgeführt. Die Ermittelung des Achsenabschnitts wird danach in Abschnitt 6.3 erläutert.

Um die Proportionalitätskonstante zwischen Zeitdifferenz und Ort zu bestimmen, wurde eine ^{55}Fe-Quelle mit einem Spalt, der aus 2 cm dicken Drobidur (PVC) Platten gebildet wird und eine Breite von 0.5 mm hat, kollimiert. Die so kollimierte Quelle wurde in 1 cm Abständen auf dem Detektor plaziert. Die radioaktive Eisenquelle emittiert beim Übergang von ^{55}Fe zu ^{55}Mn Röntgenstrahlung mit einer dominanten Linie bei 5.9 keV. Die Photonen dringen dann mit einer im Ort gaußförmigen Verteilung in die Myonenkammer ein und werden dort absorbiert. Wird ein Photon innerhalb der Vorverstärkungsstufe nahe der Ebene G (siehe Abbildung 5.3) absorbiert, so werden die hierbei freigesetzten Elektronen soweit verstärkt, daß sie nach ihrer Drift durch das Transfergap an Anode und Kathoden nachgewiesen werden können.

Für jeden Ort der Quelle wurden dann die Zeitdifferenzen ($t^a_{Kathode} - t^b_{Kathode}$) der Kathodensignale einiger Tausend Einzelereignisse gemessen. Dies führte zu einer Verteilung, deren Mittelwert durch die Anpassung mit einer Gaußkurve bestimmt wurde. Die Mittelwerte der Zeitverzögerungen wurden über dem Ort der Eisenquelle aufgetragen. Dies ist in Abbildung 6.2 exemplarisch für die y- Koordinate der strahlaufwärts angebrachten MK zu sehen. An die Meßpunkte wurde dann eine Gerade angepaßt, aus deren Steigung sich die Proportionalitätskonstante ergibt. In diesem Fall ergibt sich eine Steigung von k=-167.7 Zeitbins/cm. Bei der Anpassung wurden jedoch die Meßpunkte bei ± 9 cm weggelassen. Der Grund hierfür ist aus dem mittleren Graph in Abbildung 6.2 ersichtlich, in dem die Abweichung der Ortsbestimmung von der Anpassungsgeraden über dem Ort der Quelle aufgetragen wurde. Zu den Rändern der MK-Akzeptanz hin zeigt sich dabei eine Nichtlinearität, die sich auf zwei Ursachen zurückführen läßt. Einmal auf die Mittelwertbildung der Zeitbins, deren Verteilung am Rand durch die Beschränkung der Akzeptanz der MK abgeschnitten wird. Hierdurch entstehen bei der Mittelwertbestimmung durch die Anpassung mit einer Gaußkurve systematische Fehler. Der zweite Grund für diese Nichtlinearität ist, daß bei einem Ereignis in mehrere Kathodendrähte Spiegelladungen induziert werden und der Ort dann durch Mittelung der Kathodenverzögerungszeiten ermittelt wird. Am Rand der MK-Akzeptanz ist jedoch diese Mittelung nicht mehr möglich.

Wegen dieser Nichtlinearität werden in der späteren Analyse Ereignisse verworfen, deren Myon näher als 5 mm zum Rand der MK-Akzeptanz die

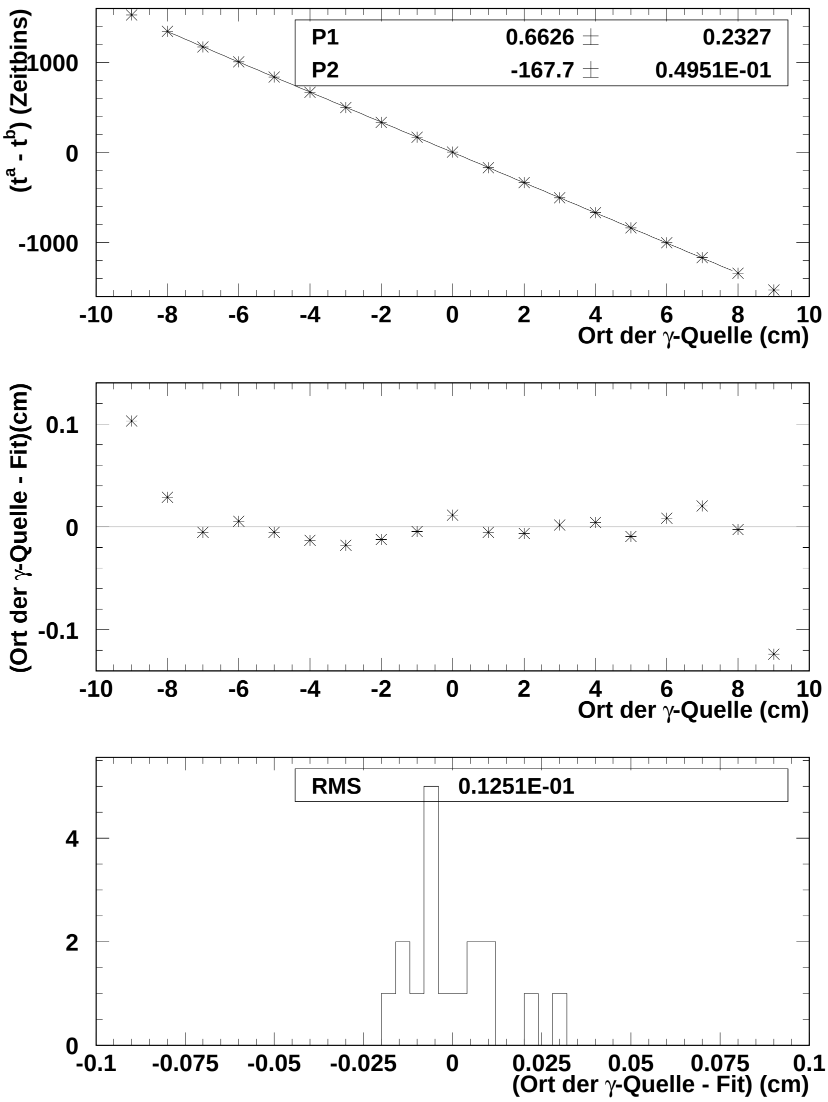

Abbildung 6.2: Im oberen Graph ist die gemittelte Zeitdifferenz über dem Ort der γ-Quelle aufgetragen; es wurde ein lineare Anpassung durchgeführt, bei der die Punkte bei ± 9 cm ignoriert wurden. Im mittleren Bild ist die Abweichung des Orts der γ-Quelle von der linearen Anpassung über dem Ort der Quelle aufgetragen. Unten ist die Verteilung der Abweichung des Orts der γ-Quelle von der linearen Anpassung zu sehen, wobei die Werte für die Orte ± 9 cm weggelassen wurden.

MK durchquert hat.

Die verbleibende Fluktuation der Werte um die lineare Näherung in dem unteren Graph der Abbildung 6.2 setzt sich zusammen aus der Ungenauigkeit, mit der die Quelle positioniert wurde, und der Fluktuation der Verzögerungsstufen. Hierbei ist der Fehler in der Positionierung der Quelle dominant. Deshalb kann die Breite der Verteilung in Abbildung **??** (125 μm) als großzügige obere Grenze für den Fehlers in der Ortsbestimmung eines Teilchens durch die Fluktuation der Verzögerungsstufen gesehen werden.

6.3 Aufbau während der Myonenmessungen

Die Myonenkammern wurden vor und hinter der TPC befestigt (Abbildung 6.1), um Trajektorien von Myonen aus dem *halo* des Strahls zu bestimmen, welche dann mit den gleichzeitigen Messungen der TPC verglichen werden können. Die MK hingen hierbei an Schienen, die strahlaufwärts am *frontring* des Feldkäfigs der TPC angeschraubt und strahlabwärts an der Trägerstruktur der TPC mit Schraubzwingen befestigt wurden. Um in der X-Koordinate einen größeren Bereich als die Breite der empfindlichen Fläche der MK abzudecken, sind die MK entlang der Schiene verschiebbar.

Es wurden in fünf Positionen der MK entlang der x-Achse Daten genommen. In Abbildung 6.3 ist eines der 16 TPC Segmente abgebildet. Dieses Segment wird von Auslesekammer Nr. 8 ausgelesen. Schraffiert ist der Bereich, den die aktive Fläche der MK in den fünf Positionen entlang der Schiene abdeckt. Um Ereignisse zu ermitteln, bei denen ein Myon beide MK und die TPC durchquert hat, wurde die in Abbildung 6.4 skizzierte Koinzidenzschaltung aufgebaut. Die Auslese jeder einzelnen MK ist sinngemäß wie in Kapitel 5.2 beschrieben, nur daß nun die beiden Anodensignale in Koinzidenz geschaltet werden. Dieses Koinzidenzsignal startet die TDCs der MK-Auslese und dient auch als Trigger für die TPC Auslese, wobei das *gating grid* geöffnet und die TPC Ausleseelektronik und die Datenaquisition gestartet werden. Ferner startet das Koinzidenzsignal einen zusätzlichen TDC, an dem die verzögerten Anodensignale als Stopp anliegen. Diese Zeitinformation ist für den in Abschnitt 6.5 zu besprechenden Summenschnitt wichtig. Es wurden die Daten der TDCs über den *controller* des CAMAC-*crates* in die Datenerfassung des CERES-Spektrometers eingebunden. Auf diese Weise wurden insgesamt 6185 Ereignisse aufgenommen, deren Analyse im folgenden diskutiert wird.

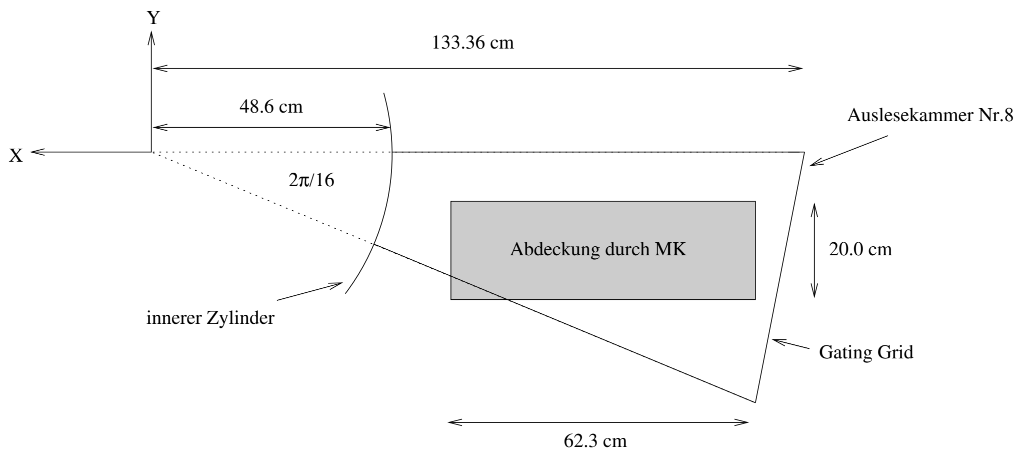

Abbildung 6.3: Schraffiert ist der Bereich der TPC, den die MK in ihren fünf Positionen abdeckt.

6.4 Bestimmung des Achsenabschnitts der Delaylinekalibration

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung des Achsenabschnitt P_{Offset} des linearen Zusammenhangs zwischen Kathodensignalzeitdifferenz und Ort, an dem das ionisierende Teilchen die empfindliche Fläche durchquert hat, beschrieben (Gleichung 6.9). Hierfür wurden die Verteilung der Zeitdifferenzen $(t^a_{Kathode} - t^b_{Kathode})$ aller aufgezeichneten Myonenspuren betrachtet. Zuvor wurde der in Abschnitt 6.5 noch zu besprechende Summenschnitt auf diese Daten angewandt. Da die Dimensionen und die Lage der empfindlichen Fläche innerhalb der MK gut bekannt sind, läßt sich aus den Rändern der Verteilung $(t^a_{Kathode} - t^a_{Kathode})$ auf das Zentrum der Verteilung und damit direkt auf den Achsenabschnitt schließen. Wegen der zu den Rändern des empfindlichen Bereichs der MK hin abnehmenden Empfindlichkeit, und wegen Schwankungen in der elektronischen Signalverarbeitung, sind die Ränder der Ausleuchtung jedoch nicht scharf. Um trotzdem eine gute Bestimmung der Ränder zu erreichen, wurde die Verteilung mit einer Funktion genähert, die aus der Faltung eines Polynom 2. Ordnung mit einer ausgeschmierten Stufenfunktion besteht:

$$f(x) = \left(1 - \frac{1}{1+\exp\left(\frac{x-p4}{p5}\right)}\right) \cdot \frac{1}{1+\exp\left(\frac{x-p6}{p7}\right)} \cdot \left(x^2 p3 + xp2 + p1\right) \ . \quad (6.10)$$

Wichtig sind hierbei die Parameter p4 und p6, da sie die Lage der Ränder der MK-Akzeptanz wiedergeben, wobei p5 und p7 ein Maß für die Unschärfe der

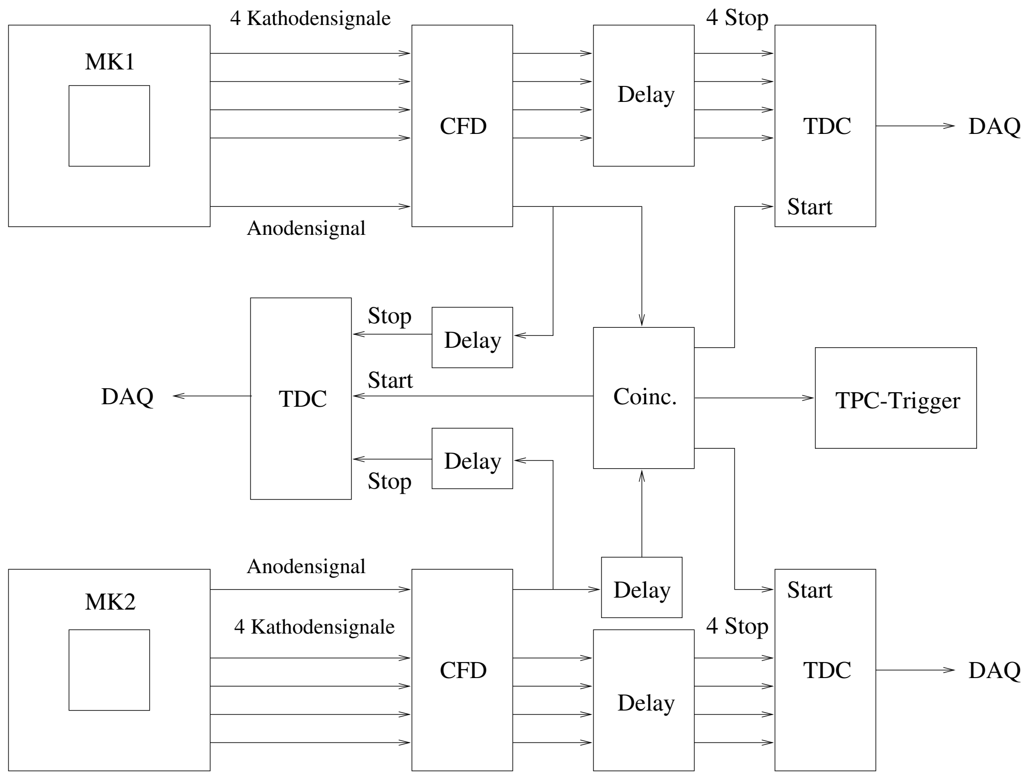

Abbildung 6.4: Koinzidenzschaltung der beiden MK.

Ränder angeben. Das Polynom wurde benutzt, um den mittleren Bereich der Verteilung zu berücksichtigen, dessen Form durch die räumliche Akzeptanz der MK gegeben ist.

Das Resultat der Näherung für die y-Koordinate der MK strahlaufwärts ist in Abbildung 6.5 zu sehen, wobei die Zeitdifferenzen in Zeitbins aufgetragen sind. Bei der Anpassung wurde die Bingröße des Histogramms so gering gewählt, um auf die Form der Ränder empfindlich zu sein. In dem abgebildeten Fall ergibt sich aus den Rändern der folgende Achsenabschnitt: $\frac{1640-1584}{2} = 28(\pm 4)$ in Bins, welcher einer Verschiebung des idealen Nullpunktes von 1.67 mm entspricht. Diese Verschiebung ist auf unterschiedliche Kabellängen der Kathodenauslese und auf unterschiedliche Geschwindigkeiten der das Signal weiterverarbeitenden Elektronik zurückzuführen.

In Tabelle 6.4 sind die Proportionalitätsfaktoren k und die Achsenabschnitte P_{Offset} aus Gleichung6.9 für die Koordinaten beider Myonenkammern angegeben.

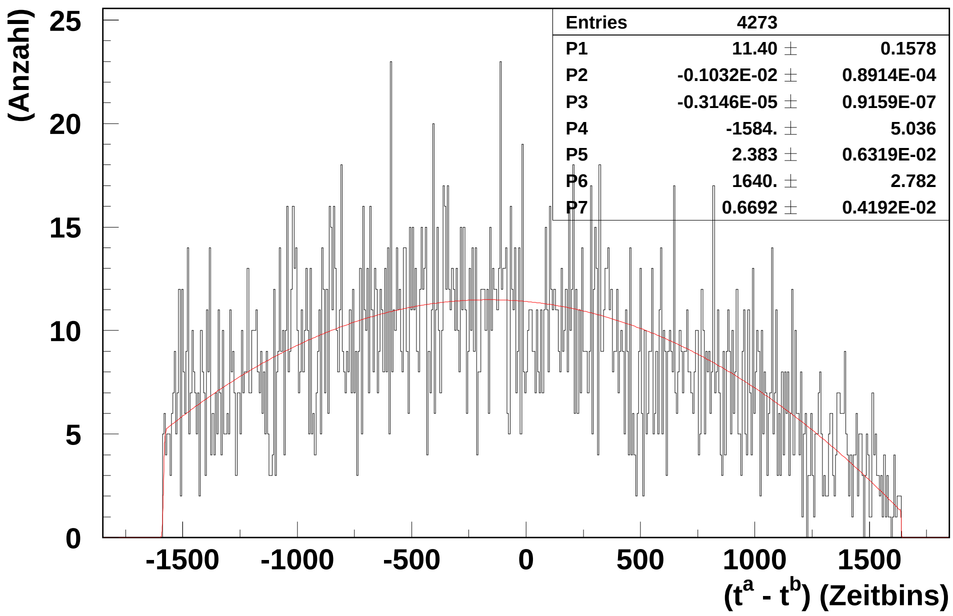

Abbildung 6.5: Abgebildet ist die Verteilung der Zeitdifferenzen der y-Koordinate aller aufgezeichneter Myonenspuren der MK strahlaufwärts.

Koordinate	k	P_{Offset}
[3mm] $MK_u x$	163.3	0.1213
$MK_u y$	167.7	0.1668
$MK_d x$	159.5	0.2208
$MK_d y$	157.9	0.0030

6.5 Bestimmung der Ortsauflösung der MK

Um die Ortsauflösung zu bestimmen, wurde wieder die mit dem Spalt kollimierte ^{55}Fe-Quelle benutzt. Diesmal wurde die Spaltbreite variiert. Die Breite σ_{tot} der so gemessenen Verteilung setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{spalt}^2 + \sigma_{Auflösung}^2 \, . \tag{6.11}$$

Hierbei ist σ_{spalt} die Breite, die durch die Abbildung des Spalts auf der empfindlichen Ebene entsteht, welche näherungsweise proportional zur Spaltbreite d ist. Wird nun σ_{tot} über d aufgetragen, so kann man aus der Extrapolation einer geeigneten Fitfunktion, hier ein Polynom zweiter Ordnung, zu $d = 0$ die Ortsauflösung $\sigma_{Auflösung}$ bestimmen.

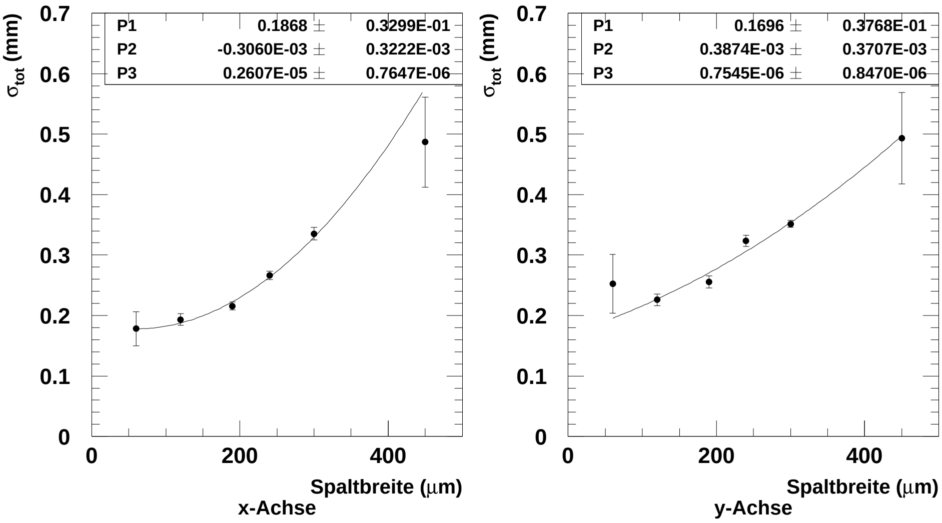

Abbildung 6.6: Die Breite der gemessenen Verteilung ist über der Breite des kolimierenden Spalts aufgetragen. Aus der Extrapolation der Anpassungskurve zur Spaltbreite null ergibt sich die Ortsauflösung.

Wie in Abbildung 6.6 zu sehen, ergibt sich die Ortsauflösung der MK strahlabwärts zu $(187 \pm 33)\mu$m für die x-Koordinate und $(170 \pm 37)\mu$m für die y-Koordinate.

Die Auflösung für MIPs kann jedoch etwas schlechter sein. Dies ist eine Folge des unterschiedlichen Ionisationsprozesses für γ-Quanten und geladene Teilchen. Die Photonen erzeugen eine scharf lokalisierte Ionisationswolke, während die MIPs entlang ihrer gesamten Spur freie Elektronen produzieren. Die mittlere Energie, die nötig ist, ein Argon-Atom zu ionisieren, beträgt 26 eV. Ein Photon der Eisenquelle führt somit zu $\frac{5.9\text{keV}}{26\text{eV}} \approx 227$ freien Elektronen. Ein MIP hingegen führt bei seiner Durchquerung der Vorverstärkungsstufe zu ca 60 freien Primärelektronen. Geht man davon aus, daß nur die Elektronen der ersten mm beitragen, sind es nur noch 10 bis 20 Elektronen. Der Einfluß der geringeren Statistik der Primärelektronen auf die Ortsauflösung der MK konnte jedoch im Rahmen der Arbeit nicht geklärt werden.

6.6 Summenschnitt

Die Summe der auf das Anodensignal bezogenen Zeitverzögerungen $t^a_{Kathode}$ und $t^b_{Kathode}$ zweier jeweils zur selben Koordinate gehörigen Kathodensignale, sollte einen konstanten Wert ergeben, der von der Verzögerung der gesamten Verzögerungskette t_{max} abhängt:

$$t^a_{Kathode} + t^b_{Kathode} = t_{max} + t_{offset} = konst.. \tag{6.12}$$

t_{offset} ist hierbei ein konstanter Zeitoffset, der die Verzögerungen der Kathodensignale durch Kabel und Elektronikbauteile berücksichtigt.

Da die Kathodenzeiten im Bezug zum Koinzidenzsignal aufgenommen werden, muß von beiden Kathodenzeiten noch die Zeitdifferenz t_{Anode} zwischen Anoden- und Koinzidenzsignal subtrahiert werden, da das Koinzidenzsignal immer nur mit dem später eingetroffenen Anodensignal korreliert ist. Dies wird in Gleichung 6.13 durch die Subtraktion von t_{Anode} von den jeweiligen Kathodenzeiten berücksichtigt:

$$t^a_{Kathode} - t_{Anode} + t^b_{Kathode} - t_{Anode} = t_{max} + t_{offset} = konst.. \tag{6.13}$$

Abweichung von dieser hierdurch gefundenen Konstanten können durch mehrfache Hits im Detektor verursacht werden, oder durch Entladungen, die nicht durch das zu messende Teilchen entstanden sind. Dies führt zu einer Summe, die kleiner ist als erwartet, da die zu dieser Summe gehörigen Signale von zwei unterschiedlichen Orten stammen und deshalb nicht die gesamte Verzögerungskette durchlaufen haben.

Um diese unerwünschten Ereignisse zu eliminieren wird auf die mit Gleichung 6.13 berechnete Summenverteilung ein Schnitt gemacht. In Abbildung 6.7 ist die Verteilung der Summe in Zeitbins einer Koordinate zu sehen. Die vertikalen Linien zeigen die Grenzen des akzeptierten Bereichs.

Der Summenschnitt auf eine Achse eines Detektors reduziert die Anzahl der Ereignisse im Durchschnitt um 19.6 %. Nach Schnitten auf allen Achsen bleiben von den anfangs 6185 Ereignissen noch 3982, dies entspricht einer Reduktion von 35.6%.

6.7 Spurqualitätschnitt

In Kapitel 4.4 wurde erwähnt, daß aus den Signalen an den Kathodenpads der Ort eines Segmentes der Spur eines ionisierenden Teilchens in der TPC berechnet kann. Um von den Messungen einzelner Signale an den Kathodenpads zu einer zusammenhängenden Trajektorie zu kommen, werden die Signale mit

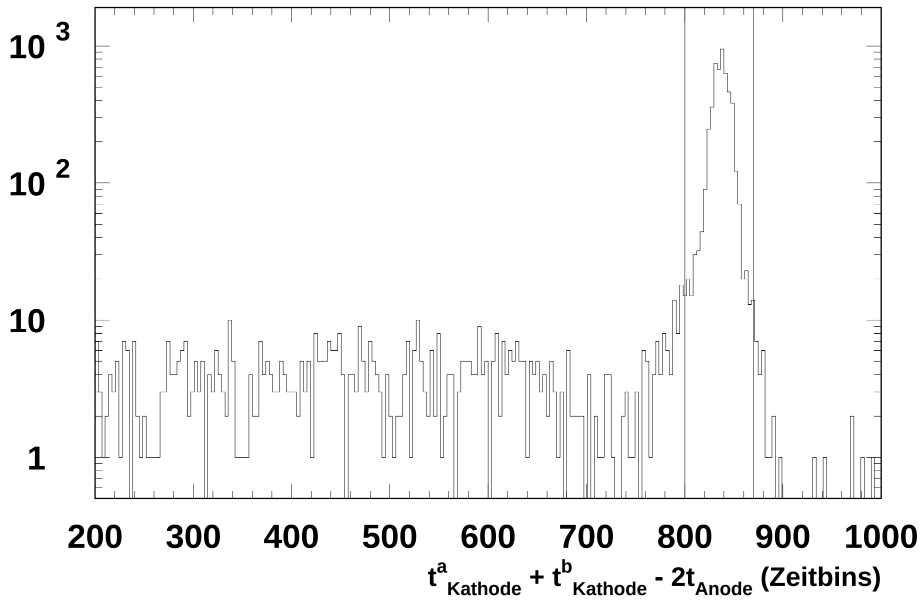

Abbildung 6.7: Verteilung der Summenwerte aus Gleichung 6.13 für die x-Koordinate der MK strahlaufwärts.

einem Spurfindungsalgorithmus analysiert. Dieses Programm beginnt am Ort eines Kathodenpadsignals und sucht in der darauffolgenden Padreihe, ob in einem bestimmten räumlichen Bereich ein weiteres Signal gemessen wurde. Dies wird für alle 20 Padreihen durchgeführt und die gefundenen Signale einer Trajektorie zugeordnet. Einer Trajektorie der TPC-Messung entspricht also eine Liste zusammenhängender Einzelmessungen.

Aus der Ortsbestimmung der Durchstoßpunkte des Myons durch die beiden Myonenkammern läßt sich ebenfalls die gesamte Trajektorie bestimmen. Dabei wird angenommen, daß die Trajektorie des Myons eine Gerade im Raum beschreibt, deren Parameter sich aus den Durchstoßpunkten durch die beiden MK ermitteln lassen:

$$x(z) = \frac{x_{MK2} - x_{MK1}}{z_{MK1}} \cdot (z - z_{MK2}) + x_{MK1} \tag{6.14}$$

$$y(z) = \frac{y_{MK2} - y_{MK1}}{z_{MK1}} \cdot (z - z_{MK2}) + y_{MK1} \tag{6.15}$$

Mit einer hohen Wahrscheinlichkeit kommt es vor, daß in einem Koinzidenzereignis in den Myonkammern mehrere Spuren in der TPC zu finden sind, die scheinbar innerhalb des von den MK abgedeckten Bereichs liegen. Nur eine der in der TPC nachgewiesenen Spuren gehört jedoch zu dem in den MK nachgewiesenen Ereignis. Bei den anderen in der TPC gefundenen Spuren handelt es sich in der Regel um zufällige Koinzidenzen, die mit der echten Spur, die den Trigger für die TPC geliefert hat, zeitlich unkorreliert sind. Die in der TPC gemessenen Driftzeit einer solchen, in zufälliger Koinzidenz aufgetretenen Spur enthält somit keine Information über den wahren Ort des Teilchendurchgangs.

Um hierbei die richtige Spur zu finden, wurde der mittlere räumliche Abstand aller in der TPC gemessenen Spuren zu der aus den MK bestimmten Trajektorie berechnet (Zur Berechnung der Spuren siehe Kapitel 7.1). Dieser Abstand wurde wie folgt in Zylinderkoordinaten im Radius (Δr_{Spur}) und im Azimut($\Delta\phi_{Spur}$) bestimmt.

$$\Delta r_{Spur} = \frac{\sum\limits_{i \in Spurpunkte} r_{MK}(z_i) - r_{TPC}(z_i)}{N_{Spurpunkte}}, \tag{6.16}$$

$$\Delta\phi_{Spur} = \frac{\sum\limits_{i \in Spurpunkte} \phi_{MK}(z_i) - \phi_{TPC}(z_i)}{N_{Spurpunkte}}. \tag{6.17}$$

$N_{Spurpunkte}$ ist die Anzahl der zu einer Trajektorie gehörigen TPC-Spurpunkte. Für alle aufgenommenen Spuren sind in Abbildung 6.8 die Verteilungen des mittleren Abstand von Myonkammer- und TPC-Spur in Radius und Azimutalwinkel zu sehen, wobei auf der jeweils anderen Koordinate der abgebildete Schnitt durchgeführt wurde. In Abbildung 6.9 sind die Auswirkungen der verschiedenen Schnitte zu sehen. Dabei wird die Verteilung der radialen und azimutalen Abstände zwischen MK- und TPC-Spur aufgetragen. Die größte Reduktion des Hintergrunds entsteht durch den Schnitt auf den gemittelten Spurabstand.

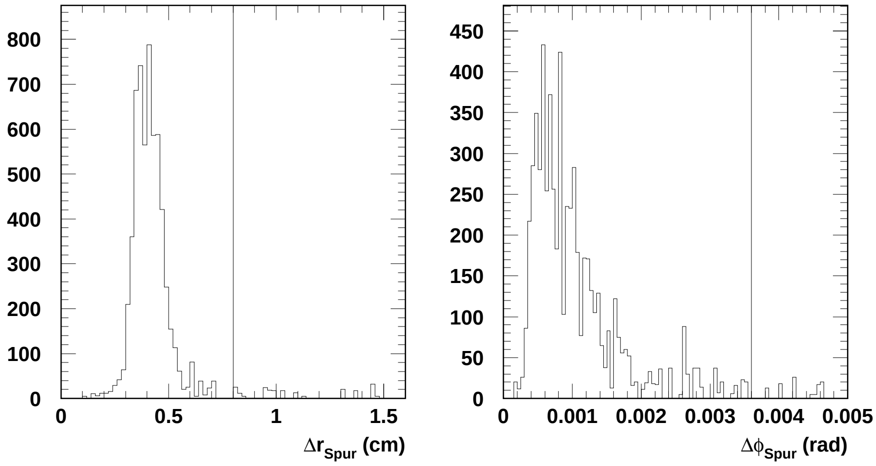

Abbildung 6.8: Gemittelter Abstand Δr_{Spur} und $\Delta\phi_{Spur}$ zwischen Myonenkammer- und TPC-Spur in radialer und azimutaler Richtung für die radial äußerste MK-Position.

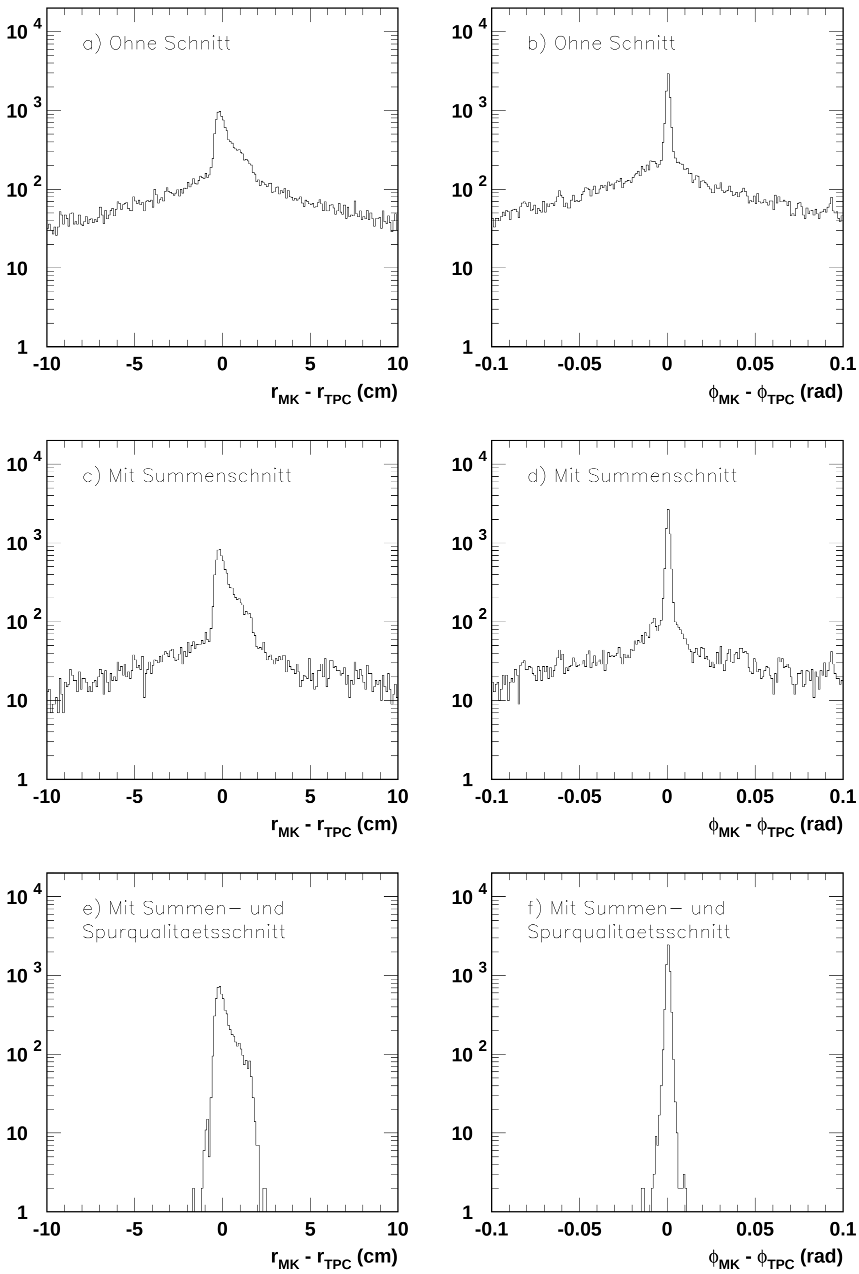

Abbildung 6.9: Auswirkungen der verschiedenen Schnitte auf die Verteilungen der radialen und azimutalen Abstände zwischen MK- und TPC-Spuren. Nach Anwendung aller Schnitte sind nur noch die korrelierten Ereignisse zu erkennen.

Kapitel 7

Ergebnisse der Myonenmessungen

7.1 Korrektur der Driftgeschwindigkeit

In Abschnitt 4.4 wurde erläutert, wie die Spurpunkte $\vec{r}_p$ einer Trajektorie in der TPC aus dem Ort des nachgewiesenen Signals $\vec{r}_{Auslese}$ und der Driftzeit bei bekannter Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_D(\vec{r})$ berechnet werden können. Zur Erstellung aller in dieser Arbeit verwendeten Driftfeldrechnungen wurde das Simulationsprogramm MAFIA benutzt, wobei darauf hingewiesen wird, daß alle benutzten Driftfeld- und Driftgeschwindigkeitsrechnungen nicht vom Verfasser durchgeführt wurden.

Bei genauerer Betrachtung der Bestimmung der Driftzeit, die zur Spurpunktbestimmung in Gleichung 4.1 eingeht, zeigt es sich, daß zwischen Beginn der Drift der Elektronenwolke und Triggersignal für die TPC ein Zeitoffset besteht. Dieser wird durch die Zeit verursacht, die benötigt wird, aus den MK das Koinzidenzsignal zu bilden und dieses der TPC-Elektronik zu übermitteln. Somit ist die eigentliche Driftzeit t_{Drift} um einen konstanten Zeitoffset t_0 länger als die gemessene Zeit t_m. Dies wird in Gleichung 7.1 in der unteren Grenze des Integrals berücksichtigt:

$$\vec{r}_p = \vec{r}_{Auslese} + \lambda \int\limits_{t_{Drift}=t_m+t_0}^{0} \vec{v}_D(\vec{r}(t))\,(-dt)\,. \tag{7.1}$$

Ferner ist hier die Gleichung 4.1 um einen Skalierungsfaktor λ für die Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_D$ erweitert worden. Mit diesem Faktor können eventuelle Abweichungen der angenommenen von der realen Mobilität global empirisch korrigiert werden.

Um t_0 und λ experimentell zu bestimmen, wurden die radialen Positionen (r_{TPC}) der gemessenen Spurpunkte für jede Padreihe der TPC nach Gleichung 7.1 berechnet. Diese wurden dann von der radialen Position (r_{MK}), wie sie sich aus der von den MK bestimmten Trajektorie für dieselbe z-Position nach Gleichung 6.14 und 6.15 ergibt, subtrahiert ($r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}}$). Diese Größe ist in Abbildung 7.1 links über der radialen Position (r_{MK}), die sich aus der Myonenkammern ergibt, für eine der zentralen Padreihen (Nr. 10) der TPC aufgetragen, wobei zusätzlich der azimutale Winkelbereich auf ($-0.035 < \phi < 0.035$) beschränkt wurde, da das Driftfeld der TPC in diesem Bereich in z und ϕ am genauesten bekannt ist. Mit den unterschiedlichen Symbolen sind Meßpunkte von verschiedenen Kammerpositionen gekennzeichnet. In Abbildung 7.1 links wurde zunächst in Gleichung 7.1 $t_0 = 0$ und $\lambda = 1$ gewählt. Deutlich erkennt man, daß die radiale Abweichung

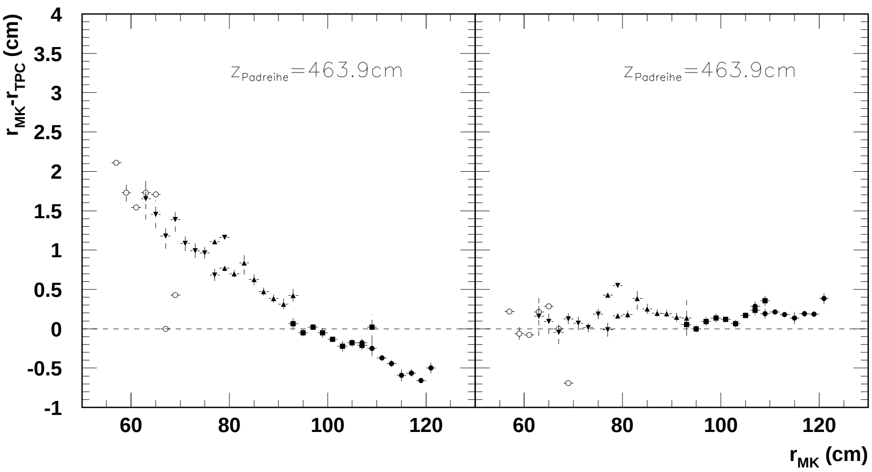

Abbildung 7.1: ($r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}}$) ist über r_{MK} aufgetragen. Der azimutale Winkel ϕ ist beschränkt auf ± 0.035 rad. Auf der linken Seite betragen die Korrekturfaktoren $\lambda = 0$ und $t_0 = 0\,\mu$s, rechts hingegen $\lambda = 0.964$ und $t_0 = 1.34\,\mu$s.

mit kleiner werdendem Radius, d.h. größer werdender Driftstrecke, zunimmt. Durch Variationen von t_0 und λ wurde die Abweichung der radialen Position in MK- und TPC-Daten in dieser Padreihe minimiert. Es wurde zuerst der Zeitoffset t_0 angepaßt, da hierbei ausgenutzt werden kann, daß die Extrapolation der Größe ($r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}}$) zu dem Radius, an dem der Driftraum endet (r=130.8 cm), unabhängig von der Skalierung der Driftgeschwindigkeit zu Null gehen muß. Das Ergebnis dieser Anpassungen ist in Abbildung 7.1 rechts zu sehen. Die Werte die sich aus dieser Minimierung ergeben sind: $\lambda = 0.964$ und $t_0 = 1.34\,\mu s$. Dies bedeutet, daß in der Driftfeldberechnung die Höhe der Driftgeschwindigkeit um etwa 3.6% überschätzt wird. Die Driftzeitkorrektur von 1.34 μs könnte erklärt werden durch die Verzögerung des Triggersignals durch elektronische Bauteile und Kabel.

7.2 Probleme der Feldrechnungen

In Abbildung 7.2 links ist für die gefundenen Korrekturwerte die azimutale Abweichung der TPC- von den Myonendaten ($\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}}$) für Radien von 90 bis 100 cm über den in den MK bestimmten Azimutalwinkel (ϕ_{MK}) für die zehnte Padreihe aufgetragen. In dieser Abbildung ist ein Sprung der azimuta-

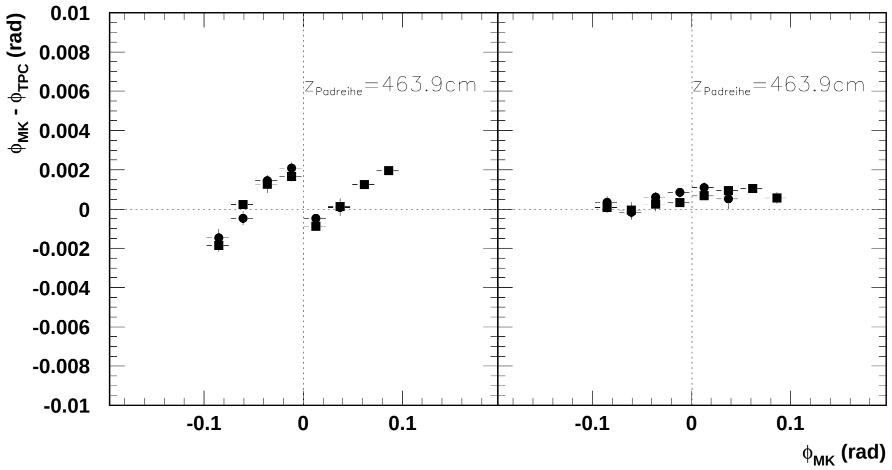

Abbildung 7.2: ($\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}}$) ist über ϕ_{MK} für die zehnte Padreihe aufgetragen; links vor und rechts nach der Korrektur der Driftfeldberechnung. Der Radius ist beschränkt auf $90 < r_{\mathrm{TPC}}(cm) < 100$.

len Abweichung bei $\phi_{\mathrm{MK}} = 0$ zu sehen, der von einem monotonen Anstieg der Verzerrung mit dem Winkel ϕ_{MK} überlagert wird. Dieser Sprung bei $\phi_{\mathrm{MK}} = 0$ konnte auf einen Fehler in der Driftfeldberechnung zurückgeführt werden, der von einer ungünstigen Wahl der Randbedingungen herrührt. Ein solcher Fehler muß sich punktsymmetrisch zu einem Punkt bei $\phi = 0$ auswirken, da das elektrische Feld und damit auch eventuelle Fehler der Feldberechnung spiegelsymmetrisch zur Ebene bei $\phi = 0$ sind. Diese Ungenauigkeiten in der Feldberechnung lassen sich auch in Abbildung 7.3 links, wo $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ über ϕ_{MK} aufgetragen ist, als lokales Maximum erkennen. Um die Ungenauigkeit

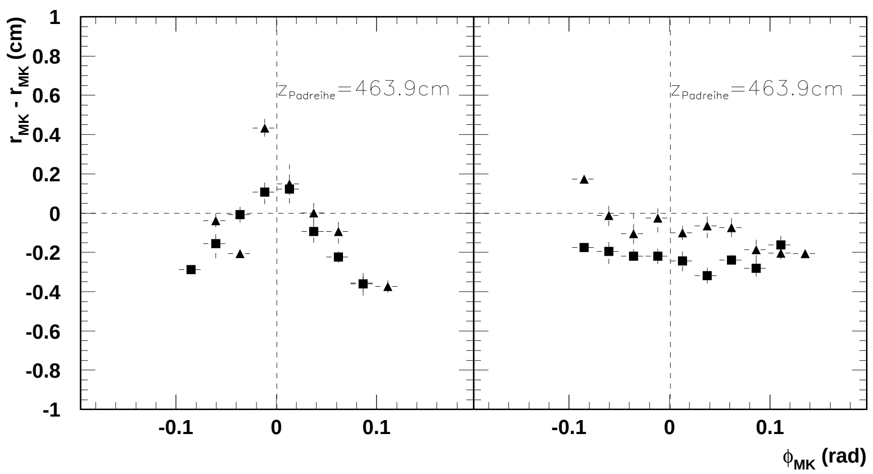

Abbildung 7.3: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ ist über ϕ_{MK} für die zehnte Padreihe aufgetragen; links vor und rechts nach der Korrektur der Driftfeldberechnung. Der Radius ist beschränkt auf $90 < r_{\mathrm{TPC}}(cm) < 100$.

der Feldberechnung zu beheben, wurde zum einen das Gitter, auf dem das elektrische Feld berechnet wird, verfeinert. Zum anderen wurde die Driftgeschwindigkeit aus dem Feld nur bis zum Radius 130.5 cm berechnet, da das *gating grid* selbst (bei r=130.8 cm) die Randbedingung der Feldrechnung definiert und deshalb in unmittelbarer Umgebung des *gating grid* mit erheblicher Ungenauigkeiten zu rechnen ist. Das Fehlen der Driftberechnung für die letzten 3 mm Driftstrecke wurde durch die Reduktion des Zeitoffset t_m um 1.19 μs kompensiert. Dies ist gleichbedeutend damit, daß ab dem Radius 130.5 cm eine radiale Drift mit konstanter Geschwindigkeit angenommen wird. Das Ergebnis hiervon ist auf der rechten Seite von Abbildung 7.2 und Abbildung 7.3 für $t_m = 0.15\,\mu s$ zu sehen. Die azimutalen und radialen Abweichungen in Abhängigkeit vom Azimut sind jetzt stetig um $\phi = 0$ und in ihrer Stärke erheblich reduziert.

7.3 Driftfeldverzerrungen in der TPC

Nach den im vorigen Kapitel besprochenen Korrekturen ergibt sich der in Abbildung 7.4 gezeigte Zusammenhang zwischen $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ und (r_{MK}), der nun für alle 20 Padreihen aufgetragen ist. Die Beschränkung im Azimut ist wieder $(-0.035 < \phi < 0.035)$. Es zeigt sich hier, daß es nicht möglich ist, durch Variation der Parameter t_0 und λ die radiale Abweichung der TPC- von den MK-Spuren für alle Padreihen gleichzeitig zu minimieren. Aus Symmetriegründen ist das Driftfeld im zentralen Bereich der TPC am genauesten bekannt. Deshalb wurden, wie oben beschrieben, die Korrekturparameter so gewählt, daß die Abweichungen in diesem Bereich minimal werden. Der Anstieg der Abweichungen zu den Rändern der TPC in z-Richtung ist vermutlich auf Verzerrungen des elektrischen Driftfeldes in der Nähe des Feldkäfigs zurückzuführen, die noch nicht vollständig in den Feldrechnungen berücksichtigt werden konnten. Dieser Effekt ist auch in Abbildung 7.5 in anderer Darstellung zu erkennen. Gezeigt ist die Verzerrung in radialer Richtung als Funktion von z. Man erkennt deutlich eine zu den Rändern hin zunehmende Verzerrung der Spuren, wobei die Verzerrungen außerdem als Funktion der Driftlänge größer werden.

Das Resultat einer Feldrechnung ist in Abbildung 7.6, in dem die Linien gleicher elektrischer Feldstärke abgebildet sind, zu sehen. Die horizontale Achse ist die z-Koordinate entlang der Strahlachse. Bei z=360 cm liegt der Spannungsteiler. Vertikal ist der Radius aufgetragen, wobei das *gating grid* der Auslesekammer bei r=130.8 cm beginnt und der innere Zylinder bei einem Radius von 48.6 cm ist. Da die Feldrechnung symmetrisch in z ist, ist nur der halbe Bereich in z gezeigt. Gerade in der Nähe des Feldkäfigs zeigen sich bei großen Radien Variationen des Feldes mit z, die auch in der Lage sind, einen Teil der radialen Abweichungen mit z zu erklären, jedoch reicht dies offenbar noch nicht aus, die radialen Verzerrungen vollständig zu korrigieren.

In Abbildungen 7.7 sieht man die azimutale Abweichung der TPC- von den MK-Spuren. Im oberen Bild für Radien zwischen 60 und 65 cm nimmt die azimutale Abweichung zu größeren negativen Werten mit zunehmendem z zu. Der Unterschied zwischen den Abweichungen strahlauf- und strahlabwärts beträgt etwa 0.0035 rad, welches bei einem mittleren Radius von 62.5 cm einer Abweichung von 2.2 mm entspricht. Im unteren Bild hingegen steigt die azimutale Abweichung leicht mit z an und die Differenz zwischen strahlauf- und -abwärts beträgt ca. 0.7 mrad, was bei einem mittleren Radius von 112.5 cm etwa 800 μm entspricht. Dies kann sowohl durch Ungenauigkeiten in der Positionsbestimmung der MK so wie durch noch unbekannte Effekte des elektrischen Feldes erklärt werden, wobei allerdings das nicht-lineare Verhalten bei großen z in Abbildung 7.7 oben eher auf einen Driftfeldeffekt hindeutet.

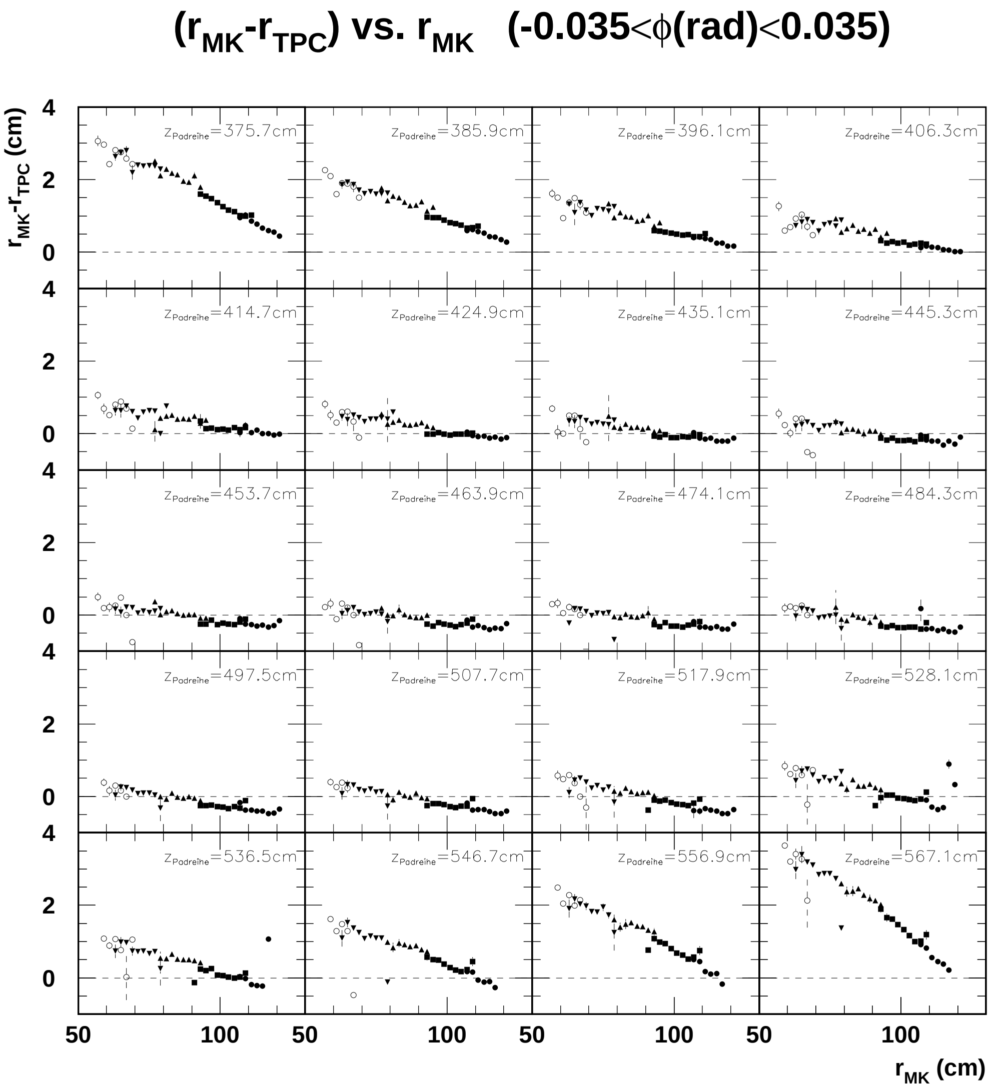

Abbildung 7.4: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK}, mit $-0.035 < \phi(\mathrm{rad}) < 0.35$.

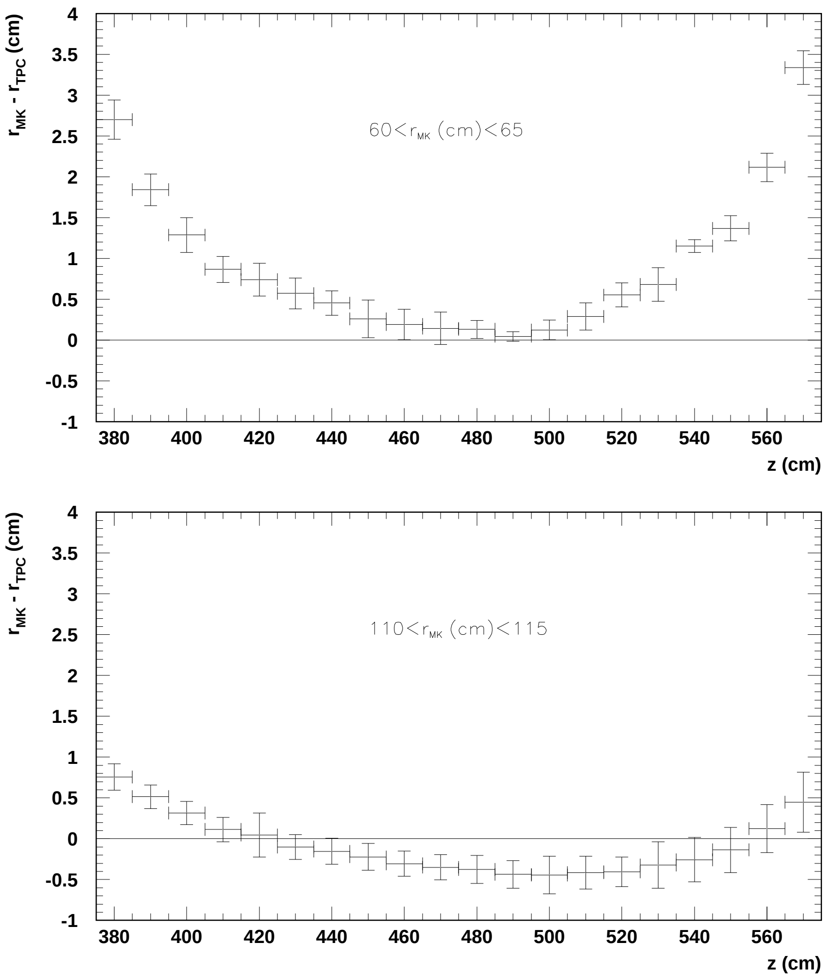

Abbildung 7.5: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ ist über z für zwei verschiedene Bereiche im Radius aufgetragen. Für beide Graphen gilt die selbe Beschränkung im Azimut: $-0.02 < \phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad}) < 0.02$.

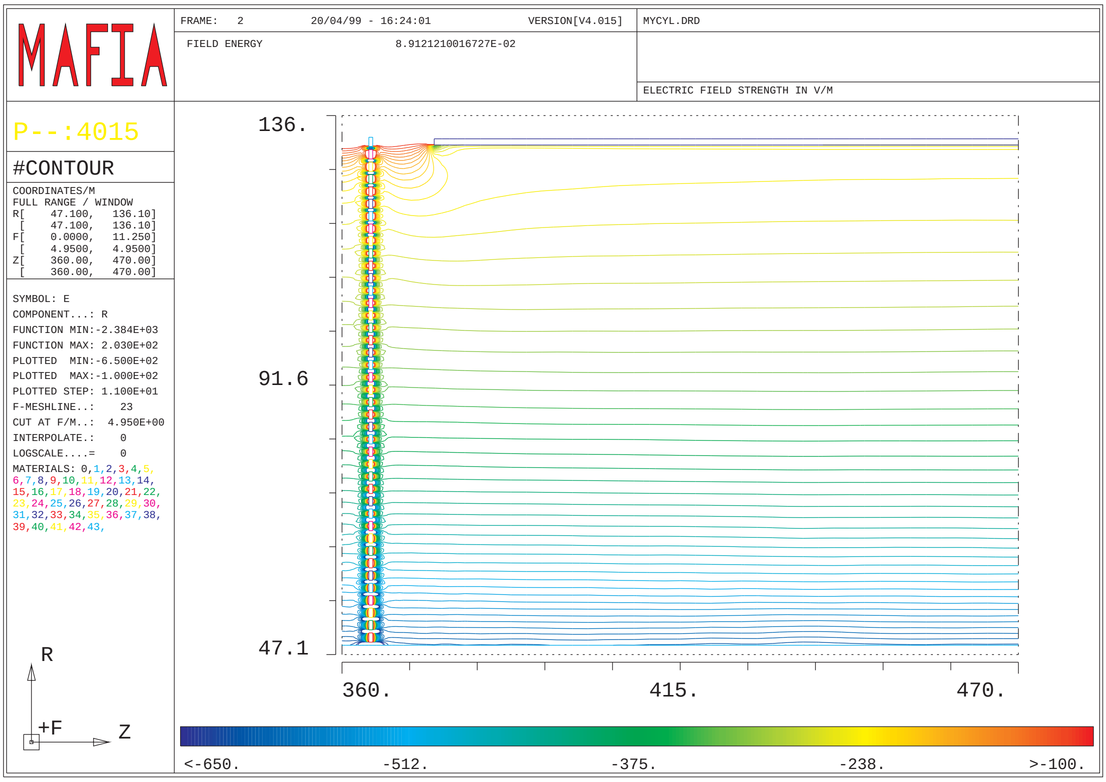

Abbildung 7.6: Linien gleicher elektrischer Feldstärke sind in r und z aufgetragen.

In Abbildung 7.8 ist die radiale Abweichung $(r_{MK} - r_{TPC})$ nun als Funktion des Azimutalwinkels ϕ_{MK} für alle 20 Padreihen aufgetragen. Aus der Änderung des horizontalen Offsets mit der Padreihe ist wieder die zu den Rändern der TPC in z-Richtung überschätzte Driftgeschwindigkeit zu erkennen. Bei großem bzw. kleinem z ist auch eine deutliche Zunahme der radialen Abweichung zu dem azimutalen Rand der Auslesekammern zu sehen. In Abbildung 7.9 sind die elektrischen Feldlinien in einem TPC-Segment zu sehen. Bei y=130.8 cm liegt das *gating grid* und bei $y = 48.6$ cm beginnt der innere Zylinder. Hierbei ist zu erkennen, daß die anfangs noch radialen Feldlinien mit zunehmenden y immer mehr zu betragsmäßig kleinerem x gebogen sind. Bei $x \approx \pm 20$ cm ist diese Verzerrung am größten. Diese Verzerrungen sind jedoch nicht ganz in der Lage die in Abbildung 7.10 gesehen Abweichung

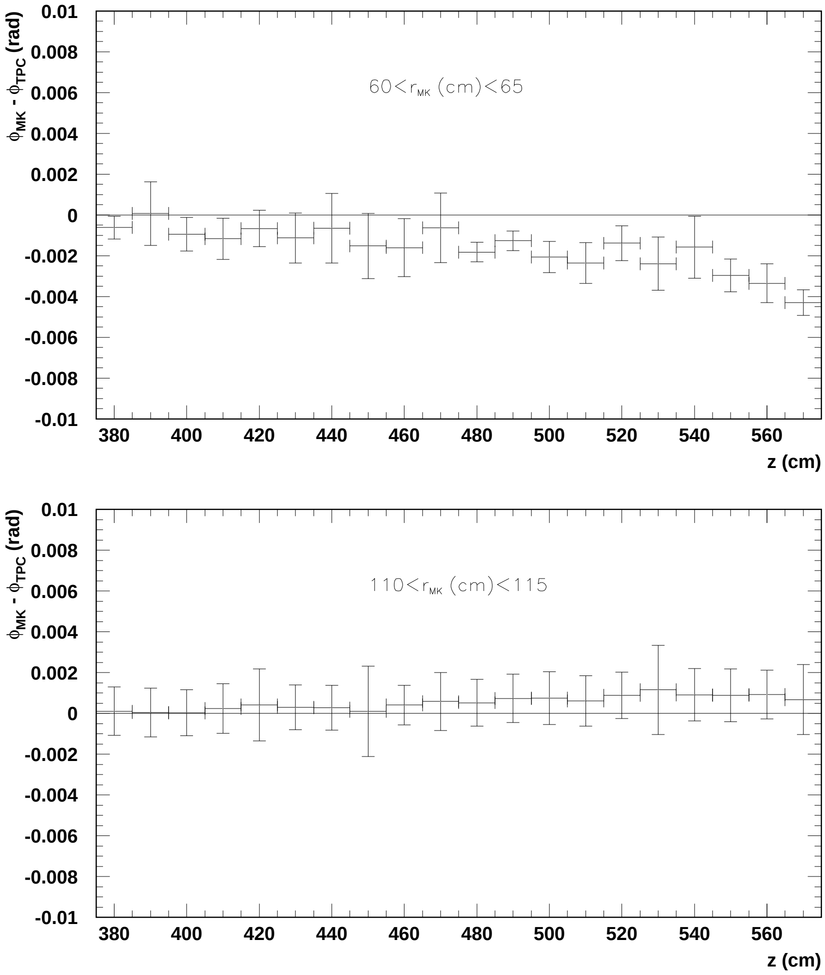

Abbildung 7.7: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ ist über z für zwei verschiedene Bereiche im Radius aufgetragen. Für beide Graphen gilt die selbe Beschränkung im Azimut: $-0.02 < \phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad}) < 0.02$.

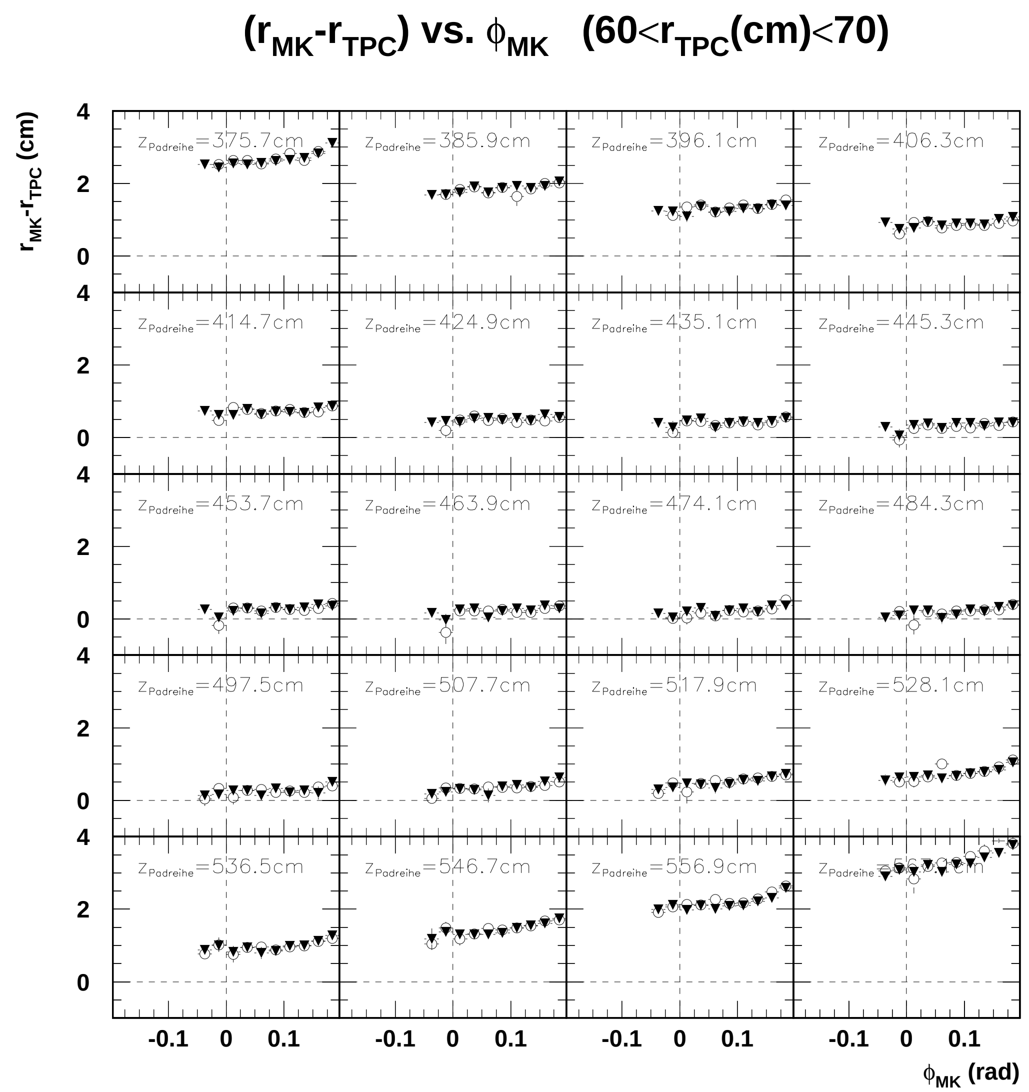

Abbildung 7.8: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK}, mit $60 < r_{\mathrm{MK}}(\mathrm{cm}) < 70$.

zum Kammerrand hin zu kompensieren.

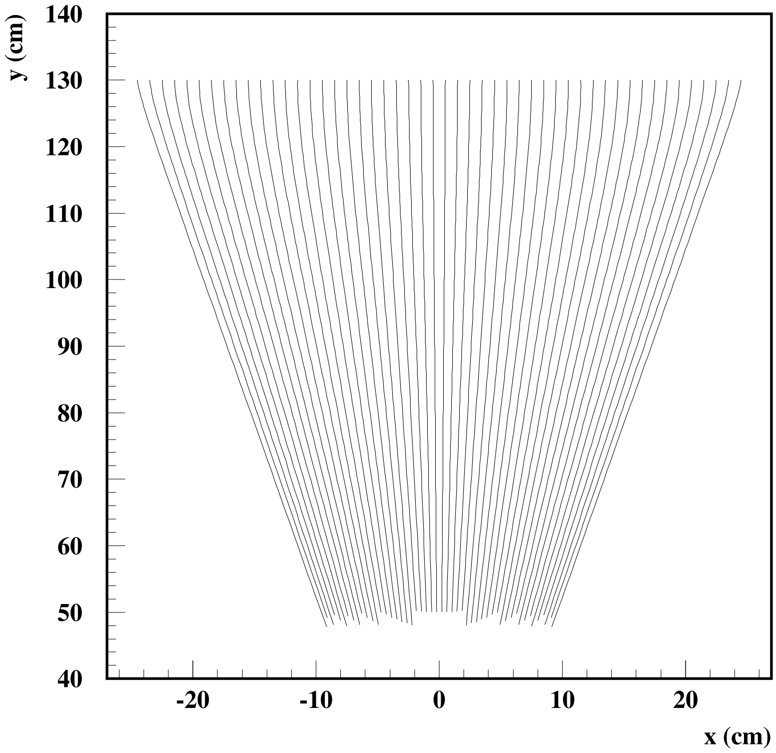

Abbildung 7.9: Elektrische Feldlinien aus einer MAFIA-Feldrechnung für ein TPC-Segment.

Die azimutale Abweichung ($\phi_{MK} - \phi_{TPC}$) in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ_{MK} ist in Abbildung 7.10 gezeigt. Besonders in den ersten und letzten Padreihen ist hierbei noch eine ϕ-abhängige Abweichung zu erkennen. Ferner hat die Abweichung bei kleinen z eine negative Steigung, die langsam mit z in eine positive Steigung übergeht. Dies könnte durch eine fehlerhafte MK-Position nur dann erklärt werden, wenn die beiden Kammern eine Winkel von ca. 0.28 rad zueinander hätten. Da dies unwahrscheinlich scheint, kann dies wieder als Hinweis auf noch zu untersuchende Driftfeldverzerrungen gesehen werden.

Abbildung 7.11 zeigt die Abhängigkeit der azimutalen Abweichungen vom Radius. Hierbei ist zu sehen, daß diese Abhängigkeit eine mit z zunehmende

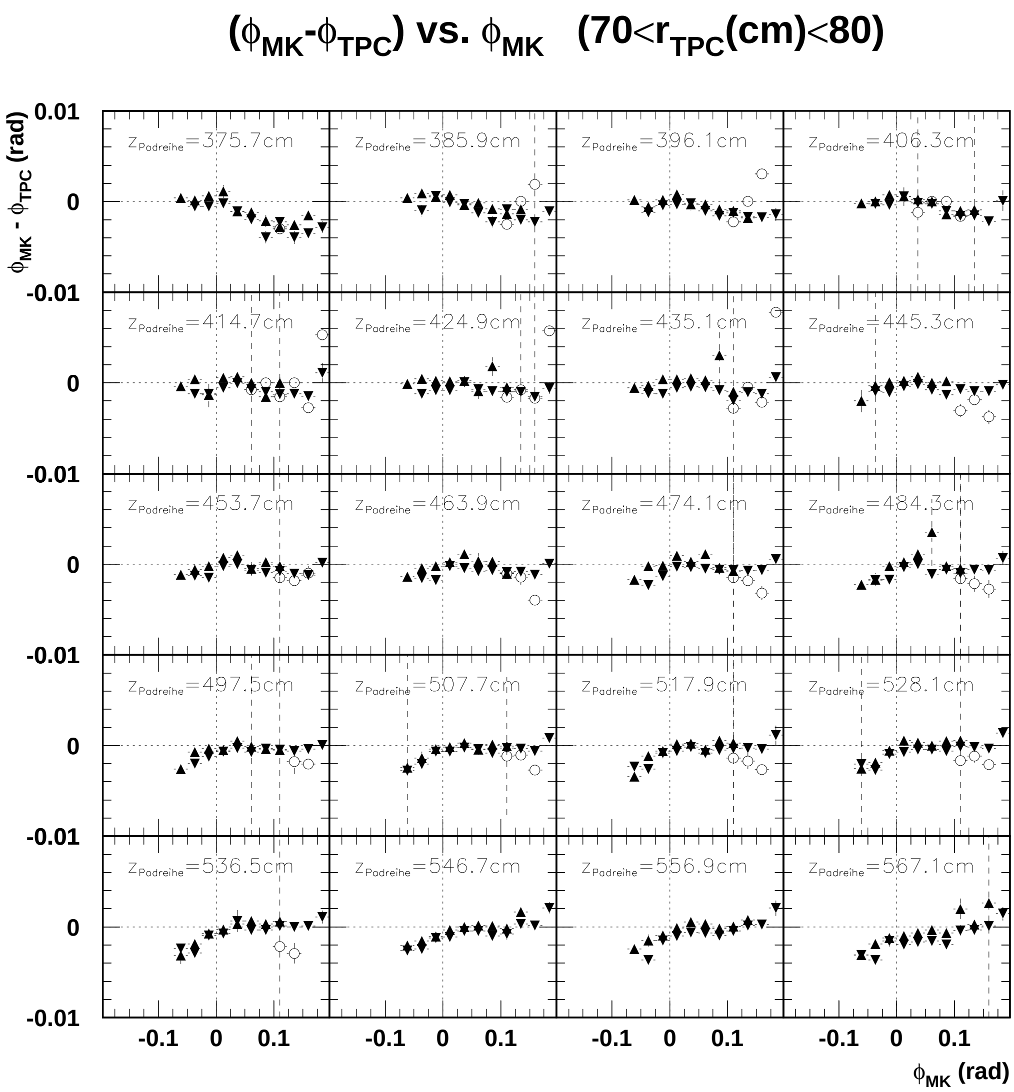

Abbildung 7.10: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK}, mit $70 < r_{\mathrm{MK}}\mathrm{cm} < 80$.

Steigung hat. Dies könnte auf eine Parallelverschiebung der beiden Schienen, an denen die MK befestigt sind, hindeuten. Das würde zu einem Fehler des aus den MK bestimmten Azimut der Spur führen, der mit kleiner werdendem Radius einen zunehmenden azimutalen Fehler produziert. Auch würde eine solche Parallelverschiebung die beobachtete z-Abhängigkeit erklären. Da jedoch hierfür die MK strahlabwärts ca 6 mm höher hängen müßte als erwartet, scheint dies unwahrscheinlich. Somit könnte dies wieder ein Hinweis auf noch ungenügende Kenntnis des Driftfeldes sein.

7.4 Änderungen in Feldrechnungen

Um ein Gefühl dafür zu bekommen, inwieweit eine Unkenntnis der Geometrie der TPC verantwortlich sein könnte für die unzureichende Beschreibung des Driftfeldes durch die Feldrechnungen, wurden Feldrechnungen unter veränderten, teilweise unrealistischen geometrischen Annahmen untersucht. Beispielsweise wurde in einer Rechnung die Lage des *gating grid* der Auslesekammern im Radius um 2 cm nach außen verschoben und das Feld nun wieder bis zum Radius von ca 130.8 cm berechnet. Dementsprechend wurde der Zeitoffset t_0 wieder auf 1.34 μs gesetzt. Die Verschiebung des *gating grid* ist gleichbedeutend mit einer Reduzierung des Potentials an unverschobenem *gating grid*.

In Abbildung 7.12 ist für das so berechnete Driftfeld die radiale Abweichung $(r_{MK} - r_{TPC})$ über der radialen Position r_{MK} aufgetragen. Wieder wird der Bereich im Azimut zwischen $\pm$ 0.035 rad betrachtet. Aus dem Vergleich von Abbildung 7.12 und 7.4 sieht man, daß die Abweichung der radialen Position nun weniger stark zu den Rändern der TPC hin zunimmt. Der generelle Effekt ist jedoch immer noch vorhanden.

In Abbildung 7.13 wird die radiale Abweichung in Abhängigkeit von der azimutalen Position, die sich aus den MK-Daten ergibt, für die Padreihe Nr. 10 verglichen. Hierbei ist zu erkennen, daß die radiale Abweichung durch das neue Feld deutlich zu den Rändern der Auslesekammer hin zunimmt. In dieser Hinsicht liefert diese Rechnung also ein schlechteres Ergebnis als die vorherige.

Selbst eine drastische, im Rahmen der mechanischen Toleranz nicht mögliche Änderung der Geometrie kann also das Driftfeld nicht ohne weiteres plausibel reproduzieren. Dennoch stellen derartige Rechnungen eine wichtige Methode dar, den Ursachen der beobachteten Verzerrungen auf die Spur zu kommen.

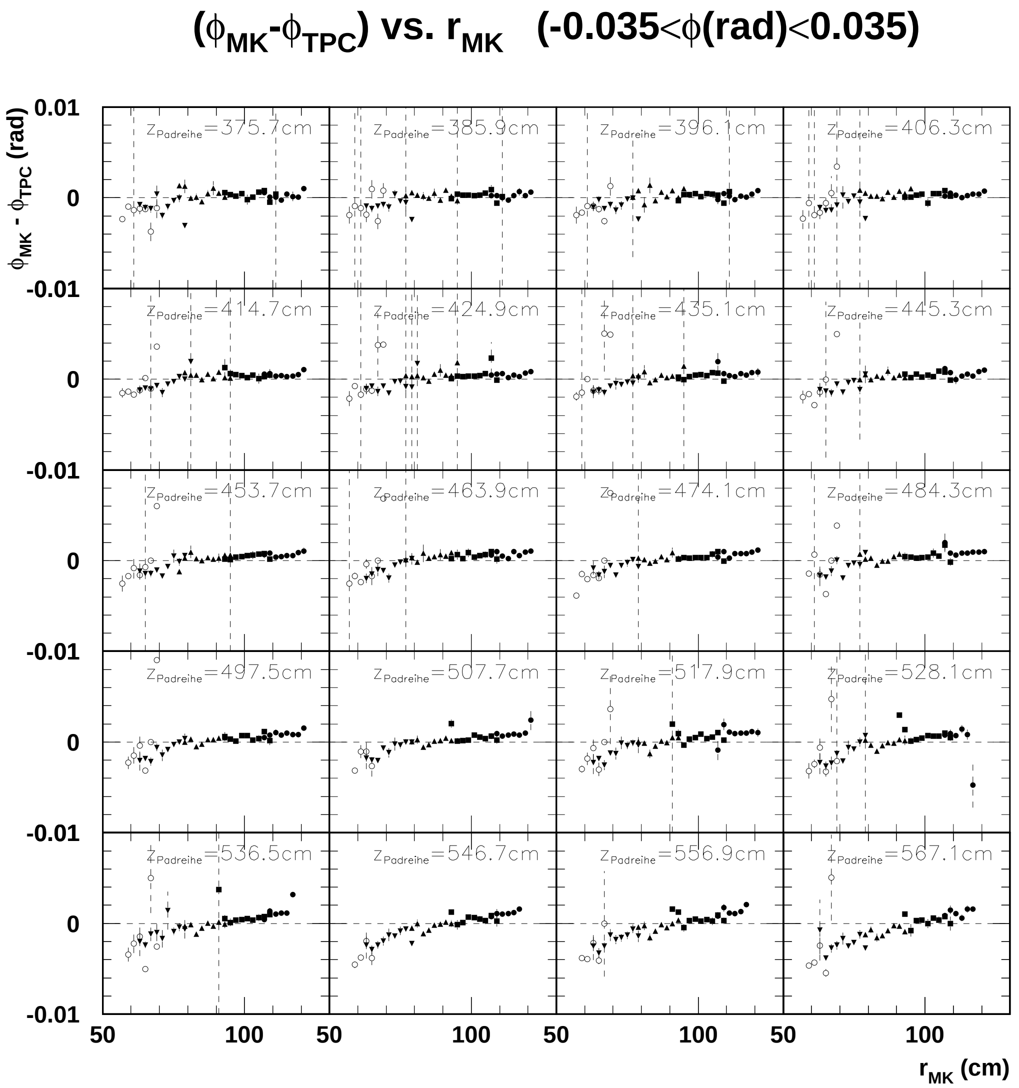

Abbildung 7.11: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK}, mit $-0.035 < \phi_{\mathrm{MK}}(\mathrm{rad}) < 0.035$.

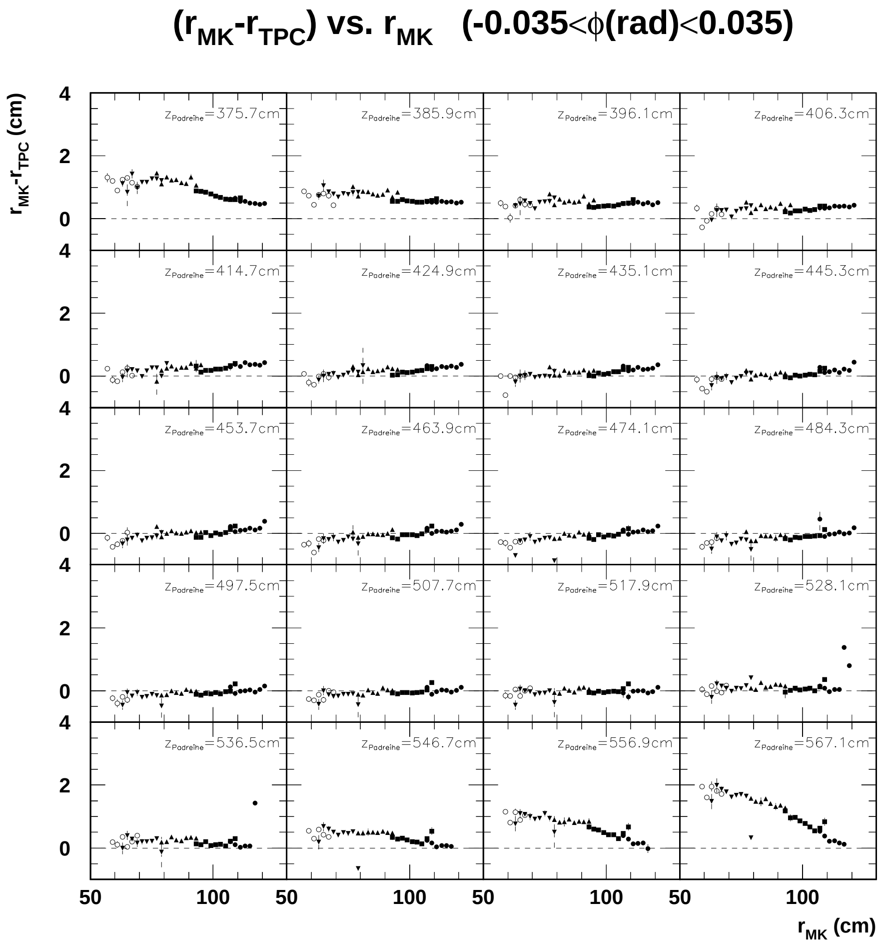

Abbildung 7.12: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK}, mit $-0.035 < \phi(\mathrm{rad}) < 0.35$ und variierter Geometrie.

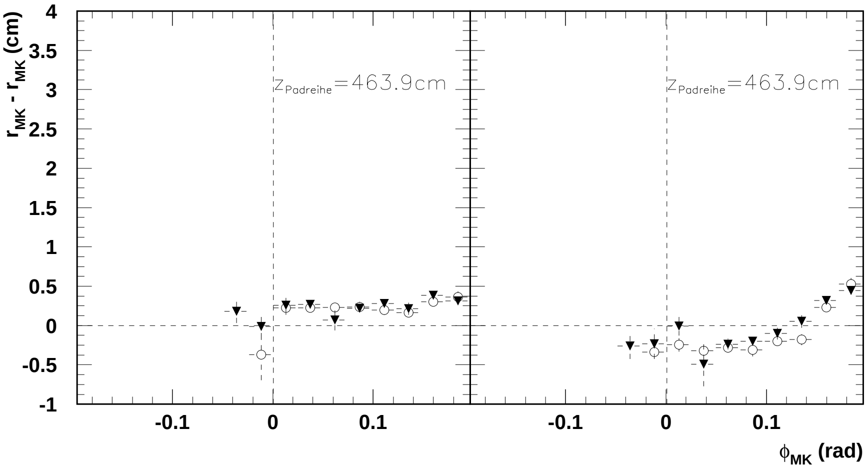

Abbildung 7.13: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK}, mit $60 < r_{\mathrm{MK}}\mathrm{cm} < 70$; rechts mit variierter Geometrie.

7.5 Diskussion der Methode und Ausblick

Während der in dieser Arbeit besprochenen Messungen wurden insgesamt ca. 6000 Myonenspuren aufgenommen. Nach den verschiedenen Schnitten blieben hiervon noch etwa 4000 Ereignisse. Diese Anzahl führt dazu, daß bei einigen räumlichen Schnitten die Statistik sehr gering ist. Jedoch spielt eine Limitierung durch die Statistik auf Grund der Größe der zur Zeit noch bestehenden Spurverzerrungen keine große Rolle.

Aus Abbildung 7.4 ist zu sehen, daß es zwischen den Meßpunkten der einzelnen MK-Positionen Sprünge von 1 bis 2 mm gibt. Ähnlich wie bei der Frage nach der statistischen Genauigkeit, spielen diese Probleme in der MK-Positionierung in der Untersuchung des Driftfeldes noch keine Rolle, da die zu untersuchenden Effekte groß im Vergleich zum Positionsfehler der MK ist. So konnten grobe Fehler in der Driftfeldbestimmung mit Hilfe der vorliegenden MK-Messungen nachgewiesen und beseitigt werden. Speziell die azimutalen Abhängigkeiten sind nur durch diese MK-Messungen zugänglich, da nur sie eine externe Information über die azimutale Position liefern.

Bei einer genaueren Kenntnis des Driftfeldes hingegen würde jedoch die geringe Statistik und die Fehler in der Positionsbestimmung eine Untersuchung der Auswirkungen des Driftfelds bis in die Größenordnung der TPC-Einzelpunktauflösung (300 bis 400 μm) nicht erlauben.

Deshalb ist es sicherlich vorteilhaft, die Messungen mit den Myonenkammern zu wiederholen und dabei besonderes Augenmerk auf die Positionierung der MK und auf eine höherer Statistik zu legen. Hierbei wäre es sinnvoll, kritische Bereiche, welche noch nicht oder nur mit geringer Statistik vermessen wurden, in die Messungen aufzunehmen. Interessant wäre hierbei der radiale Bereich bis zum inneren Zylinder, da es für die Position des Zylinders selbst unabhängige Messungen gibt. Ferner sollte der Bereich in unmittelbarer Umgebung der Auslesekammern mit besonderer Präzision untersucht werden, da sich Unkenntnisse des Driftfeldes in diesem Bereich sehr stark auf die Positionsbestimmung für alle Radien auswirken. Im Azimut wäre es interessant, den Übergang zwischen zwei Auslesekammern zu betrachten, da sich gerade hier die Abweichungen des elektrischen Feldes von einem radialen Feld besonders stark bemerkbar machen.

Falls es letztendlich nicht möglich ist, durch verbesserte Feldrechnungen die gefundenen Abweichungen zu korrigieren, können aus den MK-Daten empirische lokale Korrekturfaktoren für das Driftfeld bestimmt werden.

Auch Messungen mit eingeschaltetem Magnetfeld wären sinnvoll, da die in der TPC gemessenen Spuren durch das Magnetfeld zum Ort der MK extrapoliert werden können und die so gefunden Werte mit MK-Messungen verglichen werden können. Dies würde es erlauben, die Genauigkeit zu bestimmen, mit der die Trajektorien der driftenden Elektronen im sich kreuzenden, nicht homogenen elektrischen und magnetischen Feldern berechnet werden kann. Davon wird es letztlich abhängen, ob die angestrebte Massenauflösung mit der CERES-TPC erreicht werden kann.

Anhang A

Es folgt eine detaillierte Auflistung aller beobachteter Spurverzerrungen in radialer und azimutaler Richtung. Dabei werden die Verzerrungen sowohl als Funktion von r als auch von ϕ in einem kleinen Intervall der jeweils anderen Koordinate dargestellt.

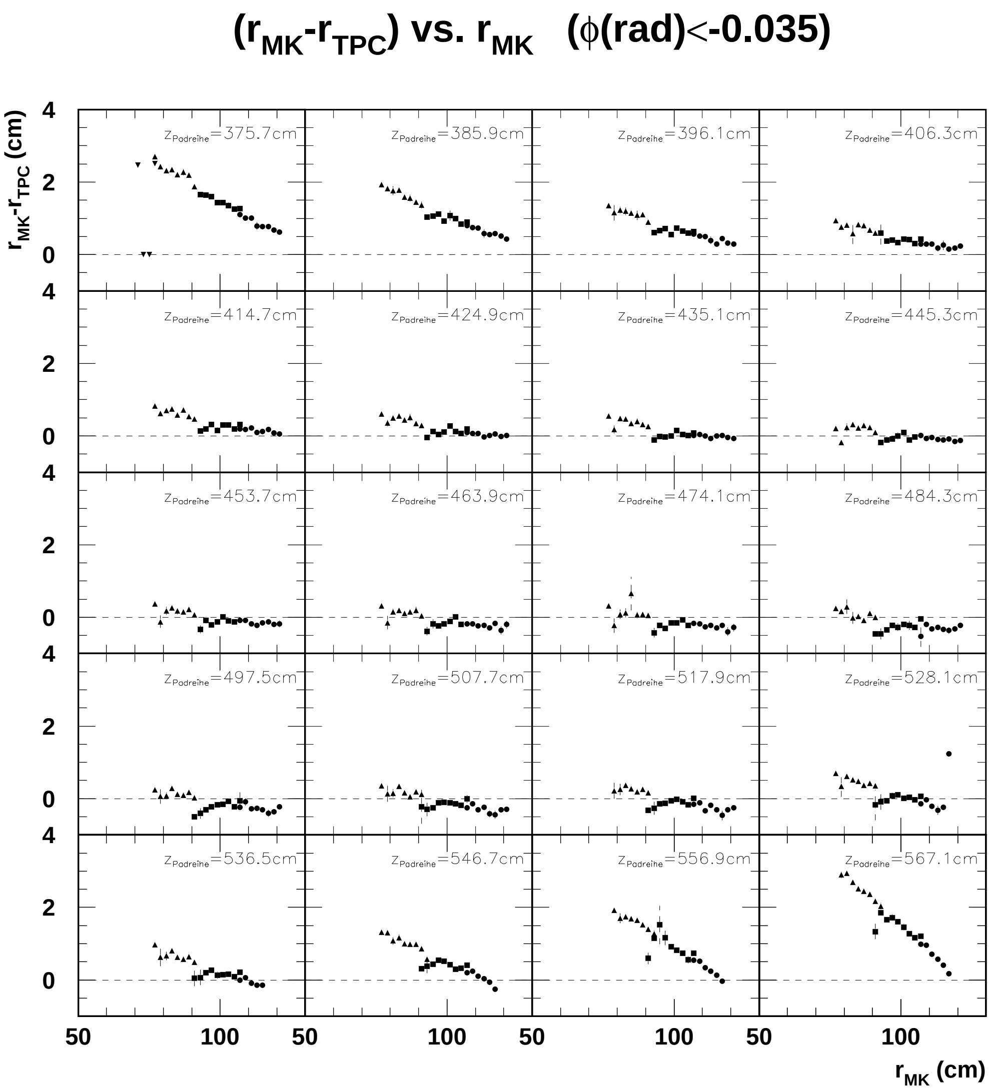

Abbildung A.1: $r_{(\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK}, mit $\phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad}) < -0.035$

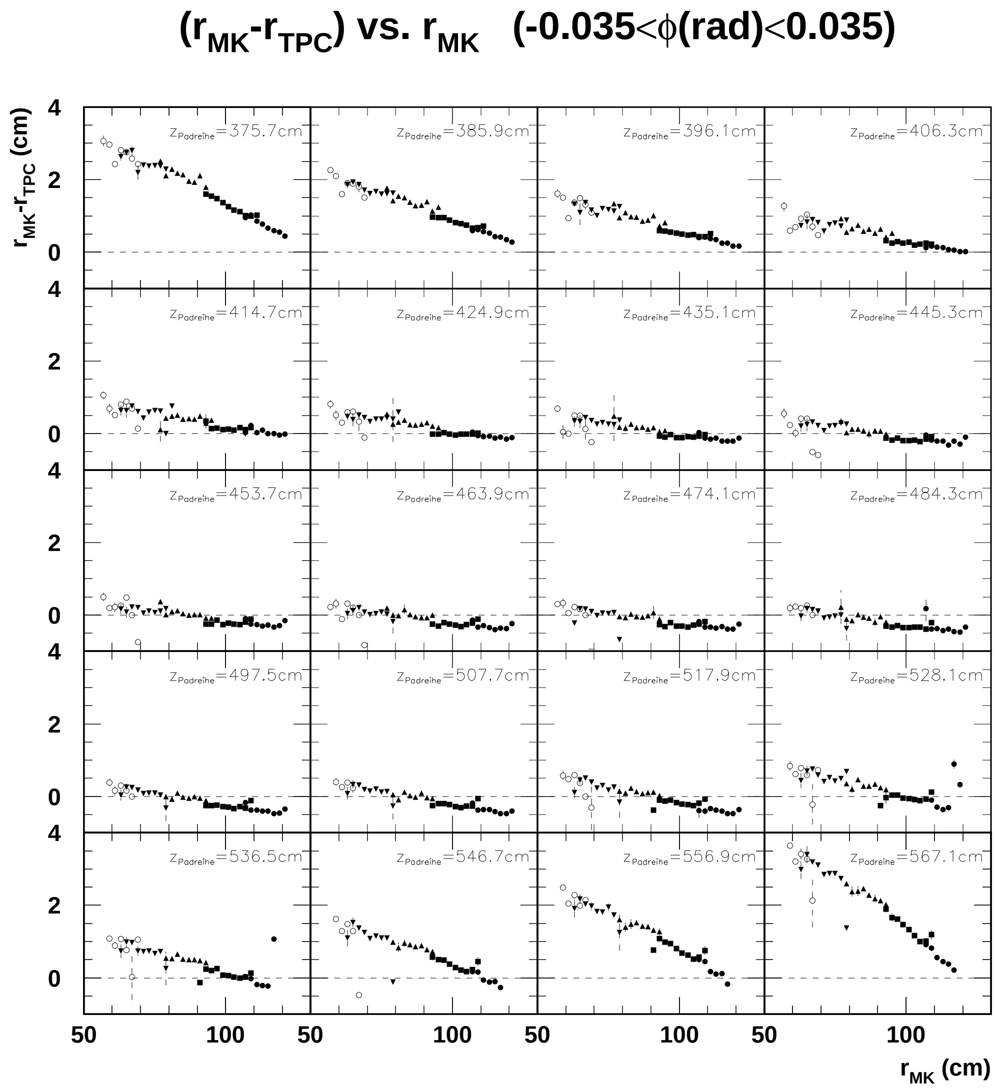

Abbildung A.2: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK}, mit $-0.035 < \phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad}) < 0.035$

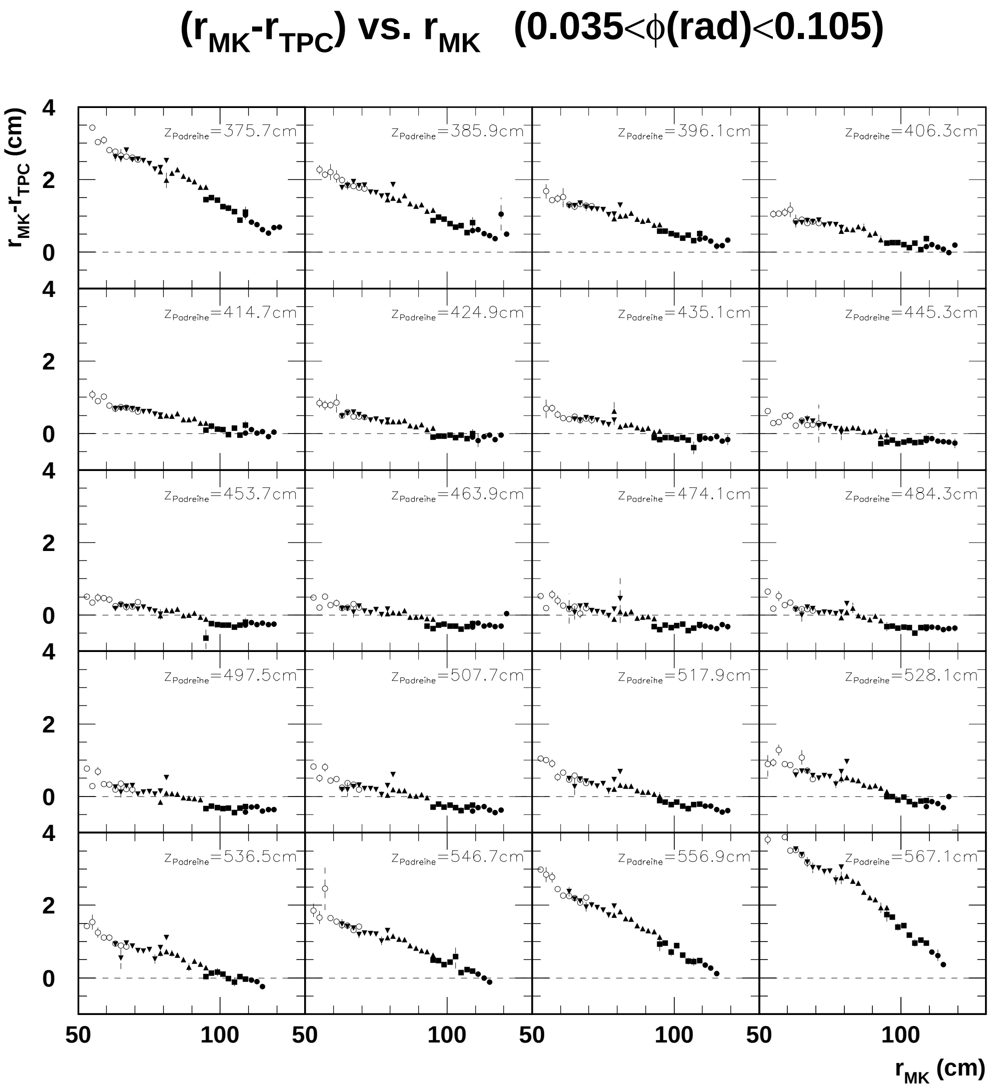

Abbildung A.3: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK}, mit $0.035 < \phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad}) < 0.105$

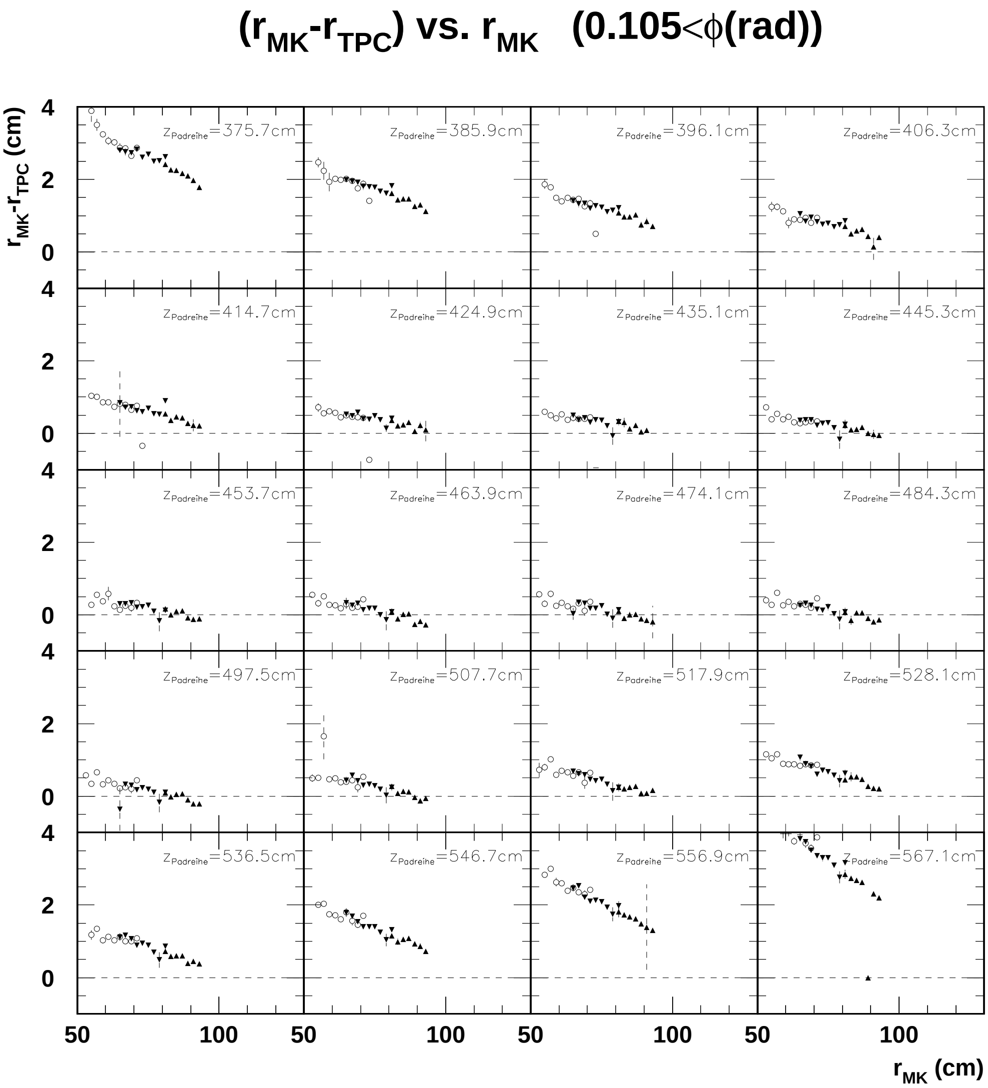

Abbildung A.4: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK}, mit $0.105 < \phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad})$

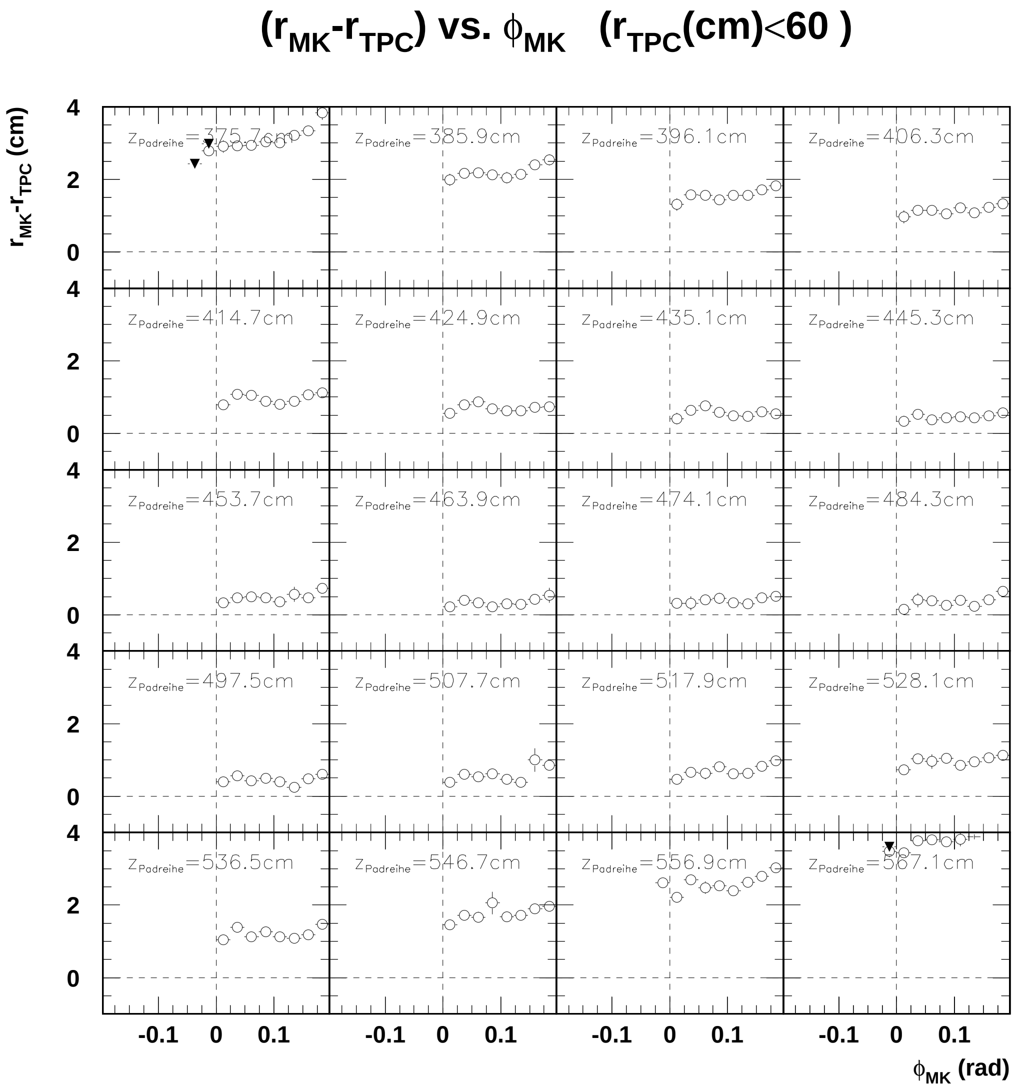

Abbildung A.5: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK}, mit $r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 60$

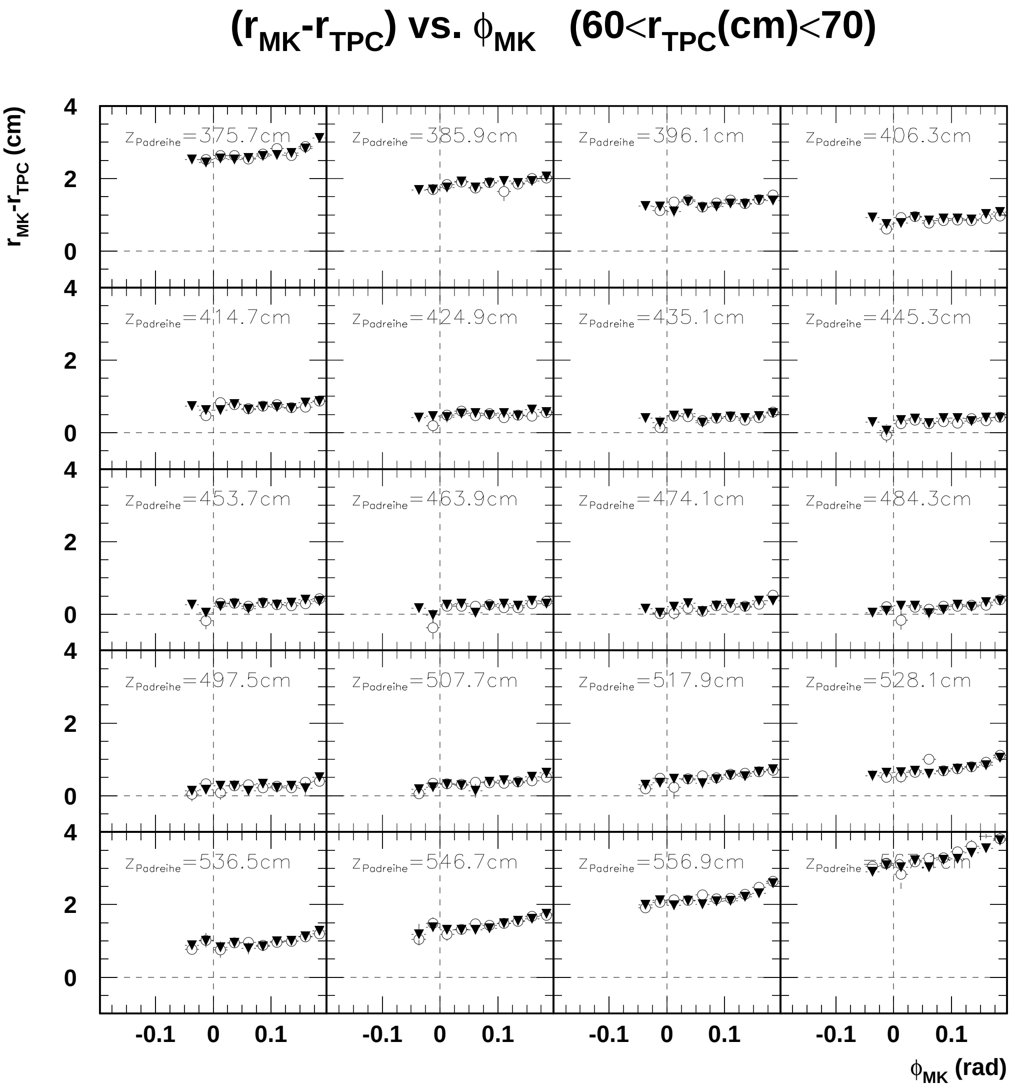

Abbildung A.6: $(r_{\rm MK} - r_{\rm TPC})$ in Abhängigkeit von $\phi_{\rm MK}$, mit $60 < r_{\rm TPC}(\rm cm) < 70$

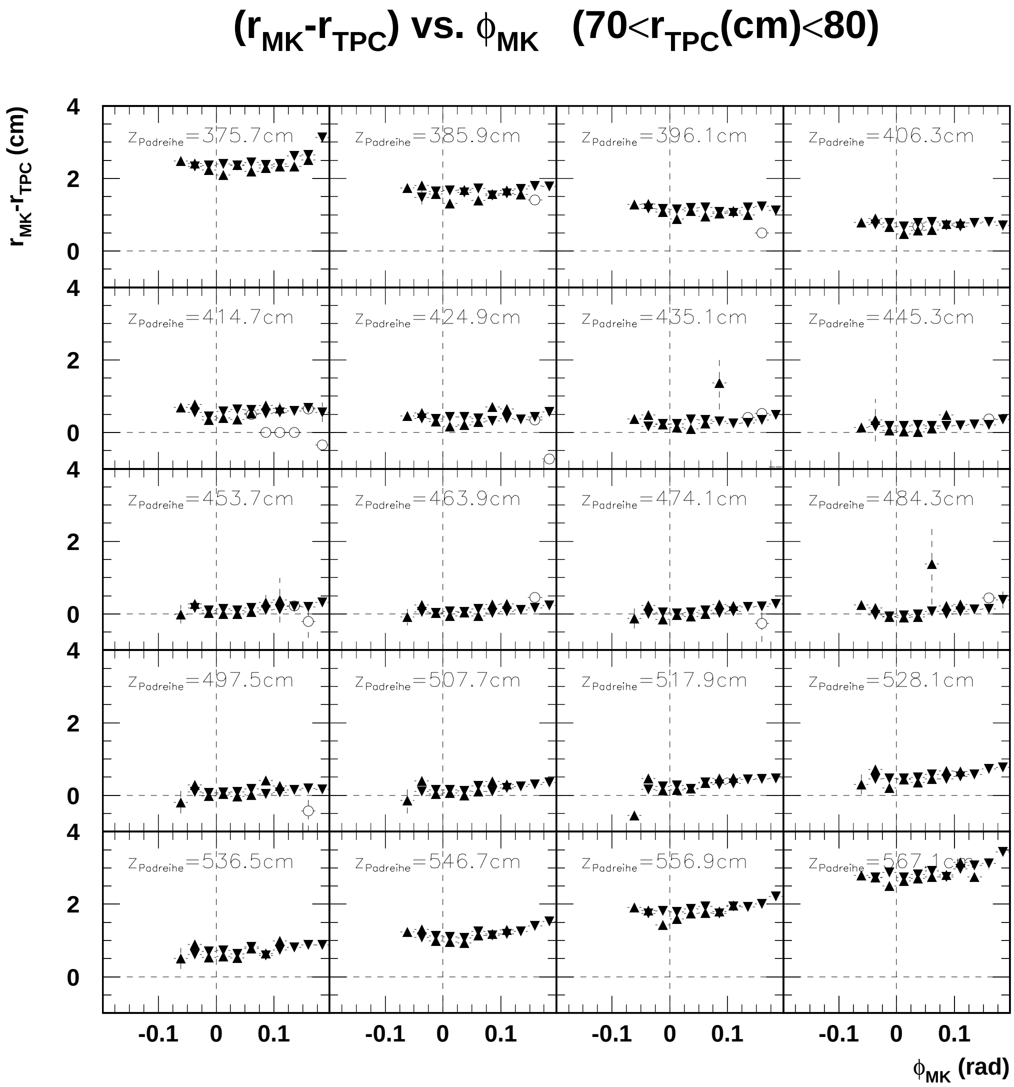

Abbildung A.7: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK}, mit $70 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 80$

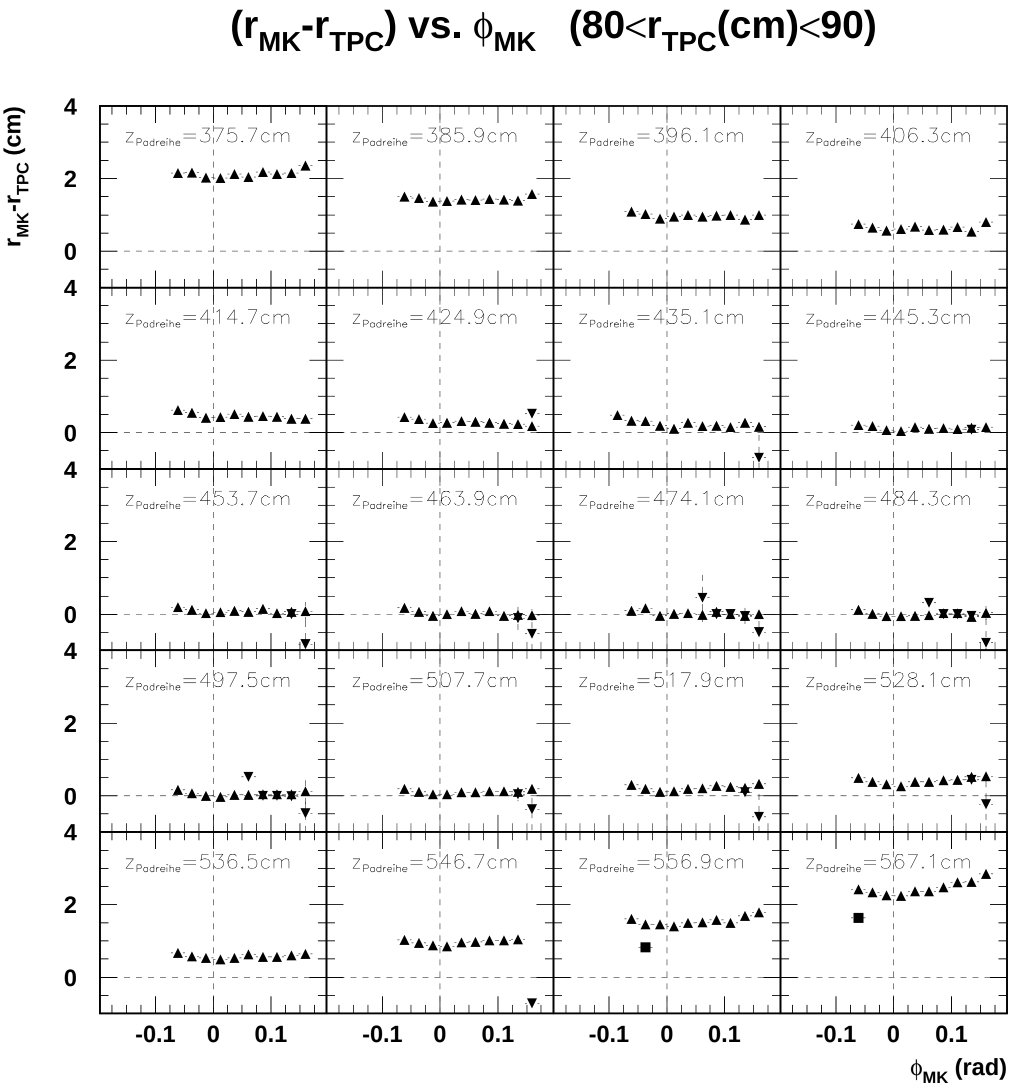

Abbildung A.8: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK}, mit $80 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 90$

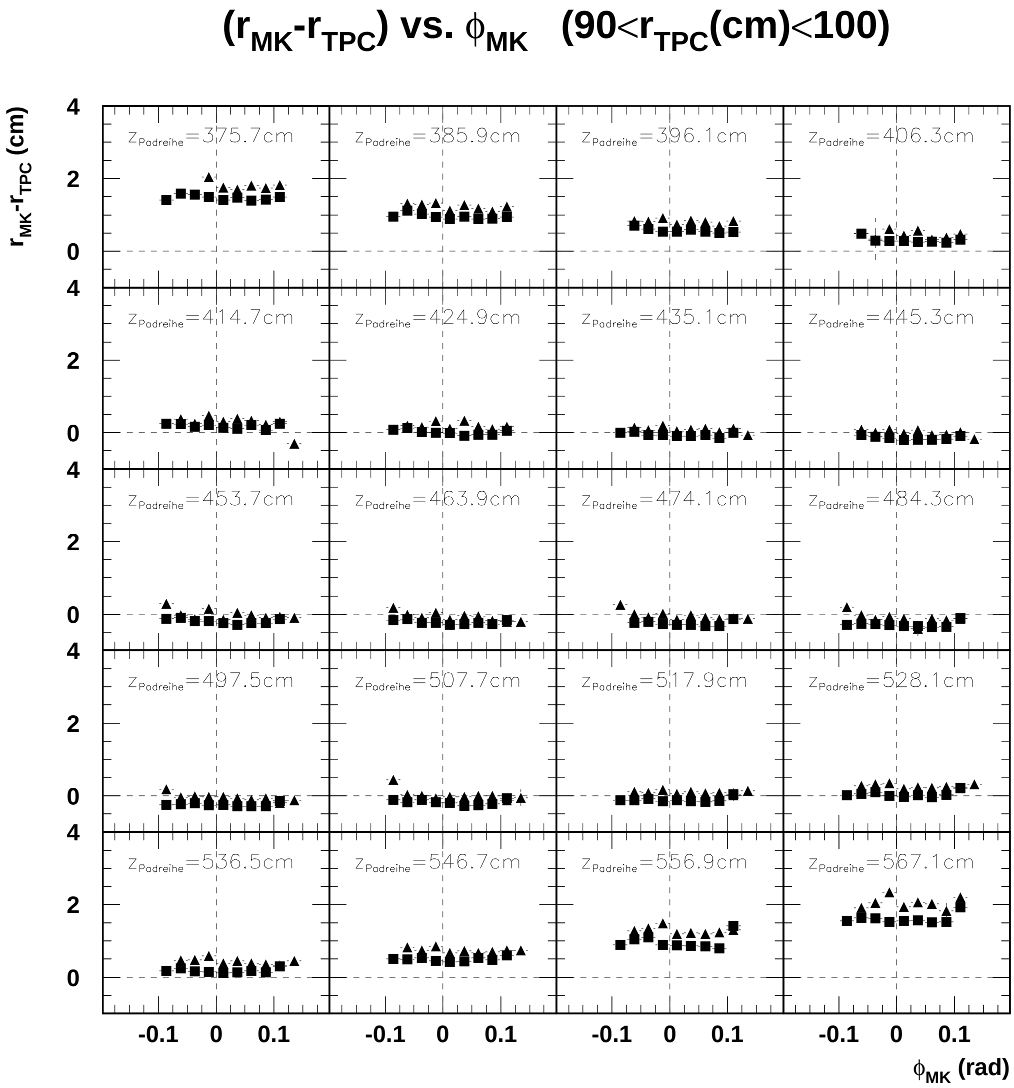

Abbildung A.9: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK}, mit $90 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 100$

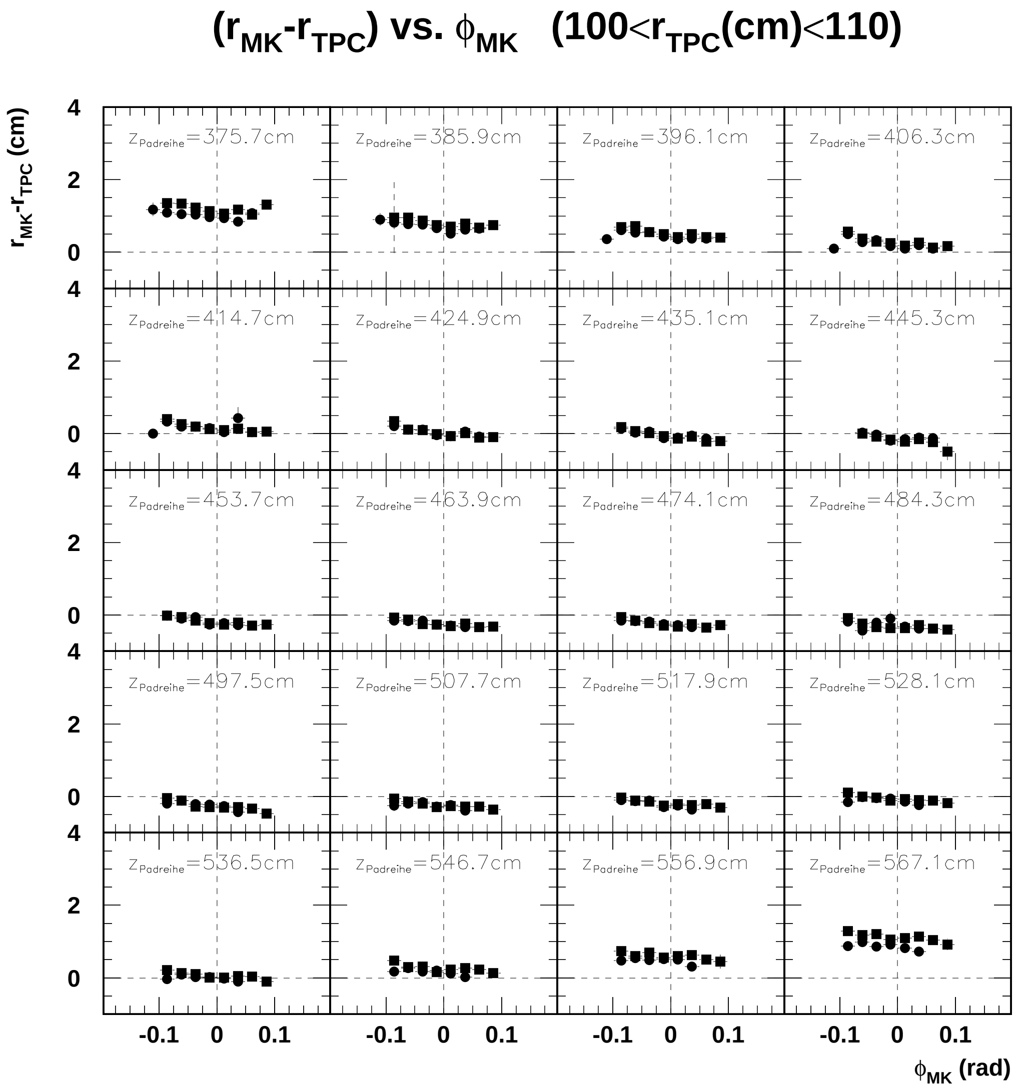

Abbildung A.10: $(r_{\mathrm{MK}} - r_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK}, mit $100 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 110$

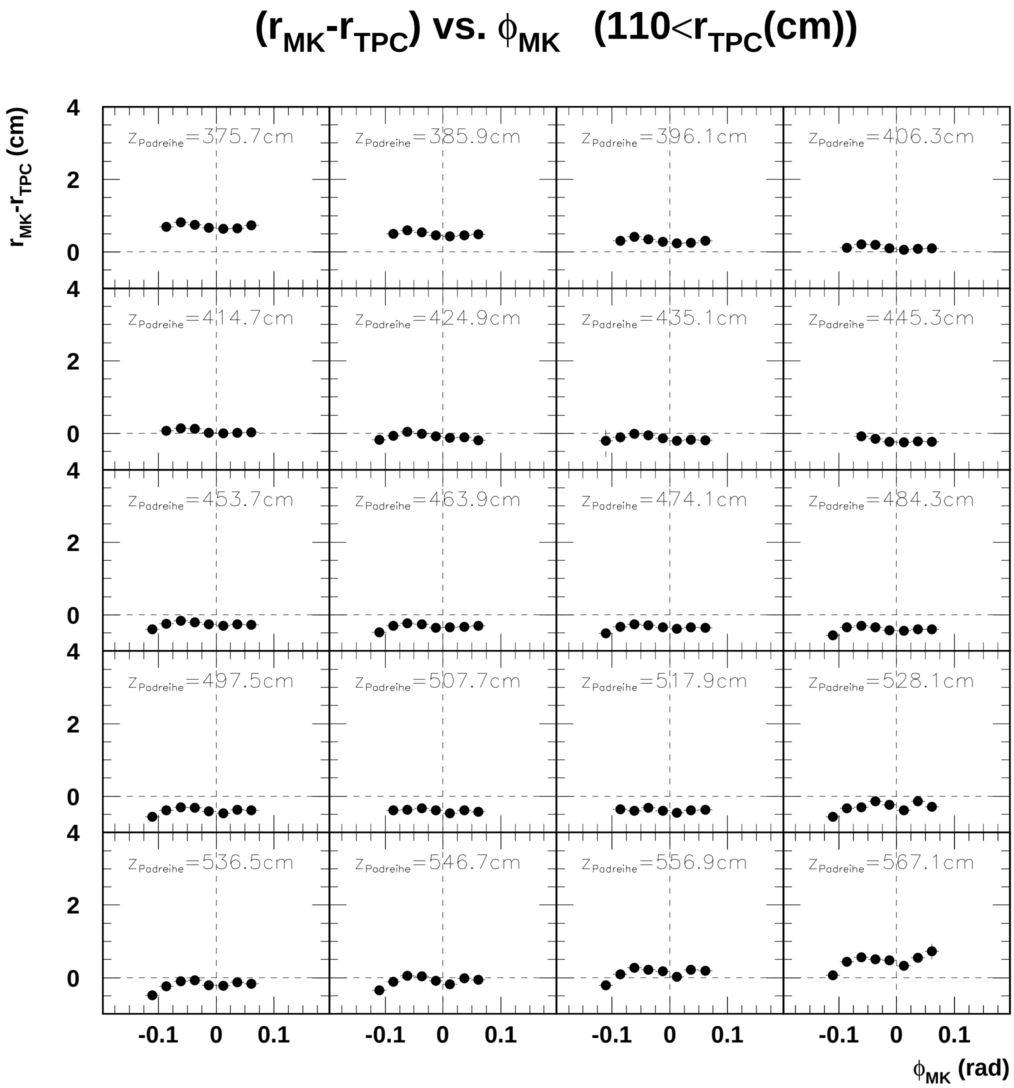

Abbildung A.11: $(r_{\rm MK} - r_{\rm TPC})$ in Abhängigkeit von $\phi_{\rm MK}$, mit $110 < r_{\rm TPC}(\rm cm)$

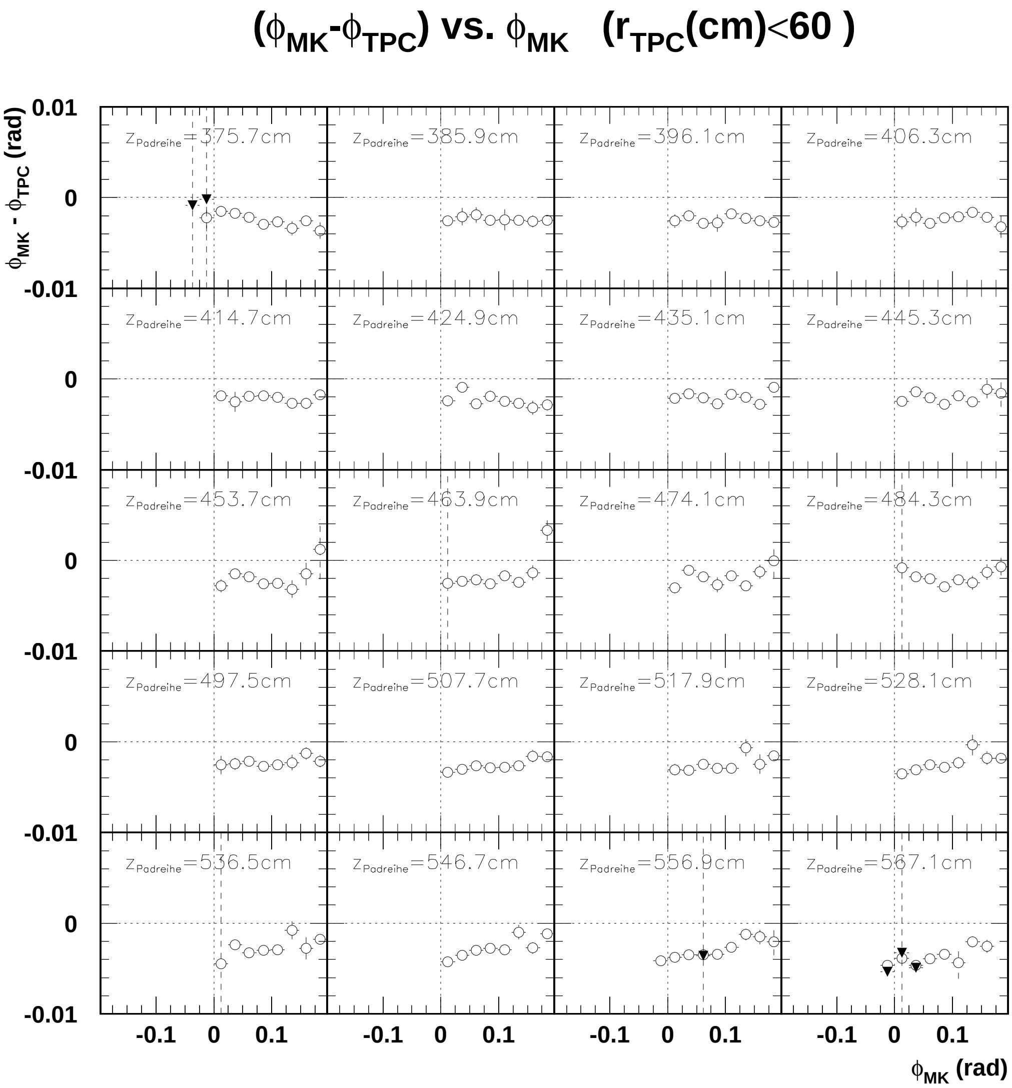

Abbildung A.12: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK} mit $r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 60$

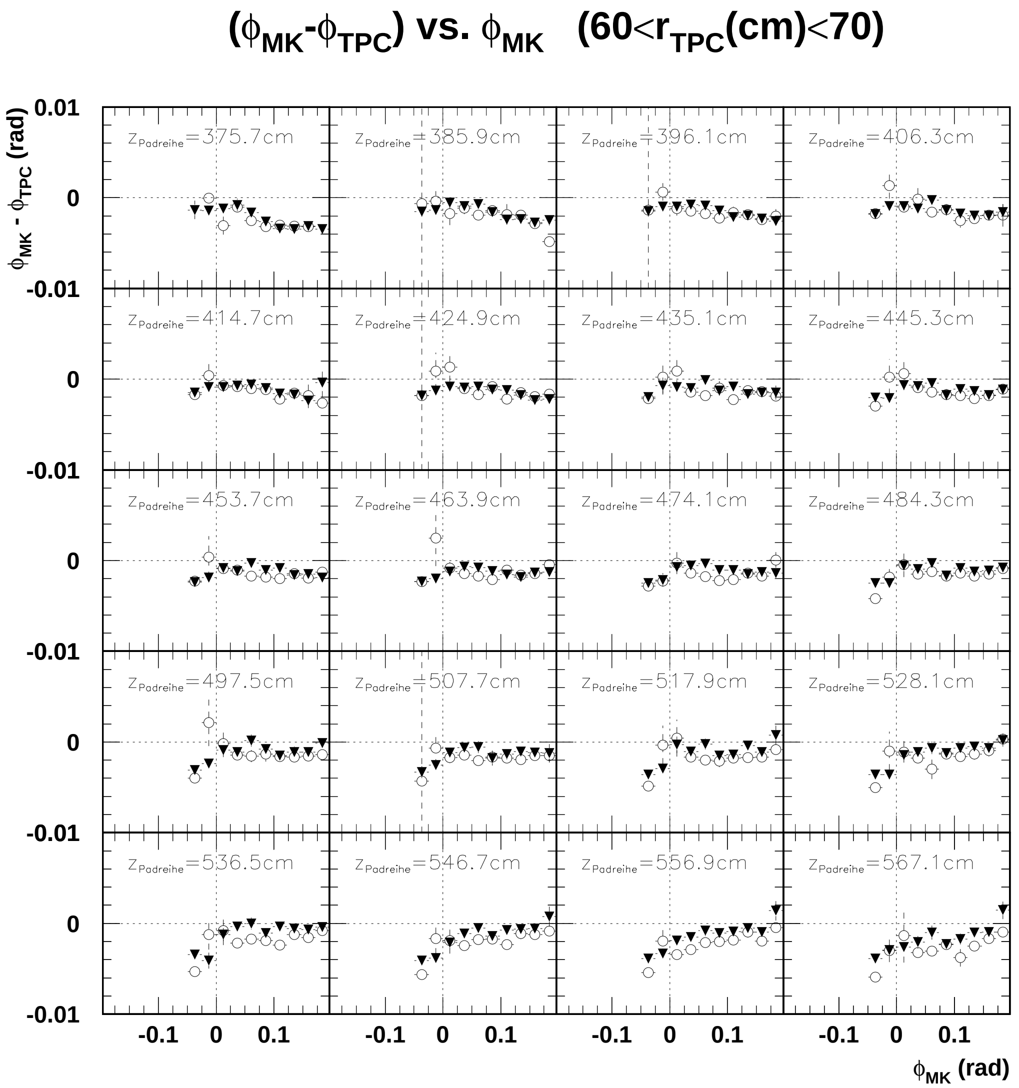

Abbildung A.13: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK} mit $60 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 70$

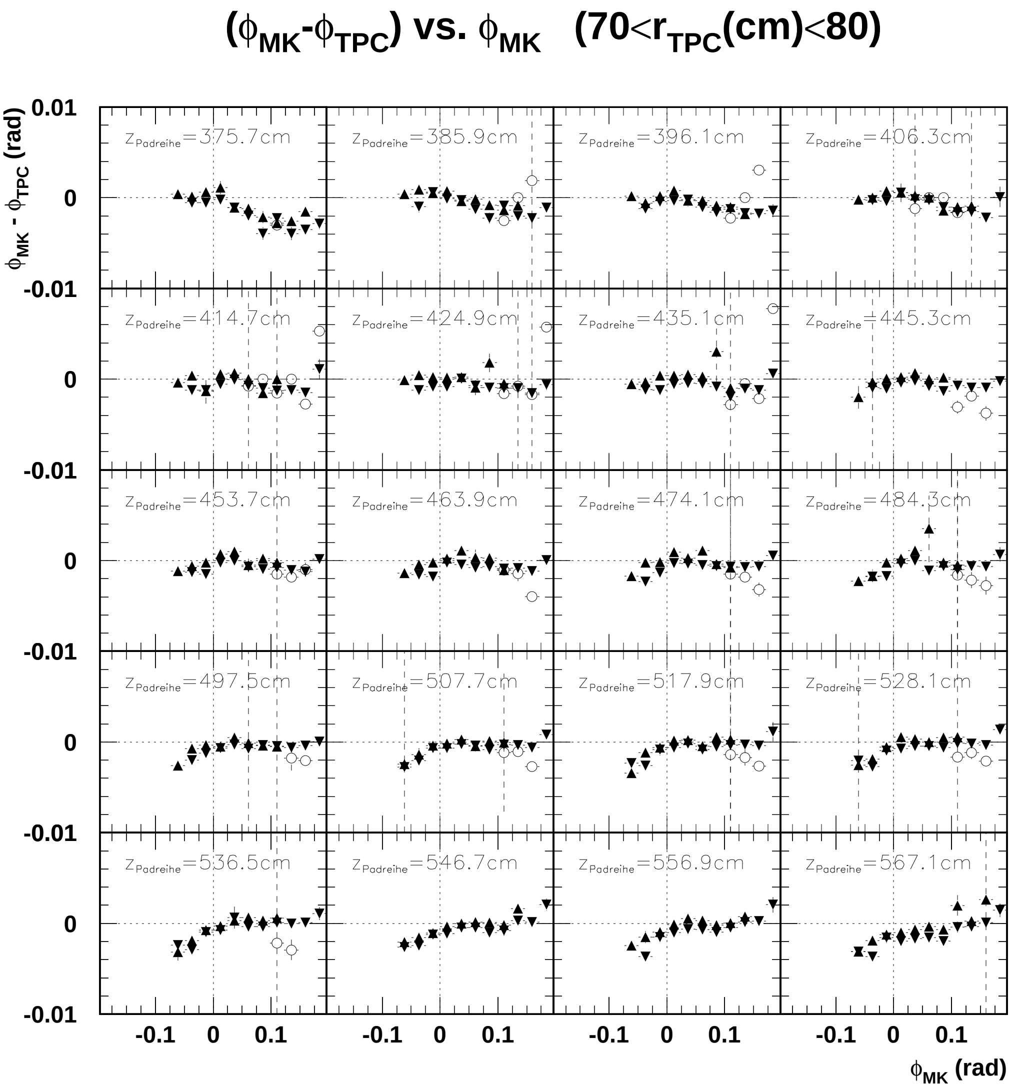

Abbildung A.14: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK} mit $70 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 80$

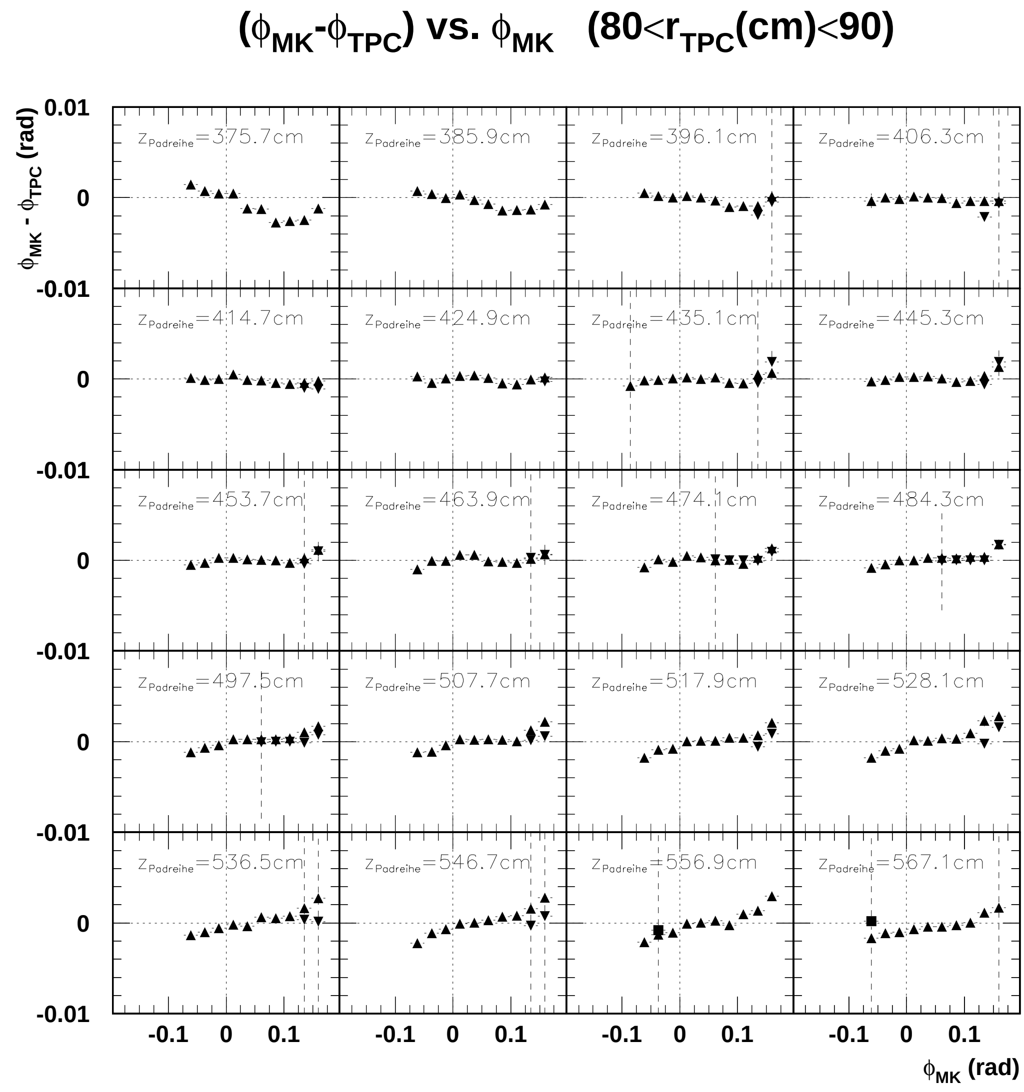

Abbildung A.15: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK} mit $80 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 90$

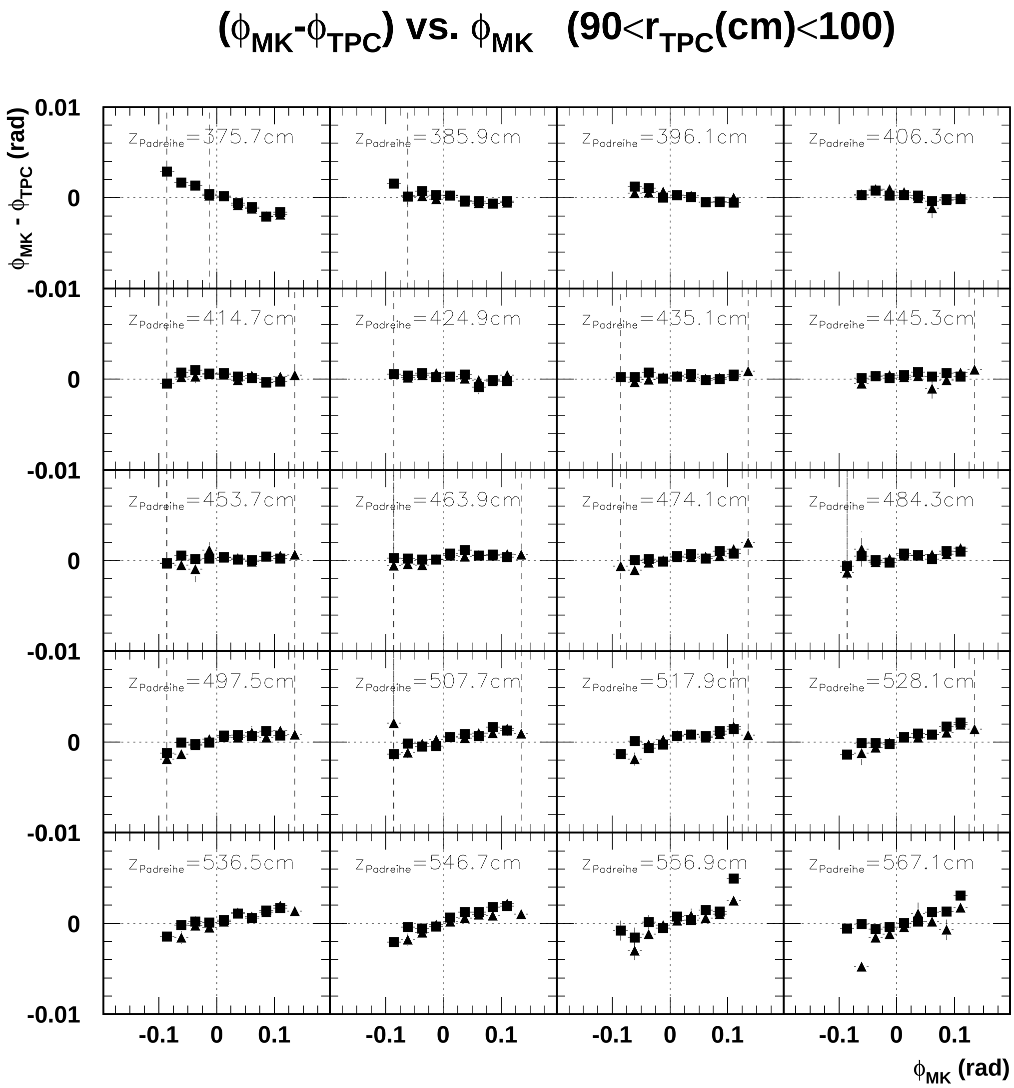

Abbildung A.16: $(\phi_{\rm MK} - \phi_{\rm TPC})$ in Abhängigkeit von $\phi_{\rm MK}$ mit $90 < r_{\rm TPC}(\rm cm) < 100$

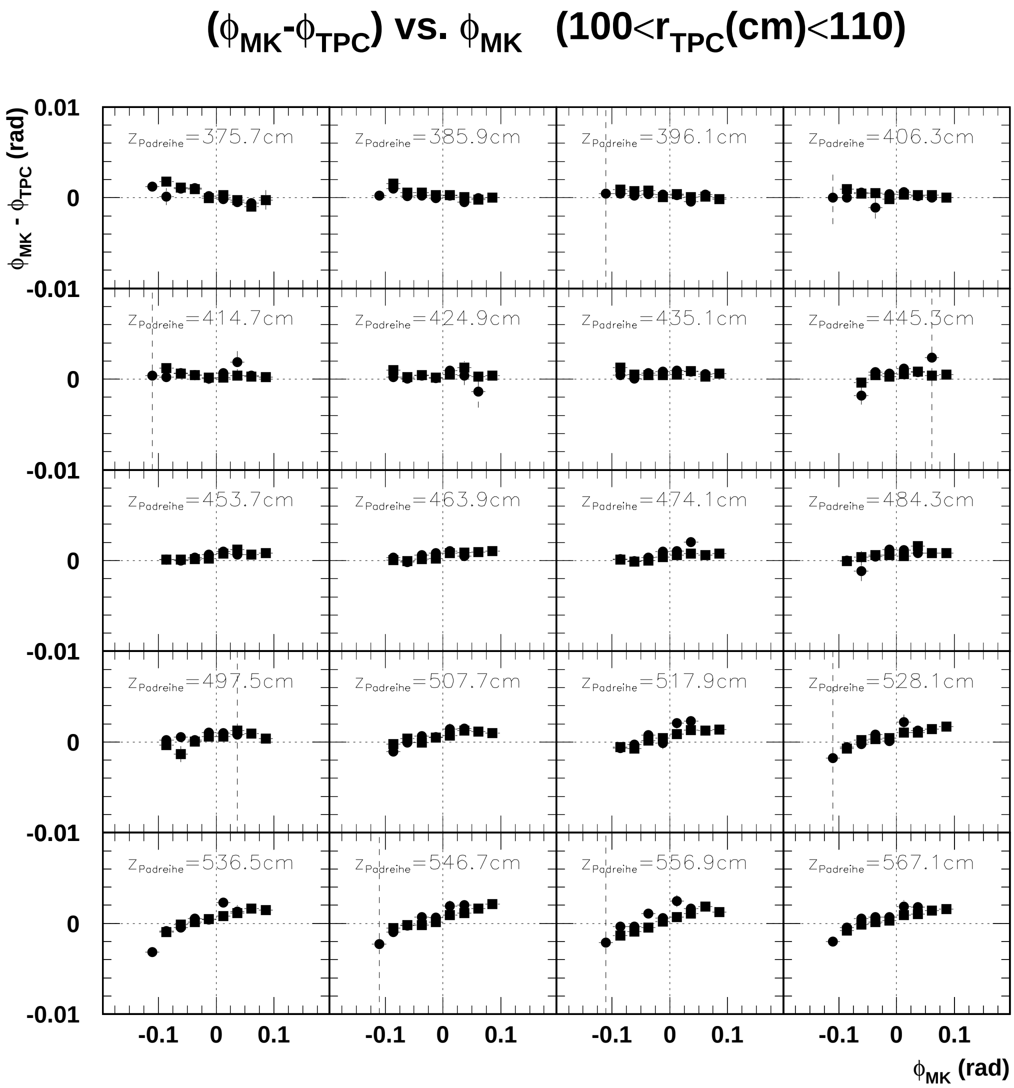

Abbildung A.17: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK} mit $100 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm}) < 110$

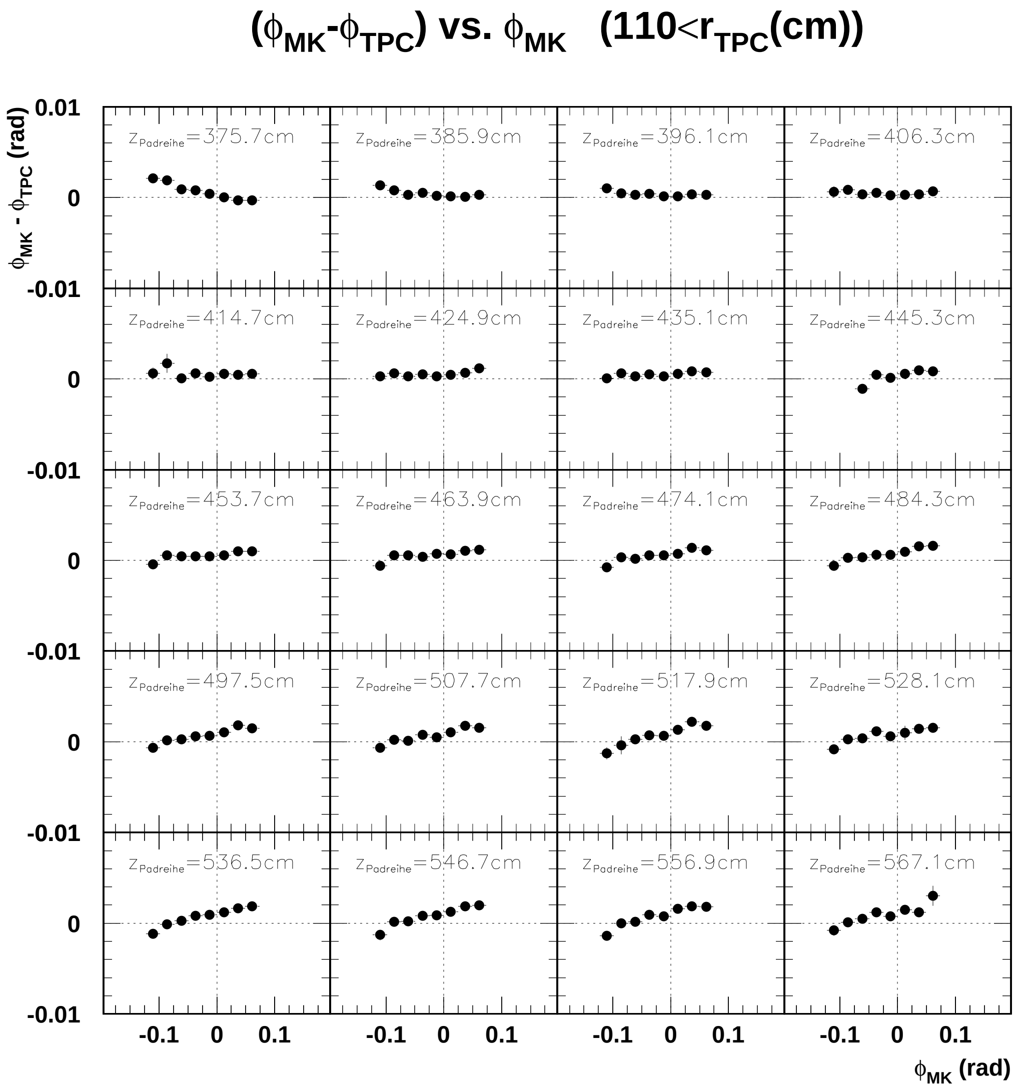

Abbildung A.18: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von ϕ_{MK} mit $110 < r_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{cm})$

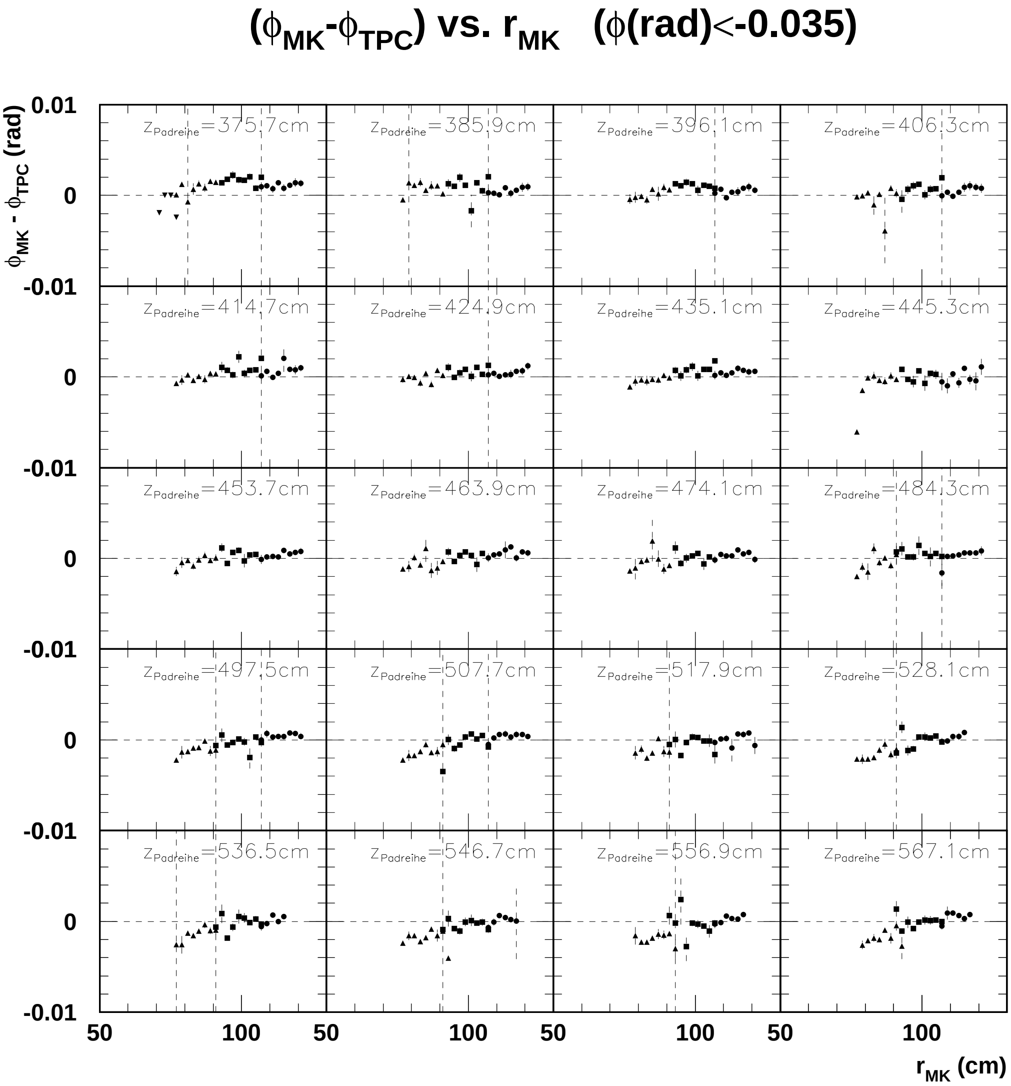

Abbildung A.19: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK} mit $\phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad}) < -0.035$

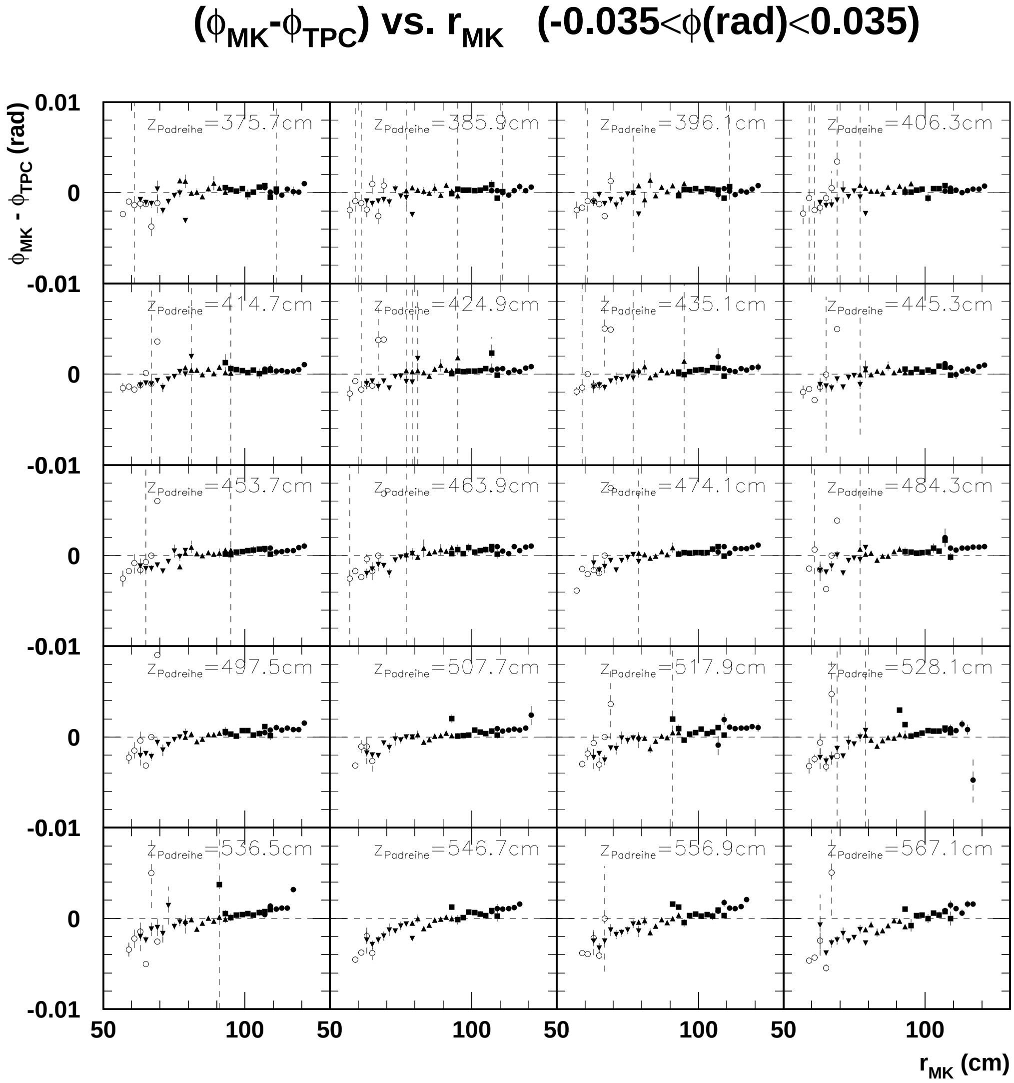

Abbildung A.20: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK} mit $-0.035 < \phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad}) < 0.035$

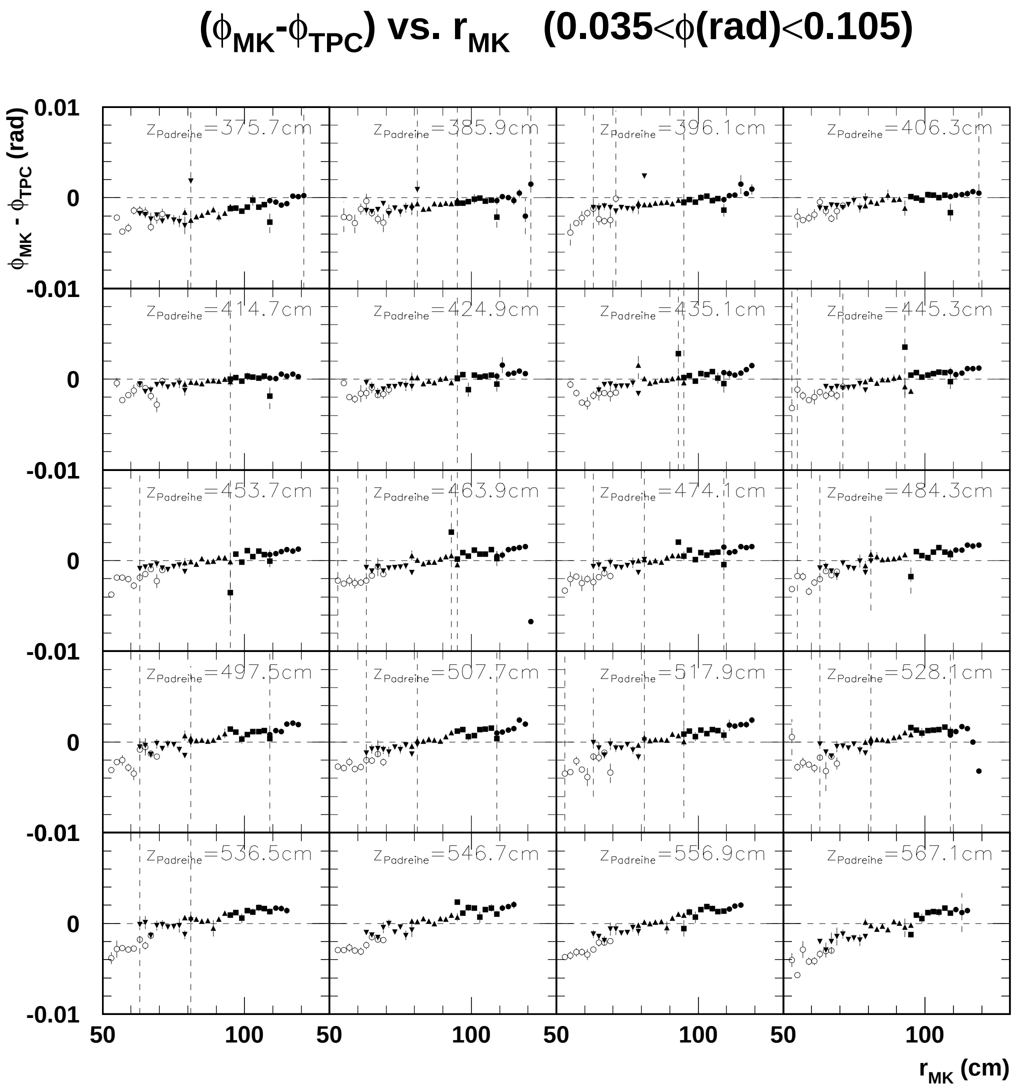

Abbildung A.21: $(\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}})$ in Abhängigkeit von r_{MK} mit $0.035 < \phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad}) < 0.105$

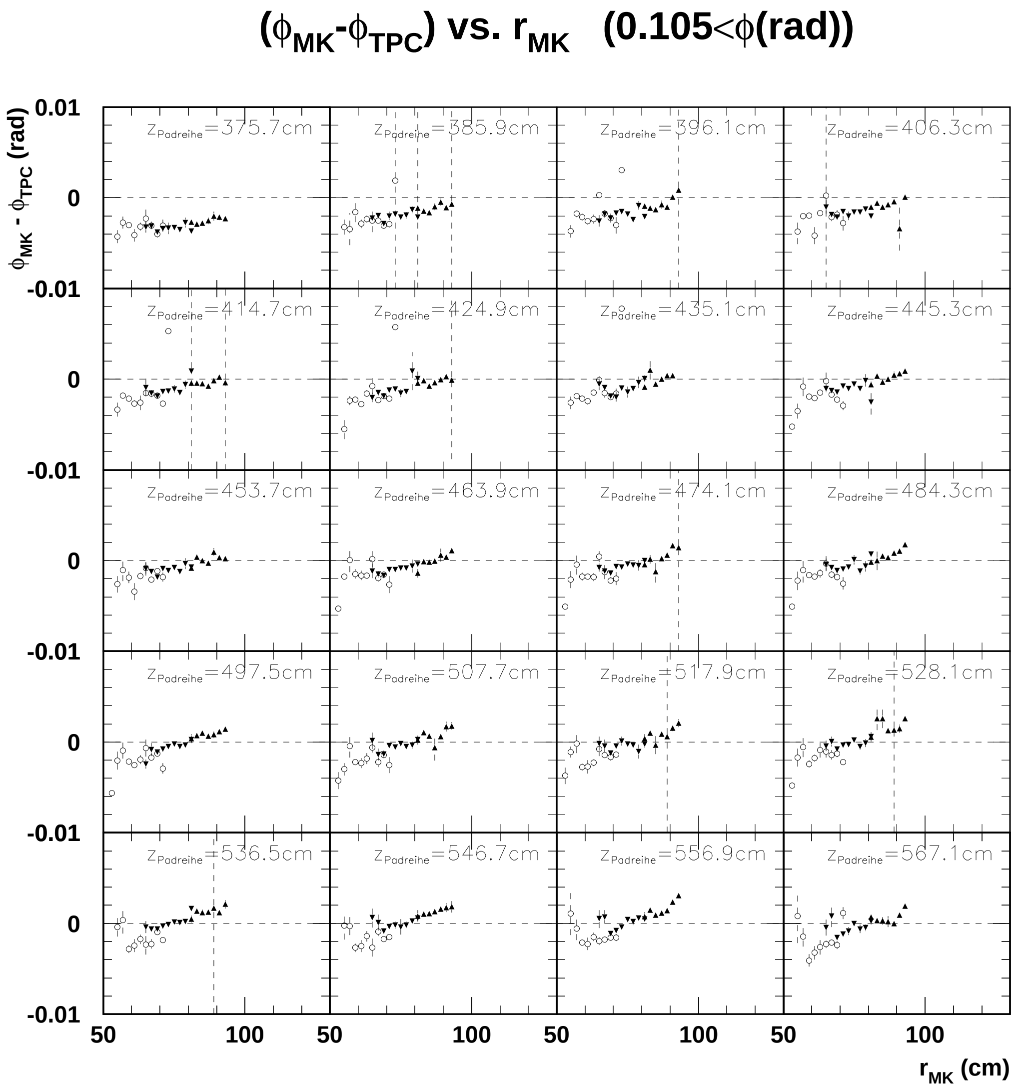

Abbildung A.22: ($\phi_{\mathrm{MK}} - \phi_{\mathrm{TPC}}$) in Abhängigkeit von r_{MK} mit $0.105 < \phi_{\mathrm{TPC}}(\mathrm{rad})$

Literaturverzeichnis

[1] E.V. Shuryak, Phys.Lett. **B78**, 50 (1978).

[2] B. Müller, *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*, Springer Verlag (1985).

[3] T. Blum em et al., Phys.Rev. **D51**, 5153 (1995).

[4] S. Gottlieb, Phys.Rev. **D35**, 3972 (1987).

[5] S. Margetis *et al.* (NA49-Kollaboration), Phys.Rev.Lett. **75**, 3814 (1995).

[6] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. Wessels und N. Xu, Phys. Lett. **B365**, 1 (1996).

[7] G.E. Brown *et al.*, Acta Phys. Polonica **B29**, 2309 (1998).

[8] V. Koch, Int.J.Mod.Phys.**E6** (1997) 203-250.

[9] G. Agakichiev *et al.* (CERES-Kollaboration), Eur. Phys. J. **C4**, 231 (1998).

[10] G. Agakichiev *et al.* (CERES-Kollaboration), Phys. Rev. Lett.75, 1272 (1995).

[11] G. Agakichiev *et al.* (CERES-Kollaboration), Phys. Lett. **B422**, 405 (1998).

[12] G.E. Brown, M. Rho, Phys.Rev.Lett. **66**, 2720 (1991); T. Hatsuda, S.H. Lee, Phys. Rev. **C46**, R34 (1992).

[13] R. Rapp, G. Chanfray, and J. Wambach, Nucl Phys. **A617**, 472 (1997).

[14] B. Lenkeit, Dissertation, Universität Heidelberg 1999.

[15] G. Agakichiev *et al.* (CERES-Kollaboration), Nucl. Instr. Meth. **A371**, 16 (1996).

[16] U. Faschingbauer *et al.* (CERES-Kollaboration), Nucl. Instr. Meth. **A377**, 362 (1996).

[17] Addendum to proposal SPSLC/P280: CERN/SPSLC 96-35/P280 Add.1.

[18] W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Verlag 1993.

[19] S. Afanasiev *et al.* (NA49-Kollaboration), CERN-EP-99-001, Submitted to NIM.

[20] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin (1994).

[21] M. Huk, P. Igo-Kemenes und A. Wagner, Nucl. Instr. Meth. **A267**, 107 (1988); S. Wenig *et al.*, GSI-Jahresbericht, 264 (1995).

[22] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09, (1977).

[23] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag Stuttgart (1992).

[24] B. Yu *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-38**, 454 (1991); W. Schmitz, CERES-Note 01-98 (1998).

[25] H. Stelzer, Private Mitteilung.

Erklärung

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den Robert Bell