Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Kammergas der Vorwärts-Spurdriftkammern (FTPCs) des Experiments STAR

Diplomarbeit an der
Fakultät für Physik der
Technischen Universität München

eingereicht von
Andreas O. Gärtner

angefertigt am
Max-Planck-Institut für Physik
(Werner-Heisenberg-Institut)
München

Januar 2002

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung

1.1 Das Quark-Gluon-Plasma

Seit der Etablierung des Standardmodells in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts steht der Elementarteilchenphysik eine Theorie zur Verfügung, die die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Kraft und die starke Wechselwirkung (beschrieben durch die Quantenchromodynamik, kurz QCD) umfasst. Das Standardmodell erklärt zahlreiche experimentelle Befunde mit hoher Präzision. Die zwölf fundamentalen Teilchen (vgl. Tabelle 1.1) und ihre entsprechenden Antiteilchen bilden die Grundbausteine sämtlicher Materie. Die Wechselwirkungen zwischen ihnen wird durch den Austausch von Eichbosonen (Photon γ, Weakonen $W^{\pm}$ und Z^0, Higgsboson H^0 sowie acht Gluonen) vermittelt. Im Gegensatz zu den Leptonen treten Quarks und Gluonen in der Natur stets in gebundener Form auf: Sie sind in Hadronen eingeschlossen (Confinement). Hadronen werden in Mesonen, die durch ein Quark-Antiquark-Paar gebildet werden, und in Baryonen, die aus drei Quarks oder aus drei Antiquarks bestehen, eingeteilt. Ein Beispiel für Baryonen sind die Nukleonen, aus welchen die Atomkerne der Elemente aufgebaut sind. Im Rahmen des Standardmodells wird die Beobachtung des Confinements durch das attraktive Potenzial der starken Wechselwirkung erklärt, dessen Stärke mit der Distanz der Teilchen voneinander wächst. Mit zunehmender Entfernung eines Quarks vom hadronischen Verbund wird die geleistete Arbeit schließlich so groß, dass es energetisch günstiger ist, ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen und somit neue Hadronen zu bilden („Schwinger-Teilchenproduktion“, vgl. [Won94]).

Fermion	Familie 1	2	3	Farbladung	elektrische Ladung	Wechselwirkung
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	–	0	schwach
	e	μ	τ		-1	schwach, el.-mag.
Quarks	u	c	t	r, g, b	$+2/3$	stark, schwach, el.-mag.
	d	s	b		$-1/3$	

Tabelle 1.1 Die zwölf fundamentalen Fermionen des Standardmodells.

Im Rahmen theoretischer Überlegungen wird für extrem hohe Temperaturen T bzw. Baryonendichten ρ ein Phasenübergang der bekannten hadronischen Materie zum *Quark-Gluon-Plasma (QGP)* vorhergesagt. Dieser Übergang wird für $T \approx 200\,\mathrm{MeV}$ (bei $\rho = 0$) bzw. für Baryonendichten von einigen GeV/fm^3 (bei $T = 0$) erwartet [Won94]. In der frühen Phase des Entstehungsprozesses des Universums, bis ca. $10^{-5}\,\mathrm{s}$ nach dem Urknall, herrschten kosmologischen Modellen zufolge derart hohe Temperaturen. In Neutronensternen sind entsprechend große Baryonendichten anzutreffen.

In der QGP-Phase ist das Confinement aufgehoben, d. h. die Quarks und Gluonen können sich in einem größeren Volumen frei bewegen. Um diesen exotischen Materiezustand eingehender untersuchen zu können, wird versucht, entsprechende Bedingungen im Labor durch Schwerionenkollisionen bei hohen Schwerpunktsenergien künstlich zu erzeugen. Die am Super-Proton-Synchrotron (SPS) des CERN sowie am Alternating Gradient Synchrotron (AGS) des Brookhaven National Laboratory (BNL), USA, durchgeführten Forschungsarbeiten werden derzeit am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) des BNL mit höheren Schwerpunktsenergien *(ultrarelativistische Schwerionenstöße)* fortgesetzt.

Das QGP, das sich im Inneren des durch Schwerionenkollisionen erzeugten „Feuerballs" möglicherweise bildet, kann aufgrund seiner sehr kurzen Lebensdauer von ca. $10^{-23}\,\mathrm{s}$ nicht direkt untersucht werden. Es können nur anhand der Reaktionsprodukte, die beim Ausfrieren *(Hadronisieren)* des QGPs entstehen, Rückschlüsse auf das Geschehen innerhalb des Feuerballs gemacht werden. Das QGP sollte anhand einer Reihe von *Signaturen*, die seinen Zerfall in die hadronische Phase charakterisieren, zu identifizieren sein [Won94]. Allerdings kann jede Signatur für sich betrachtet nicht als „Beweis" für die Existenz der QGP-Phase dienen, da eine einzelne Signatur meist auch durch andere Modelle, die ohne Übergang zur QGP-Phase auskommen, beschrieben werden kann und daher nicht eindeutig ist. Vielmehr kann nur durch die Betrachtung der *Gesamtheit aller Signaturen* eine Aussage über die Existenz des QGPs gemacht werden.

1.2 Das STAR-Experiment am RHIC

1.2.1 Der Beschleunigerkomplex des BNL

Der am BNL errichtete Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) ermöglicht erstmals den experimentellen Zugang zu Schwerionenstößen bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ von 200 GeV pro Nukleonenpaar. Bei den verwendeten Schwerionen handelt es sich um vollständig ionisierte Goldatome ($^{197}_{79}\mathrm{Au}^{79+}$). Besonderes Interesse gilt zentralen Kollisionen der Goldionen, bei welchen Energiedichten weit oberhalb der normaler Kernmaterie erreicht werden.

Die Beschleunigung der Goldionen auf ihre Endenergie erfolgt über mehrere Teilschritte (vgl. Abb. 1.1) [Old01]. Aus der Goldionenquelle treten einfach geladene Goldionen aus, die durch einen Tandem-Van De Graaff-Beschleuniger zunächst auf 1 MeV pro Nukleon vorbeschleunigt sowie durch eine sog. „Stripper"-Stufe weiter ionisiert werden. Anschließend werden die Ionen durch den Booster sowie das AGS weiter beschleunigt, durchlaufen zusätzliche Stripper-Stufen und werden schließlich vollständig ionisiert in

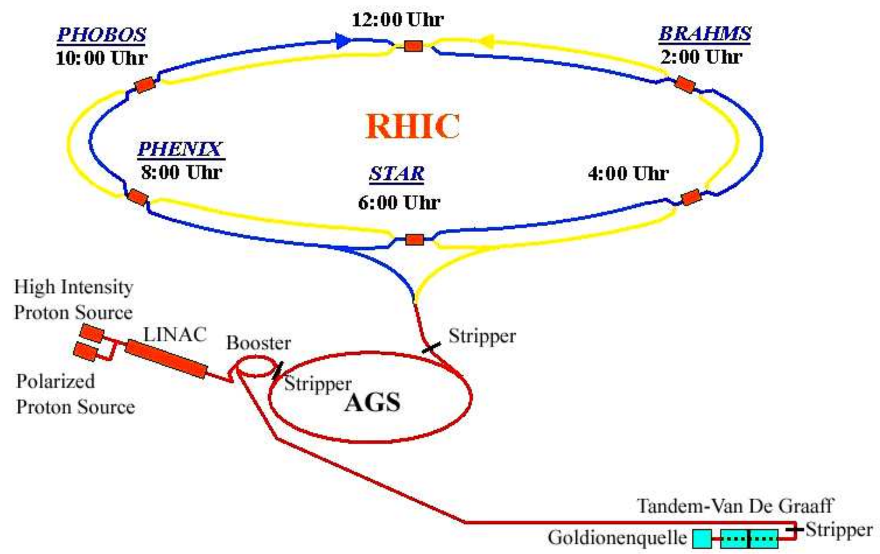

Abbildung 1.1 Der Schwerionenspeicherring RHIC in Brookhaven [Ros01]. Die Goldionen bzw. Protonen werden in mehreren Stufen vorbeschleunigt und ionisiert, bevor sie in den Speicherring injiziert und an den Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht werden.

den RHIC-Speicherring injiziert. In letzterem erreichen sie ihre Maximalenergie von 19,7 TeV. Der RHIC-Speicherring selbst befindet sich in einem 3,8 km langen Tunnel und besteht aus zwei parallel zueinander verlaufenden Strahlrohren. Diese werden von den Ionen gegensinnig durchlaufen. Supraleitende Magneten führen die Teilchen auf der erforderlichen Kreisbahn. Die beiden Strahlrohre kreuzen sich an sechs Punkten *(„intersection points“)*, an welchen Kollisionen stattfinden. An vier dieser sechs Punkte sind die Experimente BRAHMS,[1] PHOBOS, PHENIX[2] und STAR[3] errichtet worden.

Ferner ist es am RHIC erstmals möglich, Kollisionsexperimente mit Protonen bei Energien von bis zu $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$ durchzuführen. Um die Spinstruktur von Protonen zu erforschen, steht eine Quelle für spinpolarisierte Protonen zur Verfügung (Polarized Proton Source), die über einen Linearbeschleuniger (LINAC) an den Booster angekoppelt werden kann.

1.2.2 Der STAR-Detektor

Der STAR-Detektor (Abb. 1.2) wurde mit dem Ziel entwickelt, die aus der Reaktionszone stammenden Hadronen zu erfassen und deren Impuls, Energie und Teilchenart zu bestimmen. Er besteht aus einer Reihe von Einzeldetektoren, die zum Teil unterschiedliche Akzeptanzbereiche abdecken bzw. den Zugang zu bestimmten Größen überhaupt erst ermöglichen. Werden die Messungen der Detektoren zusammengeführt, erhält man eine große (Raumwinkel-)Abdeckung des Gesamtdetektors. Diese ermöglicht es STAR, globale Observablen, wie beispielsweise die Multiplizität, den mittleren Transversalim-

[1] Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers
[2] Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment
[3] Solenoidal Tracker At RHIC

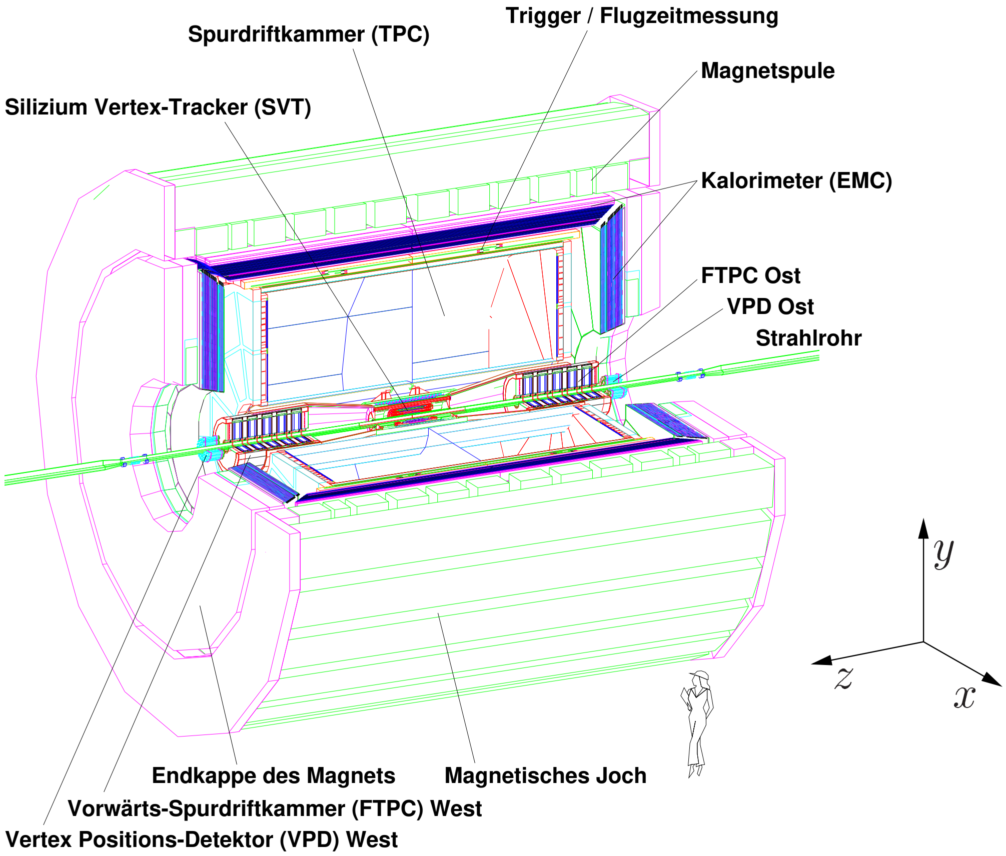

Abbildung 1.2 Aufbau des STAR-Detektors. Die räumliche Lage der Vorwärts-Spurdriftkammern (FTPC West und Ost) ermöglicht den Nachweis von Teilchen, die unter sehr flachem Winkel zum Strahlrohr emittiert werden. Der Kollisionspunkt befindet sich axial in der Mitte des Detektors.

puls der Hadronen oder das K/π-Verhältnis, für einzelne Ereignisse (sog. „*Events*“) zu bestimmen (*Event-by-event*-Analyse).

Zentrale Komponente des STAR-Experiments ist eine großvolumige Spurdriftkammer (TPC, engl. Time Projection Chamber). Mit einer Länge von 4,2 m und einem Außendurchmesser von 4,0 m ist sie weltweit der größte Detektor dieser Art. Sie deckt den Pseudorapiditätsbereich $-1{,}5 < \eta < +1{,}5$ ab.[4] Die beiden Vorwärts-Spurdriftkammern (FTPCs, engl. Forward Time Projection Chambers), auf die im Abschnitt 1.3 näher eingegangen wird, erweitern die Akzeptanz um den Bereich $2{,}5 < |\eta| < 4{,}0$. Ein homogenes Magnetfeld der Stärke 0,5 Tesla, welches den Innenbereich des STAR-Detektors axial durchsetzt, ermöglicht die Impulsbestimmung der Teilchen.

Ferner sei noch kurz auf den Silizium-Vertex-Tracker (SVT) und das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) hingewiesen. Der SVT kann aufgrund seiner räumlichen Nähe zum Kollisionspunkt (Vertex) diesen mit hoher Präzision vermessen sowie sehr kurzlebige Teilchen detektieren. Das EMC dient der Energiemessung von Photonen,

[4] Die Pseudorapidität η ist über $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$ definiert. θ bezeichnet den von der Strahlachse und dem Impulsvektor des Teilchens eingeschlossenen Winkel.

die im Feuerball entstanden sind (direkte Photonen) oder bei nachfolgenden Zerfällen von Reaktionsprodukten (hauptsächlich π^0-Mesonen) emittiert wurden.

1.3 Die Vorwärts-Spurdriftkammern (FTPCs)

Bedingt durch ihre räumliche Lage haben die FTPCs einen Akzeptanzbereich in der Pseudorapidität von $2{,}5 < |\eta| < 4{,}0$ [Bie98]. Damit liegen sie im kinematischen Bereich hoher Spurdichte. Bei der Entwicklung der Kammern war zudem zu beachten, dass aufgrund der Bauweise von STAR enge Vorgaben für die räumlichen Abmessungen der Kammern vorlagen. Die hohe Spurdichte sowie das begrenzte Platzangebot erforderten die Entwicklung neuer Konzepte, um den Anforderungen zu genügen.

1.3.1 Aufbau und Funktionsweise der FTPCs

Um eine möglichst vollständige azimutale Akzeptanz der FTPCs unter o. g. Rahmenbedingungen zu erreichen, wurde für deren Kammern eine zylindrische Geometrie unter Verwendung eines radialen elektrischen Driftfeldes gewählt. Der Aufbau einer FTPC ist schematisch in Abb. 1.3 dargestellt. Das axial entlang der z-Achse verlaufende Strahlrohr ist von der zylindrischen Innenelektrode (Kathode) der FTPC mit Radius $R_\mathrm{i} = 7{,}73\,\mathrm{cm}$ umgeben, die auf der negativen Hochspannung V_0 liegt. Beim Radius $R_\mathrm{a} = 30{,}05\,\mathrm{cm}$, unmittelbar vor der Ausleseebene, befindet sich das Frisch-Gitter,

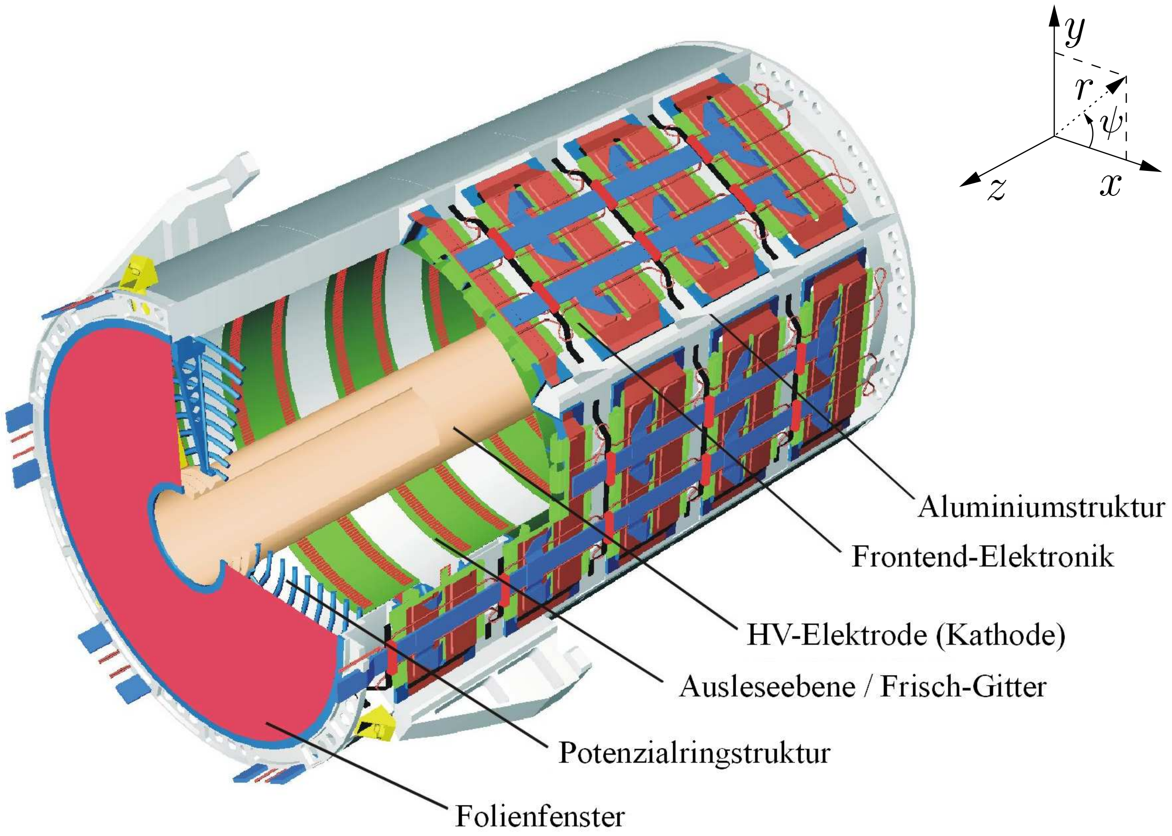

Abbildung 1.3 Aufbau einer Vorwärts-Spurdriftkammer (FTPC)

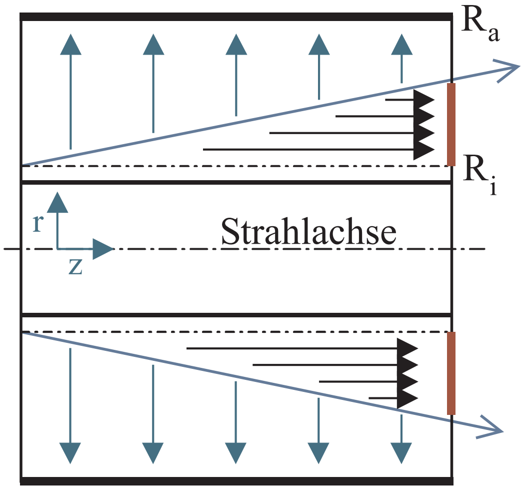

Abbildung 1.4 Eine gewöhnliche TPC projiziert die Elektronenspuren (diagonale Pfeile) in z-Richtung auf die Endkappen der zylindrischen Anordnung (horizontale Pfeile); die FTPC hingegen auf die *Mantelfläche* (vertikale Pfeile).

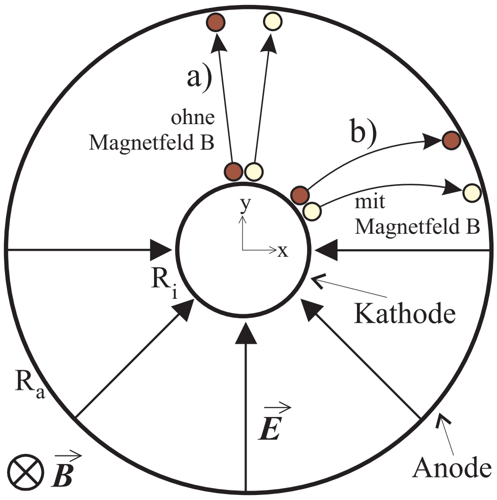

Abbildung 1.5 Zwei eng beieinander liegende Elektronenwolken werden durch die radiale Drift separiert. Das Magnetfeld $\vec{B}$ ist nur im Fall b) eingeschaltet und verursacht eine Ablenkung. Das Strahlrohr verläuft senkrecht zur Papierebene.

das auf Nullpotenzial liegt und die Gegenelektrode (Anode) darstellt. Zusammen mit je einer Potenzialringstruktur an beiden Endkappen der Kammer, die das Feld in z-Richtung definiert abschließen, bilden die beiden Elektroden den Feldkäfig der FTPC [Mar98]. In dessen Inneren entsteht das radiale, von außen nach innen orientierte elektrische Driftfeld

$$\vec{E}_{\text{drift}}(\vec{r}) = \left(\frac{V_0}{\ln \frac{R_a}{R_i}} \right) \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (\text{mit } V_0 < 0\,\text{V}) \quad . \tag{1.1}$$

Die radiale Geometrie des Driftfeldes bietet gegenüber einer Anordnung mit homogenem Driftfeld folgende Vorteile:

- **Erhöhung der räumlichen Auflösung**
  Ein aus dem Kollisionspunkt stammendes Teilchen, das die Kammer durchquert, erzeugt entlang seiner Trajektorie durch Ionisation eine Elektronenspur (vgl. Abb. 1.4, diagonale Pfeile). Die Projektion dieser Spur auf die Mantelfläche des zylindrischen Detektors ist wesentlich länger als die entsprechende Projektion in z-Richtung auf die Endkappen (letzteres entspricht der Driftrichtung in der großen TPC). Damit wird durch das radiale Driftprinzip – insbesondere bei sehr flach verlaufenden Teilchenspuren – die räumliche Auflösung der Kammer bei gleicher Segmentierung der Ausleseflächen wesentlich erhöht. Die Ortsauflösung der FTPCs liegt bei $100\,\mu$m.

- **Verbesserung der Zweispurtrennung**
  Zwei Elektronenwolken, die nahe der inneren Elektrode der FTPC erzeugt werden, driften im elektrischen Feld radial nach außen, wobei der Abstand zwischen ihren Zentren zunimmt (vgl. Abb. 1.5, Pfad a)). Da die Diffusion im Kammergas

der FTPCs gering ist, verbreitern sich die Elektronenwolken nur wenig. Damit ergibt sich effektiv eine verbesserte Separation der Elektronenwolken [Mar98]. Die Zweispurtrennung der FTPCs liegt bei 1,5 mm.

1.3.2 Besonderheiten der radialen Elektronendrift

Neben neuen Methoden, die auf der technisch/mechanischen Seite bei der Herstellung der Kammer zur Anwendung kamen,[5] mussten neue Konzepte entwickelt werden, um Teilchenspuren unter dieser neuartigen Driftgeometrie rekonstruieren zu können. Im Vergleich zur TPC ergeben sich bei den FTPCs zwei neue Schwierigkeiten:

- Das Magnetfeld $\vec{B}$, das im Inneren von STAR (und den FTPCs) herrscht, ist *senkrecht zum elektrischen Feld* $\vec{E}$ orientiert. Durch die $\vec{E} \times \vec{B}$-Kraft erfahren die driftenden Elektronenwolken lokal eine azimutale Ablenkung um den Lorentzwinkel ψ_{L}: Der Driftweg verläuft nicht mehr parallel zum elektrischen Feld (vgl. Abb. 1.5, Pfad b)). Durch die Verwendung eines geeigneten Kammergasgemischs aus Argon und CO_2 im Volumenverhältnis 50% : 50% konnte die gesamte azimutale Ablenkung des Clusters ψ_{defl} über seinem Driftpfad zwar minimiert, aber nicht beseitigt werden [Bit97].

- Bedingt durch die radiale Anordnung ändert sich gemäß Gleichung 1.1 die Feldstärke entlang der Driftstrecken der Elektronenwolken. Damit ist die Driftgeschwindigkeit v_{drift} über den Driftweg nicht konstant und liegt im Bereich von 0,3 cm/μs bis 1,6 cm/μs. Um eine Teilchenspur räumlich zu rekonstruieren, muss der funktionale Zusammenhang $v_{\mathrm{drift}}(r)$ bzw. $v_{\mathrm{drift}}(E_{\mathrm{drift}})$ *über den gesamten sensitiven Bereich* der FTPCs *mit hoher Genauigkeit* bekannt sein.

Weicht bei einer gewöhnlichen TPC mit homogenem Feld die Driftgeschwindigkeit v_{drift} vom tatsächlichen Wert um Δv ab, so wird bei der Spurrekonstruktion ein Fehler in der Driftrichtung z von $\Delta z = \Delta v \cdot t$ gemacht, d. h. alle Spuren sind in diesem Fall gemäß dieses Zusammenhangs in z-Richtung linear versetzt.

Die Auswirkung von Abweichungen der tatsächlichen Driftgeschwindigkeitsabhängigkeit $v_{\mathrm{drift}}(r)$ bei der Spurrekonstruktion in der FTPC wird qualitativ anhand Abb. 1.6 erläutert. Einzelheiten zur Durchführung der Rekonstruktion finden sich in Anhang A.1. Dargestellt ist der Querschnitt einer FTPC. Durch Ionisation sei zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ort (r_0, ψ_0) in der Kammer eine Elektronenwolke („Cluster“) entstanden. Im radialen elektrischen Feld $\vec{E}(r)$ der Kammer beginnt die Wolke nach außen in Richtung der Ausleseebene zu driften, wo sie bei $t = T_{\mathrm{drift}}$ am Ort (R_{a}, ψ_{detekt}) nachgewiesen wird. Das senkrecht gerichtete STAR-Magnetfeld $\vec{B}$ bewirkt, dass die Drift nicht parallel zu $\vec{E}(r)$ verläuft. Der Cluster wird azimutal um den Winkel $\psi_{\mathrm{defl},0}$ abgelenkt. Zur Verdeutlichung des Einflusses von $v_{\mathrm{drift}}(r)$ auf die Rekonstruktion des Raumpunkts sind in der Abbildung schematisch noch zwei weitere Pfade dargestellt: Wird zur Rekonstruktion eine Driftgeschwindigkeitsabhängigkeit $v_{\mathrm{drift}}(r)$ verwendet, die größer bzw. kleiner als die tatsächliche ist, so wird der Ursprungsort des Clusters fälschlicherweise zu $(r_{\mathrm{g}}, \psi_{\mathrm{g}})$ bzw. $(r_{\mathrm{k}}, \psi_{\mathrm{k}})$ rekonstruiert.

[5] Als Beispiel sei hier auf die Herstellung gekrümmter Ausleseflächen verwiesen [Hüm00].

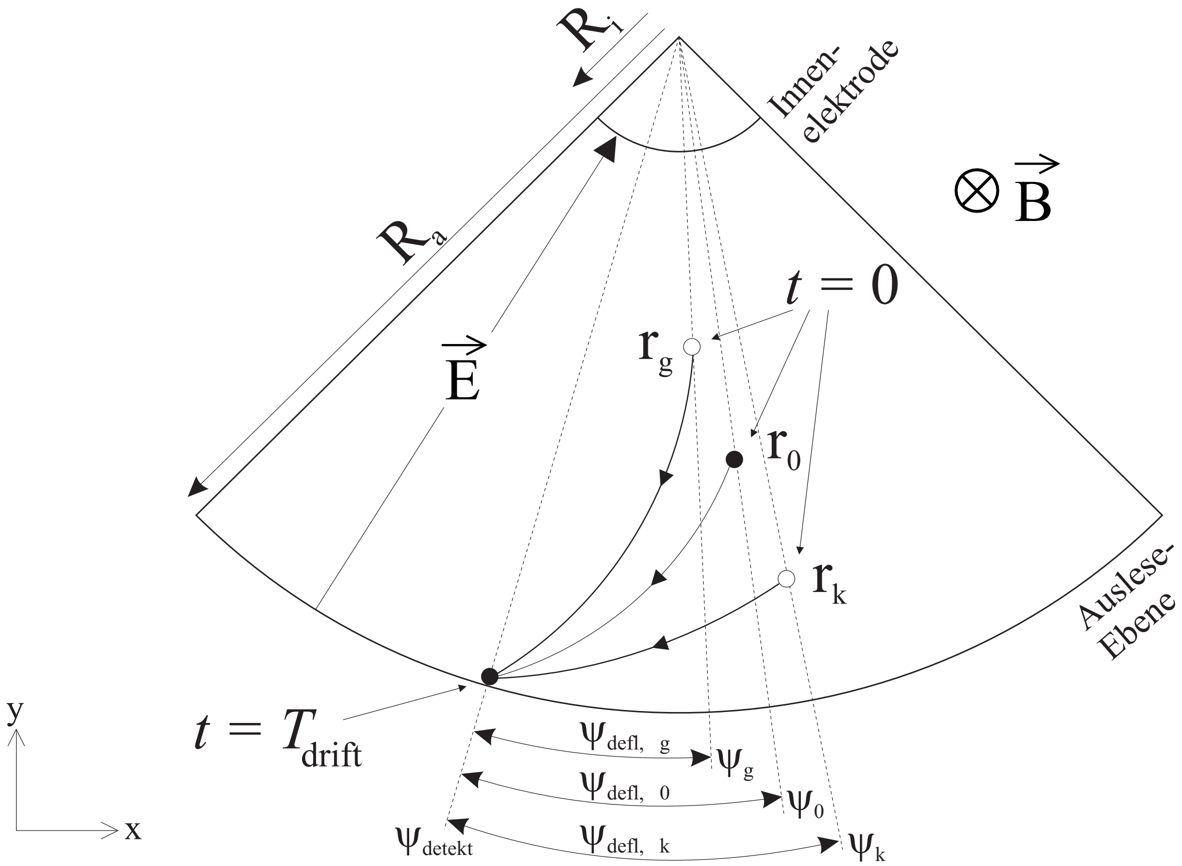

Abbildung 1.6 Einfluss der Driftgeschwindigkeit auf die Rekonstruktion (schematisch). Eine Elektronenwolke, entstanden zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ort (r_0, ψ_0), driftet durch die Kammer und wird nach der Zeitspanne T_{drift} am Ort $(R_{\mathrm{a}},\ \psi_{\mathrm{detekt}})$ auf der Ausleseebene nachgewiesen. Wird eine größere bzw. kleinere Driftgeschwindigkeit $v_{\mathrm{drift}}(r)$ im Kammergas angenommen, wird der Ursprungsort fälschlicherweise zu $(r_{\mathrm{g}}, \psi_{\mathrm{g}})$ bzw. $(r_{\mathrm{k}}, \psi_{\mathrm{k}})$ rekonstruiert. Es liegt eine *nicht-lineare Verzerrung* vor.

1.4 Aufgabe der Driftgeschwindigkeitsmonitore

Im Rahmen der Spurrekonstruktion in den FTPCs wird an die zu einer Teilchenspur gehörenden Elektronencluster eine helixförmige Bahn angepasst. Aus deren Krümmung ergibt sich der Impuls des Teilchens [Old01]. Die Teilchen, die die FTPCs durchqueren, schließen mit dem STAR-Magnetfeld einen kleinen Winkel ein. Ihre Bahn weist daher nur eine sehr geringe Krümmung auf (Krümmungsradius ca. 10 m). Für eine effiziente Impulsbestimmung ist daher eine hohe Ortsmessgenauigkeit unabdingbar, die wegen der o. g. komplexen, nicht-linearen Verzerrung größere Anforderungen an die Eichung der Gasparameter stellt als im Falle konventioneller TPCs. Simulationen haben gezeigt, dass die Driftgeschwindigkeitsabhängigkeit $v_{\mathrm{drift}}(r)$ der Elektronenwolken im Kammergas über den gesamten sensitiven Bereich der FTPCs $R_{\mathrm{i}} < r < R_{\mathrm{a}}$ mit hoher Präzision (Fehler $\approx 1\,‰$) bekannt sein muss, um die erforderliche Rekonstruktionsqualität zu erreichen.

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Radius r wird mit dem Softwarepaket `MAGBOLTZ`[6] für das Kammergas der FTPCs simuliert. Es hat sich gezeigt, dass es erforderlich ist, den so errechneten Zusammenhang auf systematische und zeitliche Schwankungen zu korrigieren:

- Die durch `MAGBOLTZ` berechneten Abhängigkeiten $v_{\mathrm{drift}}(r)$ und $\psi_{\mathrm{L}}(r)$ zeigen systematische Abweichungen vom realen Driftverhalten der Cluster im Gas.
- Einige Gasparameter lassen sich im Experiment nicht völlig konstant halten bzw. nicht genau genug einstellen und unterliegen kleinen Schwankungen. Zum Beispiel kann der Argon-Anteil des Kammergasgemischs um einen Prozentpunkt von den nominellen 50% abweichen, wodurch sich $v_{\mathrm{drift}}(r)$ für die FTPC signifikant ändert.

Die Driftgeschwindigkeitsmonitore, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, gebaut und im FTPC-Gassystem installiert wurden, ermöglichen die hochpräzise Messung von $v_{\mathrm{drift}}(E_{\mathrm{DGM}})$. Dabei bezeichnet E_{DGM} die im Driftgeschwindigkeitsmonitor herrschende elektrische Driftfeldstärke, die gemäß Gleichung 1.1 bei einem bestimmten Radius $R_{\mathrm{i}} < r_{\mathrm{DGM}} < R_{\mathrm{a}}$ innerhalb der FTPCs auftritt. Anhand dieses Messwertes ist es möglich, eine Kalibrierung von $v_{\mathrm{drift}}(r)$ vorzunehmen (vgl. Abschnitt 4.3).

[6] Das Softwarepaket `MAGBOLTZ` löst die Boltzmann-Gleichung für den Elektronentransport in Gasgemischen unter verschiedenen Bedingungen [Bia00].

2 Die Driftgeschwindigkeits-monitore

Wie in Abschnitt 1.3.2 dargelegt ist es essenziell, die Driftgeschwindigkeit von Elektronen im FTPC-Kammergas mit einem sehr kleinen Fehler in der Größenordnung 1 ‰ zu bestimmen. Aufbauend auf Arbeiten an der Universität Frankfurt und an der GSI (Darmstadt) [Mar95] für das Experiment NA49 am CERN wurden *Driftgeschwindigkeitsmonitore* entwickelt und gebaut, die den o. g. Anforderungen gerecht werden.

2.1 Funktionsprinzip und Aufbau

Der eigentliche Driftgeschwindigkeitsmonitor, der vom Kammergas der FTPCs durchspült wird, ist in Abb. 2.1 schematisch und in Abb. 2.3 als Fotografie dargestellt. Der zylindrische Feldkäfig ist aus Metallplatten aufgebaut, die in der Mitte ein kreisförmiges Loch besitzen (Feldplatten). Entlang seiner in z-Richtung verlaufenden Achse bildet sich im Driftkanal ein homogenes axiales elektrisches Feld

$$\vec{E}_{\mathrm{drift}} = \frac{U_{\mathrm{cage}}}{L_{\mathrm{cage}}} \cdot \hat{z} \tag{2.1}$$

aus, wobei $U_{\mathrm{cage}} < 0\,\mathrm{V}$ die Spannung bezeichnet, die über die gesamte Länge L_{cage} der Widerstandskette des Feldkäfigs abfällt (vgl. Abschnitt 2.2), und $\hat{z}$ den Einheitsvektor in z-Richtung bezeichnet.

In zwei Zwischenräumen des Feldkäfigs sind je eine Einheit bestehend aus einer α-Quelle und einem gegenüberliegenden, zylindrischen Proportionalzählröhrchen ($\varnothing = 3\,\mathrm{mm}$, Länge $= 30\,\mathrm{mm}$) positioniert. Letztere sind mit einem vergoldeten Draht ($\varnothing = 20\,\mu\mathrm{m}$) bespannt. Als α-Quellen kommen $^{241}_{95}$Am-Präparate zum Einsatz, welche α-Teilchen bei einer Gesamtaktivität von je 70 kBq bis 80 kBq emittieren. Ein Kollimatorsystem, bestehend aus zwei Blenden, selektiert die α-Teilchen, die das Driftfeld $\vec{E}_{\mathrm{drift}}$ in x-Richtung senkrecht durchqueren, und begrenzt die Ausdehnung des α-Strahls in z-Richtung auf 300 μm.

Es sei zunächst die obere Einheit in der TOP-Position betrachtet. Der Zeitpunkt t_0 des Durchgangs eines α-Teilchens wird durch das Zählröhrchen registriert. Auf seinem Weg durch das Gas erzeugte das α-Teilchen durch Stoßionisation eine Spur aus Elektronen- und Ionenpaaren. Bedingt durch das elektrische Driftfeld $\vec{E}_{\mathrm{drift}}$ driften

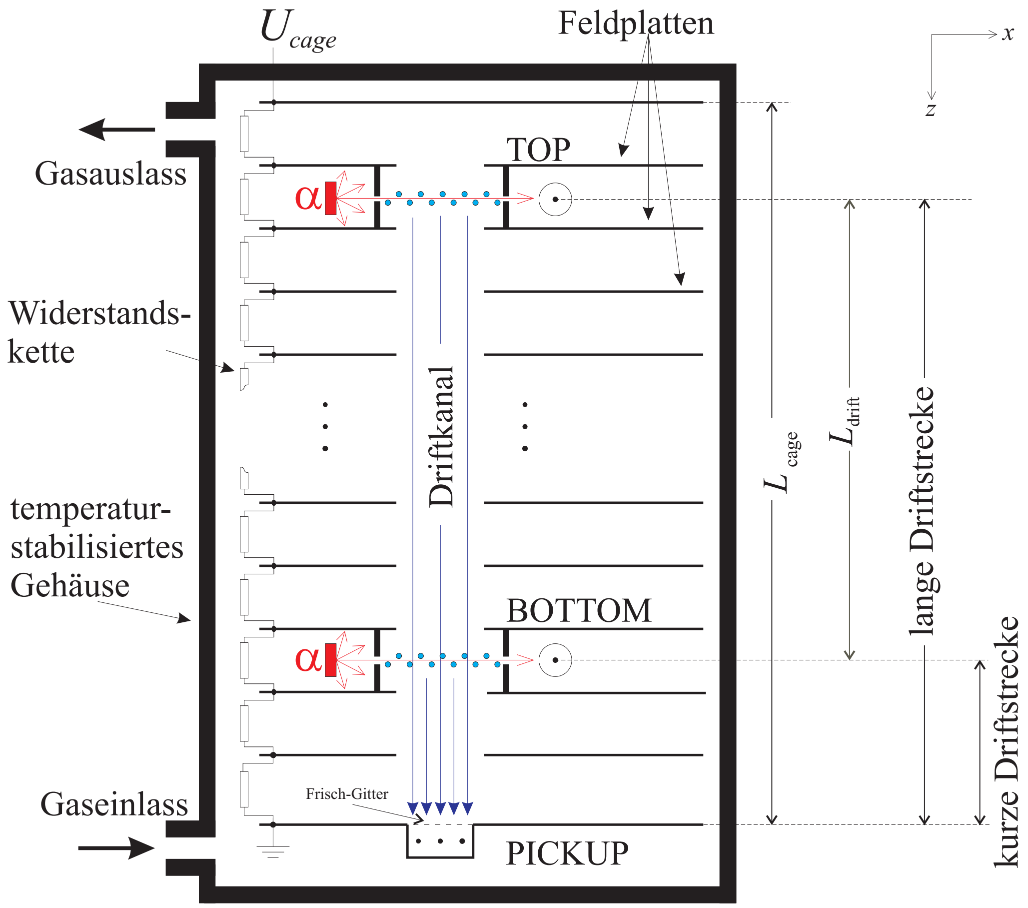

Abbildung 2.1 Schematischer Aufbau eines Driftgeschwindigkeitsmonitors. Er besteht aus einem zylindrischen Feldkäfig, der ein axiales homogenes elektrisches Feld erzeugt, sowie zwei α-Quellen und den drei Proportionalzählern TOP, BOTTOM sowie PICKUP. Die α-Teilchen erzeugen auf dem Weg zum gegenüberliegenden Proportionalzählröhrchen Elektronen-Ionenpaare im Gas, wobei die Elektronen entlang des Driftkanals zum PICKUP driften (vertikale Pfeile). Aus der Zeitdifferenz zwischen α-Teilchen-Nachweis im TOP bzw. BOTTOM und Ankunft der Elektronenwolke am PICKUP ergibt sich die Driftzeit für die lange bzw. kurze Strecke. Differenzbildung dieser beiden Driftzeiten ergibt die Driftzeit für L_{drift}.

die Elektronen entlang des Driftkanals mit konstanter Geschwindigkeit v_{drift}, bis sie das Frisch-Gitter durchqueren und im PICKUP-Zähler verstärkt und nachgewiesen werden. Dieser Zeitpunkt t_1 wird ebenfalls registriert. Die Differenz $t_1 - t_0$ stellt die Driftzeit der Elektronen $T_{\mathrm{drift,lang}}$ für diese Stecke dar, die allerdings noch sowohl mit systematischen als auch statistischen Fehlern behaftet ist. Während der statistische Fehler durch mehrfache Wiederholung der Messung verringert wird (Bestimmung des Mittelwerts $\langle T^{\mathrm{gemessen}}_{\mathrm{drift,lang}}\rangle$), erfolgt die Reduktion des systematischen Fehlers über eine Differenzmethode.

Reduktion des systematischen Fehlers

Folgende Faktoren tragen u. a. zum systematischen Fehler von $T_{\text{drift, lang}}$ bei:

- Die Erzeugung des Messsignals im TOP-Zähler markiert nicht exakt den Beginn der Elektronendrift im Driftkanal. Sie setzt aufrund der Zeitverzögerung zwischen Produktion der Elektronenspur durch das α-Teilchen und dessen Nachweis schon etwas früher ein.
- Bei der Signalverarbeitung in der Ausleseelektronik treten weitere, schwer abschätzbare systematische Unsicherheiten auf (z. B. Signalverzögerungen durch Kabel bzw. Laufzeiten durch die Elektronik).

Zur Elimination des systematischen Fehlers wurde eine weitere, identische Einheit aus α-Quelle und Zählröhrchen an einer tieferen Stelle des Feldkäfigs, der sog. BOTTOM-Position, angebracht. Nach demselben Verfahren wird die Driftzeit $\langle T^{\text{gemessen}}_{\text{drift, kurz}} \rangle$ über die kurze Strecke gemessen. Da hier die gleichen systematischen Fehler auftreten wie bei bei der Messung von $\langle T^{\text{gemessen}}_{\text{drift, lang}} \rangle$, können diese durch Subtraktion eliminiert werden:

$$
\begin{array}{rrcl}
 & \langle T_{\text{drift, lang}} \rangle & = & \langle T^{\text{gemessen}}_{\text{drift, lang}} \rangle \pm \text{syst. Fehler} \\
 & \langle T_{\text{drift, kurz}} \rangle & = & \langle T^{\text{gemessen}}_{\text{drift, kurz}} \rangle \pm \text{syst. Fehler} \\
\hline
\text{Differenz} \Rightarrow & \langle T_{\text{drift, lang}} \rangle - \langle T_{\text{drift, kurz}} \rangle & = & \langle T^{\text{gemessen}}_{\text{drift, lang}} \rangle - \langle T^{\text{gemessen}}_{\text{drift, kurz}} \rangle \\
 & \langle T_{\text{drift}} \rangle & = & \langle T^{\text{gemessen}}_{\text{drift}} \rangle
\end{array}
$$

Die Größe $\langle T_{\text{drift}} \rangle$ lässt sich als die Driftzeit über die Strecke L_{drift} interpretieren, die dem Abstand der beiden α-Teilchen-Flugstrecken im Driftgeschwindigkeitsmonitor entspricht. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronenwolke im Gas beträgt damit

$$\boxed{v_{\text{drift}} = \frac{L_{\text{drift}}}{\langle T_{\text{drift}} \rangle}} \quad . \tag{2.2}$$

Sowohl bei der Entwicklung als auch bei der Fertigung der Driftgeschwindigkeitsmonitore stand eine hohe mechanische Präzision und Stabilität im Vordergrund. Die Längen des Feldkäfigs bzw. der Driftstrecke betragen nach den Konstruktionsplänen

$$
\begin{array}{lcll}
L_{\text{cage}} & = & 26{,}4\,\text{cm} & \text{bzw.} \\
L_{\text{drift}} & = & 20{,}4\,\text{cm} &
\end{array}
$$

und können jeweils auf $10\,\mu$m genau vermessen werden.

Der gesamte Aufbau ist in einem gasdichten Metallgehäuse untergebracht, das durch ein Wasserzirkulationssystem temperaturstabilisiert wird. Die Temperatur wird mit Widerstandsthermometern[1] überwacht.

[1]Hersteller: *OMEGA Engineering Inc.* (`http://www.omega.com`), Artikelbezeichnung: *44033*

2.2 Der Feldkäfig

2.2.1 Mechanischer Aufbau des Feldkäfigs

Der Feldkäfig des Driftgeschwindigkeitsmonitors ist aus 32 kreisförmigen Feldplatten aus Edelstahl ($\varnothing = 75\,\text{mm}$, Dicke: 0,5 mm) aufgebaut. Seine Länge beträgt $L_{\text{cage}} = 26{,}4\,\text{cm}$. Die Feldplatten werden auf vier Kunststoffstangen[2] gestapelt, wobei je vier Distanzringe[3] für den Abstand von 8 mm zwischen zwei Feldplatten sorgen. In den Platten befindet sich in der Mitte eine kreisförmige Bohrung ($\varnothing = 10\,\text{mm}$), durch die der Driftkanal der Elektronen verläuft. Ausnahmen stellen lediglich die beiden äußersten Feldplatten des Käfigs dar, die das Driftfeld definiert und verzerrungsfrei abschließen. Bei der untersten Feldplatte befindet sich über einem rechteckigen Loch ein Frisch-Gitter, welches aus acht auf Nullpotenzial liegenden Drähten ($\varnothing = 75\,\mu\text{m}$) besteht (vgl. Abb. 2.1).

Bei der Fertigung wurde große Sorgfalt auf die Qualität der einzelnen Feldplatten gelegt, denn:

- Unebenheiten auf den Feldplatten können den homogenen Feldverlauf des Driftfeldes stören und v_{drift} der Elektronen beeinflussen.
- Feine Spitzen und scharfe Kanten auf den Feldplatten erzeugen starke elektrische Felder in ihrer Umgebung und können zu elektrischen Entladungen führen.

Die Ränder der Platten wurden daher abgerundet. Zusätzlich wurden die Feldplatten elektropoliert, wobei sämtliche mikroskopische Unregelmäßigkeiten der Plattenoberfläche durch Ätzprozesse beseitigt wurden.

Die BOTTOM- bzw. die TOP-Einheit, welche jeweils ein Zählröhrchen und eine α-Quelle enthalten, befinden sich im sechsten bzw. im 30. Feldplattenzwischenraum des Feldkäfigs.

2.2.2 Die Widerstandskette

Die Spannung U_{cage} fällt über eine Widerstandskette ab. Sie besteht aus 31 identischen Widerständen der Größe 2,686 MΩ (Toleranz: $< 0{,}1\,\%$), die U_{cage} in gleich großen Schritten bis 0 V herunterteilen und mit den Feldplatten wie in Abb. 2.1 gezeigt verbunden sind. Da die Potenzialdifferenz zwischen allen Feldplatten gleich groß ist, bildet sich im Driftkanal auf der Achse des Feldkäfigs ein homogenes elektrisches Feld aus.

2.2.3 Ausbaustufe des Feldkäfigs am BNL (August 2001)

Im oben beschriebenen Aufbau des Feldkäfigs wurden Mikroentladungen beobachtet, die einen stabilen Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors nicht zulassen. An dem Feldkäfig des Driftgeschwindigkeitsmonitors, der im August 2001 im Gassystem der FTPCs installiert wurde, wurden folgende Änderungen vorgenommen:

[2] Werkstoff der Kunststoffstangen: EGS 102 (GFK)
[3] Werkstoff der Distanzringe: Tecanyl GF 30

- Die Widerstandskette wurde so angebracht, dass sich die einzelnen Widerstände zwischen den Feldplatten befinden (vgl. Prototyp in Abb. 3.7).
- Zwischen der TOP-Einheit und den beiden angrenzenden Feldplatten wurde Kapton-Folie (Dicke: $100\,\mu$m) zur Isolation eingesetzt. Ebenso wurde mit der BOTTOM-Einheit verfahren.
- Der Feldkäfig bzw. die Driftstrecke wurden auf

  $$L_{\text{cage}}^{\text{BNL}} = 17{,}00\,\text{cm}$$
  $$L_{\text{drift}}^{\text{BNL}} = 11{,}92\,\text{cm}$$

  verkürzt.

Außerdem wurde in die Hochspannungszuleitung des Feldkäfigs ein Filterglied in Serie geschaltet, um hochfrequente Spannungsoszillationen des Netzteils zu beseitigen. Sein Innenwiderstand beträgt $200\,\text{k}\Omega$.

Dieser Aufbau ermöglicht einen stabilen Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors bis zu $U_{\text{cage}} \approx -10\,\text{kV}$, was einer maximalen Driftfeldstärke E_{cage} von ca. $585\,\text{V/cm}$ entspricht. Ein längerer Betrieb dieser Version des Driftgeschwindigkeitsmonitors im Zeitraum von September bis Dezember 2001 wurde mit einer Feldkäfigspannung von $U_{\text{cage}}^{\text{BNL}} = -8\,\text{kV}$ durchgeführt ($E_{\text{cage}}^{\text{BNL}} = 469{,}5\,\text{V/cm}$).

2.3 Die Proportionalzähler

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor verfügt über zwei Zählröhrchen zum Nachweis von α-Teilchen (TOP, BOTTOM) sowie über einen weiteren Zähler zum Nachweis der gedrifteten Elektronenspur (PICKUP).

Das Funktionsprinzip der drei Zähler untereinander ist ähnlich. Ein auf positiver Hochspannung liegender Verstärkungsdraht ($\varnothing = 20\,\mu$m) erzeugt ein elektrisches Feld, durch welches im Zähler befindliche (Primär-)Elektronen angezogen werden. In seiner unmittelbaren Umgebung ist das Feld so stark, dass es zu einer lawinenartigen, proportionalen Verstärkung der Elektronen durch Sekundärionisationsprozesse kommt. Aufgrund ihrer im Vergleich zu den Ionenrümpfen geringen Masse driften die Elektronen schnell zum Verstärkungsdraht (Anode), wo sie einen kurzen Ladungspuls erzeugen. Die zurückbleibende positive Ladungsansammlung der Ionenrümpfe induziert eine negative Spiegelladung Q gleichen Betrags auf der Kupferummantelung (Kathode) des Zählers. Sie wird als Spannungsanstieg um ΔU gemessen (vgl. Abb. 2.2, linke Flanke). Die Ionen driften im elektrischen Feld langsam auswärts und treffen auf die Kathode, wo sie die Spiegelladung kompensieren: die Spannung ΔU klingt wieder ab (vgl. Abb. 2.2, rechte Flanke).

ΔU ist proportional zur Zahl der Primärelektronen im Zähler:

$$\Delta U = \frac{1}{C} \cdot Q = -\frac{1}{C} \cdot e \cdot N = -\frac{1}{C} \cdot e \cdot A \cdot N_0 \tag{2.3}$$

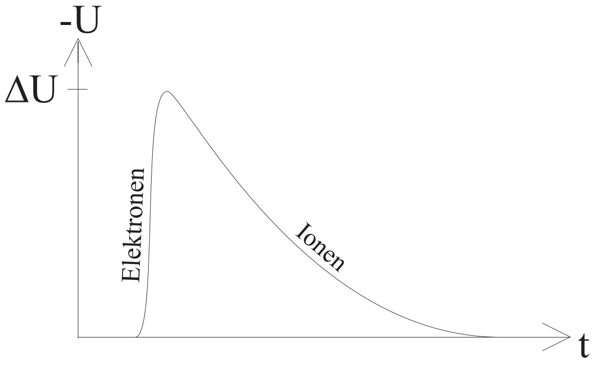

Abbildung 2.2 Schematische Darstellung eines Spannungspulses ΔU, der an der Kathode eines Proportionalzählers abgegriffen wird. Man erkennt einen schnellen Anstieg und einen langsamen Abfall, bedingt durch die große Massendifferenz von Elektronen und Ionen.

$$\Rightarrow \boxed{\Delta U \propto N_0} \tag{2.4}$$

mit

C : Kapazität der Anordnung
N_0 : Zahl der Primärelektronen
N : Zahl der Primär- und Sekundärelektronen
A : Verstärkungsfaktor durch Lawineneffekt
e : Elementarladung

Für den PICKUP-Zähler ist ΔU folglich ein Maß für die Anzahl N_0 der aufgesammelten Driftelektronen.

Im Fall des TOP und BOTTOM-Zählers ist ΔU ein Maß für die durch ein α-Teilchen deponierte Energie ΔE im Röhrchen. Mit der mittleren Ionisierungsenergie I eines Gasteilchens gilt:

$$\Delta E = I \cdot N_0 \tag{2.5}$$

$$\Rightarrow \Delta U \overset{\text{(Gl. 2.3)}}{=} -\frac{1}{I} \cdot \frac{1}{C} \cdot e \cdot A \cdot \Delta E \tag{2.6}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta U \propto \Delta E} \tag{2.7}$$

2.4 Fotografie des Driftgeschwindigkeitsmonitors

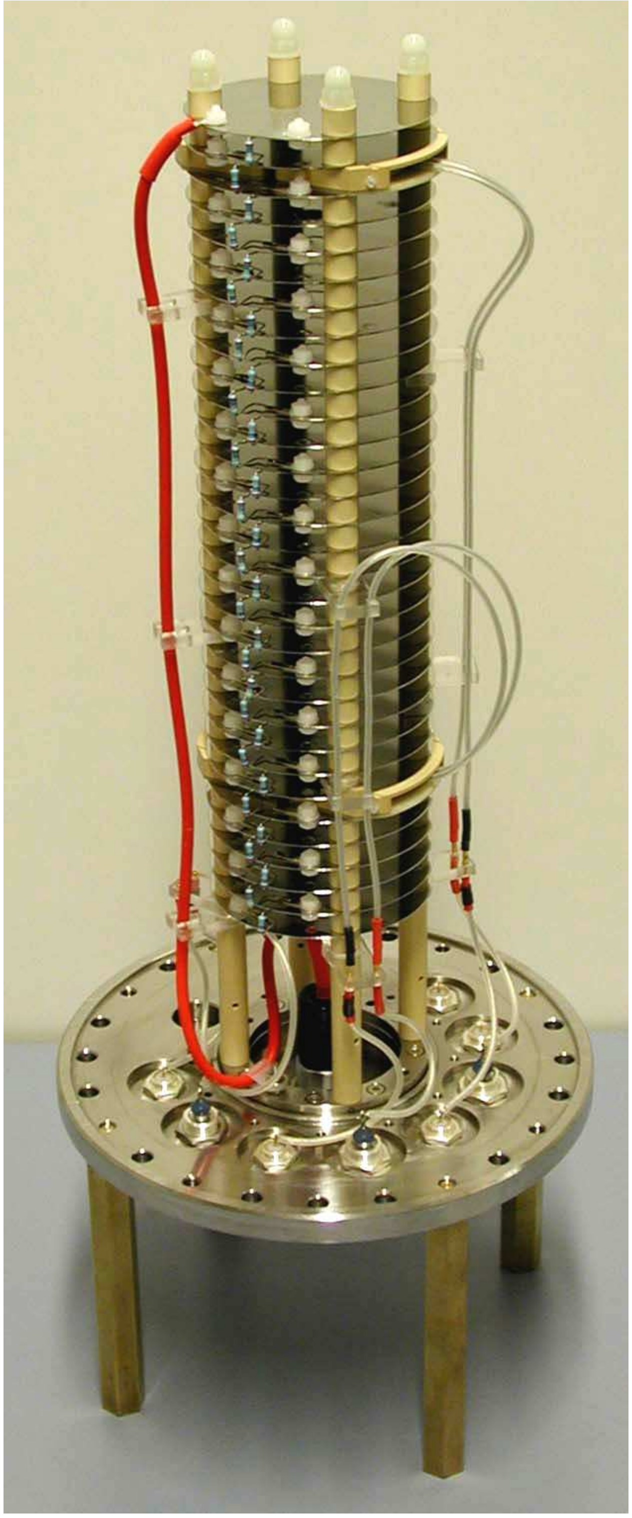

Abbildung 2.3 Fotografie des Driftgeschwindigkeitsmonitors (ohne Gehäuse). Dargestellt ist eine frühe Ausbaustufe mit voller Feldkäfiglänge, bei der die Widerstandskette noch außerhalb des Feldkäfigs angeordnet ist (vgl. Abschnitt 2.2.3).

2.5 Das Datenauslese-System

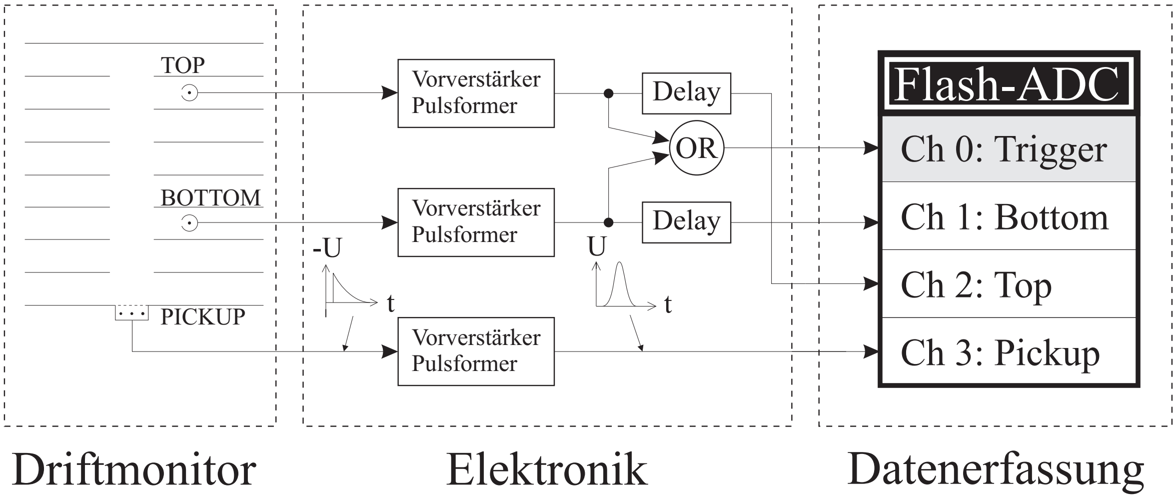

Abbildung 2.4 Das Datenauslesesystem eines Driftgeschwindigkeitsmonitors. Die Signale der drei Proportionalzähler werden durch analog arbeitende Elektronikeinheiten verstärkt und geformt, bevor sie durch eine „Flash-ADC“-Karte digitalisiert und in einem PC gespeichert werden.

2.5.1 Die Elektronik

Die Signalform, die an der Kathode der Proportionalzähler TOP, BOTTOM und PICKUP abgegriffen wird, ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Die Signale werden durch jeweils eine Elektronikeinheit[4] sowohl vorverstärkt als auch durch einen Pulsformer in ein gaußförmiges Signal umgewandelt (siehe Abb. 2.4). Dessen Maximalwert wird im Folgenden als *Pulshöhe des Signals* bezeichnet.

Das PICKUP-Signal gelangt anschließend direkt zum Eingang („Channel“) `Ch 3` des Datenerfassungssystems, während die TOP- und BOTTOM-Signale (im Folgenden auch *Start-Signale* genannt) jeweils in zwei Leitungen aufgeteilt werden:

- Eine Leitung wird zu einer analogen ODER-Stufe geführt (mit „OR“ in Abb. 2.4 bezeichnet) und dort mit der entsprechenden Leitung des anderen Zählröhrchens zusammengeführt. Auf den TRIGGER-Eingang `Ch 0` des Datenerfassungssystems gelangen damit sowohl Signale des TOP- als auch des BOTTOM-Zählröhrchens.

- Die andere Leitung des BOTTOM- bzw. TOP-Zählröhrchens wird je durch eine Verzögerungs-Einheit („Delay“) geführt, die das Signal um 600 ns zeitverzögert an den jeweiligen Eingang des Datenerfassungssystems (`Ch 1` bzw. `Ch 2`) weiterleitet.

[4]Die Elektronik basiert auf der Auslese-Elektronik des ALEPH-Experiments [Ale90].

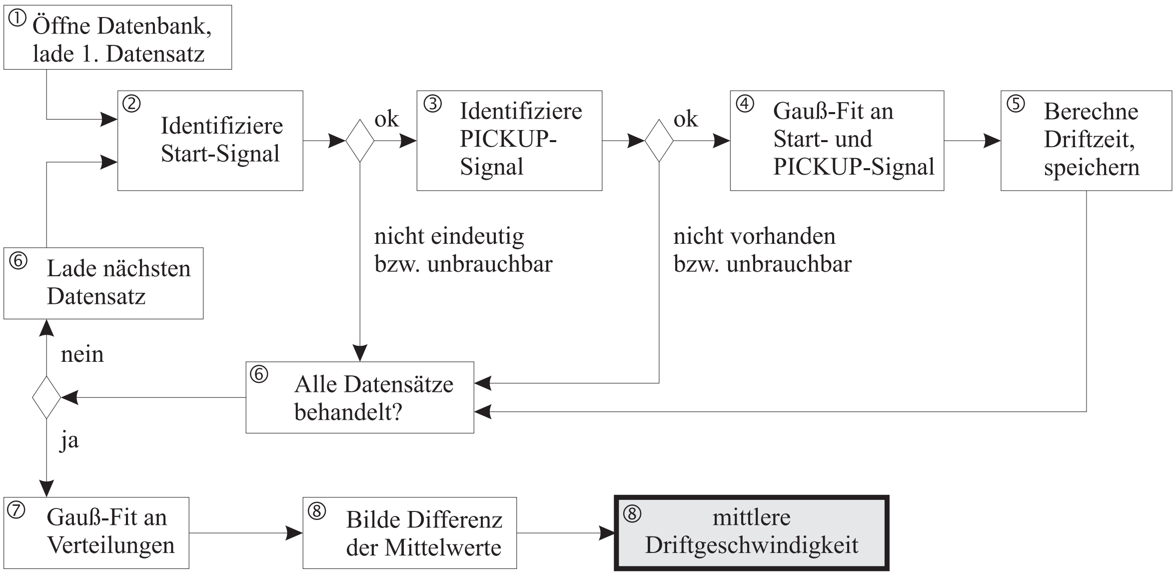

Abbildung 2.5 Schematischer Programmablauf zur Bestimmung der mittleren Driftgeschwindigkeit $\langle v_{\mathrm{drift}} \rangle$ eines Runs.

2.5.2 Das Datenerfassungssystem

Das Datenerfassungssystem digitalisiert die verstärkten und geformten Signale und speichert die so gewonnenen Rohdaten zur späteren Auswertung ab. Die Digitalisierung wird von einer 4-Kanal-„Flash-ADC"-Karte[5] mit einer Auflösung von 12 Bit durchgeführt, die in einem PC untergebracht ist.

Als Steuerungssoftware des Datenerfassungssystems wird ein für `LabVIEW`[6] entwickeltes Programm eingesetzt. Wird im TOP- oder BOTTOM-Zählröhrchen ein α-Teilchen nachgewiesen, gelangt ein Start-Signal zum TRIGGER-Eingang (`Ch 0`) der Flash-ADC-Karte (vgl. Abb. 2.4). Überschreitet die Pulshöhe des Signals einen bestimmten, einstellbaren Spannungswert (Diskriminationsschwelle), beginnt die Karte nach einer Verzögerung von weniger als 500 ns alle vier Kanäle mit einer Sample-Rate von 10 MHz über einen Zeitraum von 25 μs zu digitalisieren. Auf diese Weise werden sowohl das zeitverzögerte Start-Signal (`Ch 1` bzw. `Ch 2`) als auch das PICKUP-Signal (`Ch 3`) vollständig aufgezeichnet und zusammen mit Zeit und Datum des Ereignisses als Rohdatensatz (Größe: 2004 Bytes) im Arbeitsspeicher des PC gespeichert. Sobald dort 5000 Datensätze gespeichert wurden ($\hat{=}$ einem „Run"), werden sie als Datei auf Festplatte geschrieben und es wird ggf. mit dem nächsten Run fortgefahren.

2.5.3 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Die Auswertung der digitalisierten Rohdaten eines Runs (vgl. Abschnitt 2.5.2) erfolgt z. Zt. offline, d. h. erst im Anschluss an die Datennahme, mit einer für die Datenanalysesoftware `ROOT` [Bru96] entwickelten Software.

[5]Hersteller: *Adlink Technology*, Typbezeichnung: *PCI-9812*
[6]Hersteller: *National Instruments*

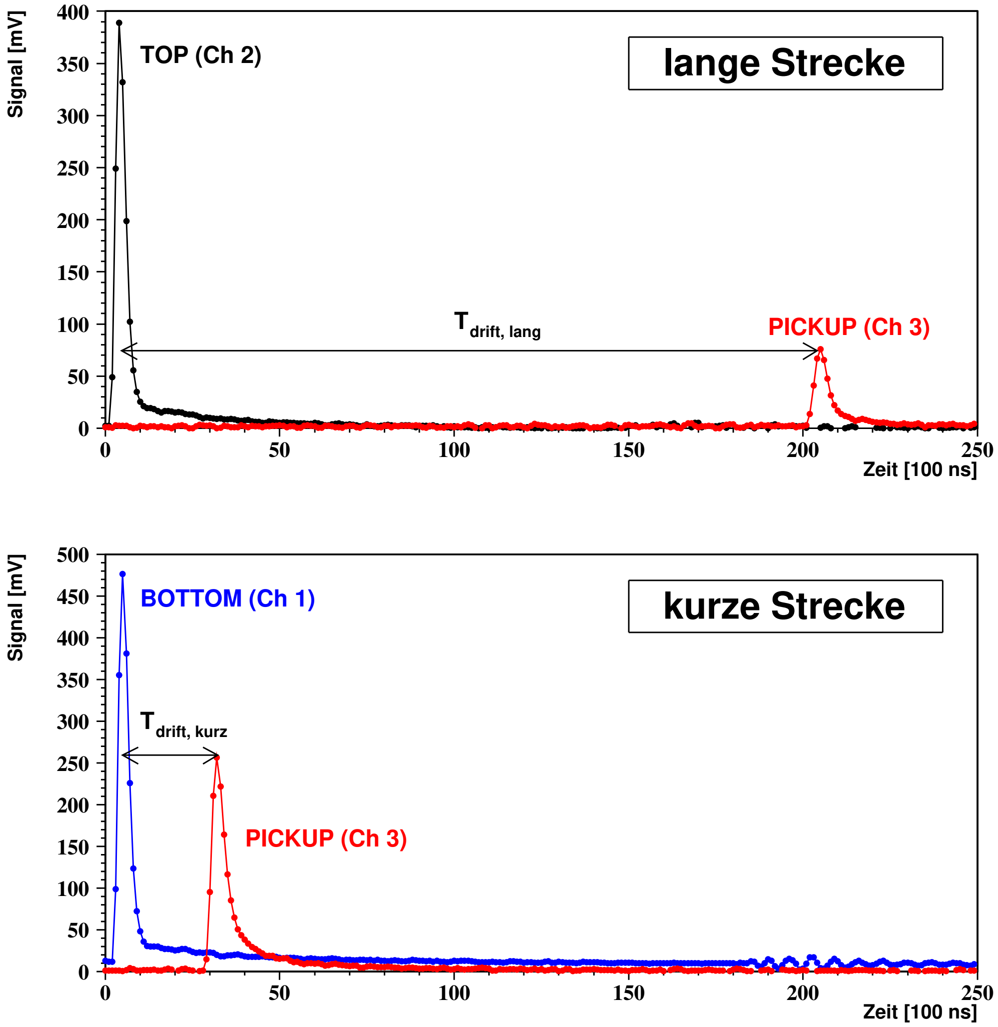

Abbildung 2.6 Darstellung je eines Elektronendriftereignisses über die lange (oben) bzw. kurze (unten) Driftstrecke, gemessen mit dem im FTPC-Gassystem installierten Driftgeschwindigkeitsmonitor am 23. November 2001. Die Driftzeit über die lange Strecke $T_{\mathrm{drift,\,lang}}$ ergibt sich aus dem zeitlichen Abstand zwischen den Maxima des TOP- und des PICKUP-Signals. Die Driftzeit über die kurze Strecke $T_{\mathrm{drift,\,kurz}}$ ergibt sich analog.

Die Bestimmung der mittleren Driftgeschwindigkeit $\langle v_{\mathrm{drift}} \rangle$ läuft schematisch folgendermaßen ab (vgl. Abb. 2.5):

1. Die Datei, die die Rohdaten des zu analysierenden Runs enthält, wird geöffnet und der Datensatz des ersten Ereignisses geladen.

2. In den Kanälen `Ch 1` und `Ch 2` (vgl. Abb. 2.4) wird nach dem Start-Signal gesucht. Je nachdem, in welchem Kanal es identifiziert wurde, erfolgte die Elektronendrift über die kurze (`Ch 1`) oder über die lange Strecke (`Ch 2`). Falls das Start-Signal nicht eindeutig bzw. unbrauchbar ist, wird mit Schritt 6 fortgefahren.

3. Das PICKUP-Signal in `Ch 3` wird gesucht. Falls es nicht vorhanden bzw. un-

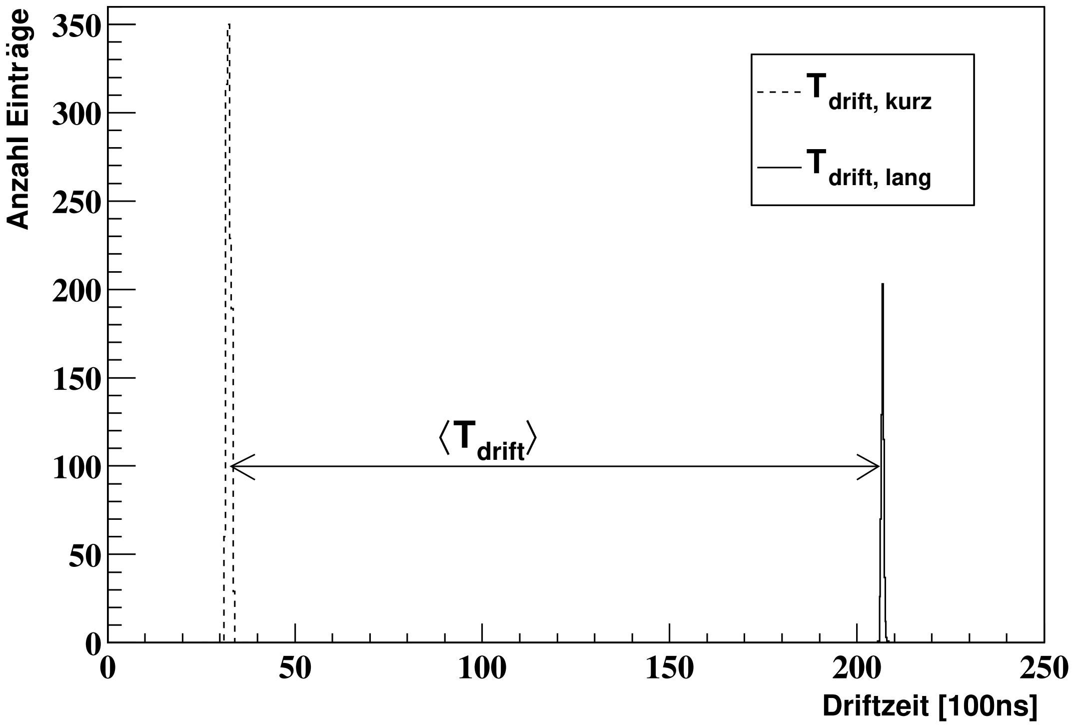

Abbildung 2.7 Mit dem im FTPC-Gassystem installierten Driftgeschwindigkeitsmonitor am 23. November 2001 gemessene Driftzeitverteilungen $T_{\mathrm{drift,\,kurz}}$ und $T_{\mathrm{drift,\,lang}}$ über die kurze bzw. lange Driftstrecke. Aus der Differenz der Positionen der Maxima ergibt sich die mittlere Driftzeit $\langle T_{\mathrm{drift}} \rangle$ zu $(17{,}45 \pm 0{,}06)\,\mu$s bei einer Driftfeldstärke von 470 V/cm.

brauchbar ist, wird mit Schritt 6 fortgefahren.
Das so erhaltene Messsignal eines Driftereignisses über die lange bzw. kurze Strecke ist exemplarisch in Abb. 2.6 dargestellt.

4. An das Start- und das PICKUP-Signal wird jeweils eine Gaußkurve angepaßt. Aus deren Parametern werden Mittelwert und Pulshöhe der beiden Signale ermittelt, wobei der Mittelwert die zeitliche Lage des Signalmaximums angibt.

5. Die Differenz aus den Mittelwerten des PICKUP- und Startsignals gibt die Driftzeit $T_{\mathrm{drift,lang}}$ bzw. $T_{\mathrm{drift,\,kurz}}$ der Elektronen an, wobei die Zeitverzögerung des Start-Signals von 600 ns berücksichtigt wird. Sie wird zusammen mit weiteren Daten des Ereignisses der `ROOT`-Datenstruktur hinzugefügt, die der Driftstrecke zugewiesen ist.

6. Falls noch nicht verarbeitete Ereignisse vorliegen, wird der nächste Datensatz geladen und mit Schritt 2 fortgefahren.

7. Die in den entsprechenden Datenstrukturen des Runs gespeicherten Verteilungen von $T_{\mathrm{drift,lang}}$ bzw. $T_{\mathrm{drift,\,kurz}}$ sind exemplarisch in Abb. 2.7 dargestellt. Die mittlere Driftzeit $\langle T_{\mathrm{drift,lang}} \rangle$ bzw. $\langle T_{\mathrm{drift,\,kurz}} \rangle$ wird über das Anpassen einer Gaußverteilung an die entsprechende Driftzeitverteilung ermittelt.

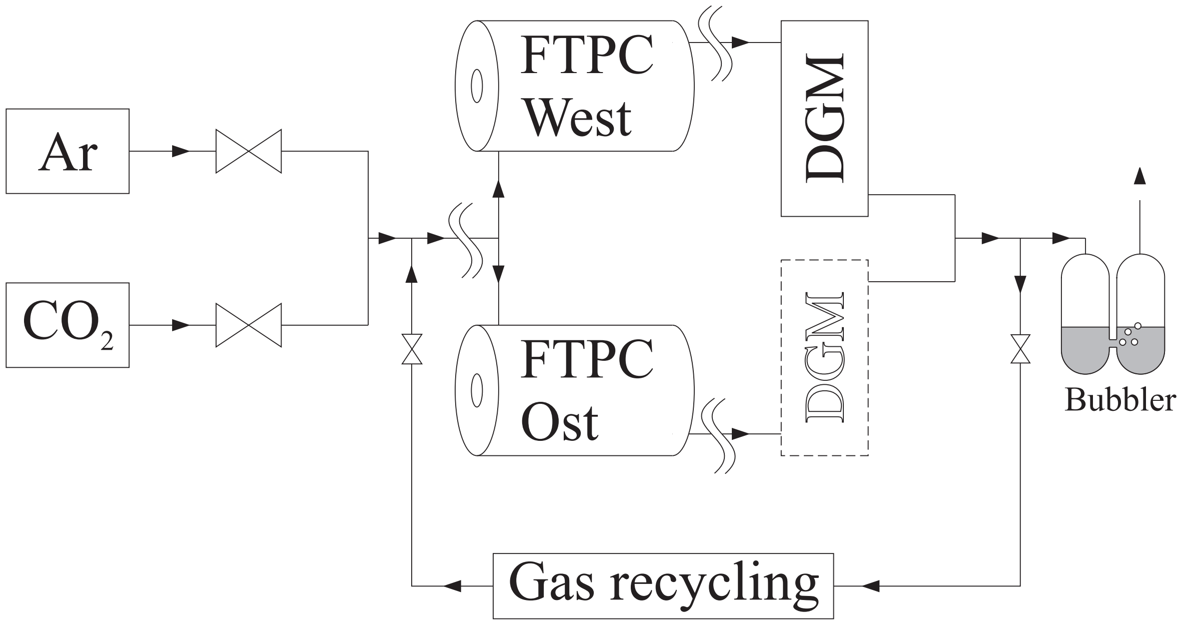

Abbildung 2.8 Gassystem der FTPCs (vereinfacht). Über zwei Durchflussregler werden Argon (Ar) und CO_2 im Volumenverhältnis 50% : 50% gemischt und beiden FTPCs zugeführt. Das austretende Gas jeder FTPC wird in der endgültigen Ausbaustufe von je einem Driftgeschwindigkeitsmonitor (DGM) untersucht, bevor es das System verlässt bzw. optional über ein Wiederaufbereitungssystem (Gas recycling) neu eingespeist wird.

8. Die mittlere Driftgeschwindigkeit $\langle T_{\text{drift}} \rangle$ ergibt sich gemäß Gleichung 2.2.

Es ist geplant, die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit online, d. h. parallel zur Datennahme, durchzuführen. Dazu soll das unter `LabVIEW` laufende Steuerungsprogramm (siehe Abschnitt 2.5.2) entsprechend erweitert werden.

2.6 Das FTPC-Gassystem

Abb. 2.8 zeigt vereinfacht das Gassystem der FTPCs: Hinter zwei Durchflussreglern werden die beiden Gaskomponenten Argon (Ar) und CO_2 im Volumenverhältnis 50% : 50% gemischt und dann durch die beiden FTPCs geleitet. Der Reinheitsgrad der Gase beträgt jeweils 99,998%. Bei einer Durchflussrate von 70 l/h entsteht im gesamten Gassystem eine ausreichend reine Atmosphäre mit einem O_2-Anteil unterhalb 10 ppm. Höhere O_2-Kontaminationen sind zu vermeiden, da aufgrund der großen Elektronenaffinität von O_2 die driftenden Elektronen sonst absorbiert würden. Anschließend wird das Gemisch den Driftgeschwindigkeitsmonitoren (DGM) zugeführt, die es hinsichtlich dessen Driftgeschwindigkeit untersuchen. Schließlich verlässt das Gas das System über einen Gasblasenzähler (Bubbler), der für einen leichten Überdruck von ca. 3 mbar gegenüber der Atmosphäre sorgt. Alternativ kann das Gas über ein Recycling-System gereinigt und wieder neu in den Kreislauf eingespeist werden.

Durch den ca. 75 m langen Transportweg des Kammergases von einer FTPC zum Driftgeschwindigkeitsmonitor unterliegt es den Temperaturschwankungen der Umgebung. Im Gehäuse des Driftgeschwindigkeitsmonitors befindet sich daher ein Wasserzirkulationssystem, das die Gastemperatur im Driftgeschwindigkeitsmonitor auf 75 °F (≘23,9 °C) stabilisiert.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte der Driftgeschwindigkeitsmonitor hinter der West-FTPC in Betrieb genommen werden. Für die endgültige Ausbaustufe des Gassystems ist auch hinter der Ost-FTPC ein Driftgeschwindigkeitsmonitor eingeplant (gestrichelt gezeichnet). Es besteht die Möglichkeit, ggf. auch in der gemeinsamen Gaszuleitung der FTPCs einen dritten Driftgeschwindigkeitsmonitor zu installieren.

3 Entwicklungsstudien zum Driftgeschwindigkeitsmonitor

3.1 Bestimmung der Reichweite von α-Teilchen

Prinzipiell sind zur Erzeugung der Driftelektronen im Driftgeschwindigkeitsmonitor verschiedene Methoden denkbar, wie beispielsweise Ionisation des Kammergases durch UV-Laser, durch α- oder durch β-Strahlung. Im Driftgeschwindigkeitsmonitor wird α-Strahlung eingesetzt, da sie folgende Vorteile bietet:

- α-Teilchen wirken stark ionisierend auf das Kammergas. Sie produzieren eine große Anzahl Driftelektronen, so dass ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im PICKUP erwartet werden kann.
- Ein Aufbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors mit langlebigen radioaktiven Quellen ist im Vergleich zur Laserionisation weniger anfällig für Betriebsstörungen. Zudem ist ein geringerer technischer Aufwand erforderlich sowie kaum Wartung im laufenden Betrieb nötig.

Aufgrund ihrer stark ionisierenden Wirkung geben α-Teilchen pro zurückgelegter Weglänge im Vergleich zu β-Teilchen viel Energie an das Gas ab. Folglich ist bei gleicher kinetischer Anfangsenergie die maximale Flugstrecke bzw. Reichweite R_α von α-Teilchen deutlich kürzer. Im Allgemeinen beträgt R_α von α-Strahlung, die aus gängigen Radioisotopen emittiert wird, nur wenige Zentimeter in Luft. Die Reichweite von β-Strahlung liegt hingegen im Bereich von Metern.

Bei der Konstruktion des Driftgeschwindigkeitsmonitors mussten folgende Einschränkungen für die Distanz zwischen α-Quelle und dem entsprechenden Zählröhrchen berücksichtigt werden:

- **Obere Grenze für die Distanz: R_α**
  Die Entfernung zwischen α-Quelle und dem entsprechenden Zählröhrchen darf die Reichweite R_α der α-Teilchen nicht überschreiten, da sonst die Bestimmung des Startzeitpunkts der Elektronendrift nicht möglich ist (vgl. Abschnitt 2.1).
- **Untere Grenze für die Distanz**
  Konstruktionsbedingt ist eine beliebig kleine Entfernung zwischen α-Quelle und

> dem entsprechenden Zählröhrchen nicht möglich. Das auf Nullpotenzial liegende Röhrchen würde sonst das homogene elektrische Feld im Driftkanal stark stören. Zudem würde eine zu geringe Distanz bewirken, dass das Zählröhrchen nicht mehr ausreichend tief in seiner hochspannungsfesten Fassung untergebracht ist. Dies hätte zur Folge, dass es zu Funkenentladungen zwischen dem Zählröhrchen und den es umgebenden Feldplatten kommt, die zu Schäden am Driftgeschwindigkeitsmonitor und der nachgeschalteten Auslese-Elektronik führen können.

$^{241}_{95}$Am emittiert beim Zerfall in $^{237}_{93}$Np α-Teilchen der kinetischen Energie 5,48 MeV. Da das benutzte $^{241}_{95}$Am-Präparat allerdings noch mit einer dünnen Schutzschicht überzogen ist, liegt die kinetische Energie der austretenden α-Strahlung bei nur ca. 4 MeV [Geb01]. Bei dieser Energie ist eine Reichweite von etwa 2,6 cm in reiner Argon-Atmosphäre unter Normalbedingungen zu erwarten [Zie77]. Damit kommt man in die Nähe des Bereichs, in dem o. g. Hochspannungsprobleme relevant werden und spezielle Vorkehrungen bei der Konstruktion des Driftgeschwindigkeitsmonitors getroffen werden müssen.

Um die Reichweite der α-Teilchen für das Gasgemisch der FTPC experimentell zu ermitteln, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Messaufbau zur Bestimmung der spezifischen Ionisierung von α-Teilchen (Braggkurve) entwickelt. Hiermit wurde eine optimale Distanz zwischen α-Quelle und Zählröhrchen bestimmt.

3.1.1 Durchgang von α-Teilchen durch Materie

Statistik der Energieabgabe: Die Landauverteilung

Durchquert ein geladenes α-Teilchen eine dünne Materieschicht der Dicke Δx, gibt es dabei durch Ionisationsprozesse den Energiebetrag $-\Delta E$ an sie ab (Energiedeposition). Wird der Betrag dieser Energiedeposition für viele α-Teilchen-Durchgänge gemessen, erhält man ein Spektrum für $-\Delta E$, das durch eine *Landaufunktion* beschrieben werden kann [Lan44].[1]

Eine Landaufunktion ist in Abb. 3.20 als durchgezogene Kurve dargestellt. Die auf der Abszisse aufgetragene Pulshöhe ist dabei ein Maß für den abgegebenen Energiebetrag $-\Delta E$. Charakteristisch für eine Landauverteilung ist eine steil ansteigende Flanke, an die sich ein langsamer Abfall bei höheren Energieüberträgen anschließt.

Das Spektrum für $-\Delta E$ kommt durch statistische Fluktuationen zustande, denen die Energiedeposition von α-Teilchen in der Materieschicht Δx unterliegt. Zu diesen tragen insbesondere seltene Einzelionisationsprozesse bei, bei welchen ein Energieübertrag deutlich oberhalb der Ionisierungsenergie an ein Elektron erfolgt. Das bei einem derartigen Prozess beteiligte Elektron erhält die Zusatzenergie in Form kinetischer Energie (δ-Elektron), die es durch Sekundärionisationsprozesse seinerseits wieder abgibt. Diese seltenen Prozesse großer Energieabgabe verursachen den Ausläufer („Schwanz“) der Verteilung zu hohen Energiedepositionen hin.

[1] Dies gilt für dünne Materieschichten (kleine Δx) bzw. Materie geringer Dichte (Gase).

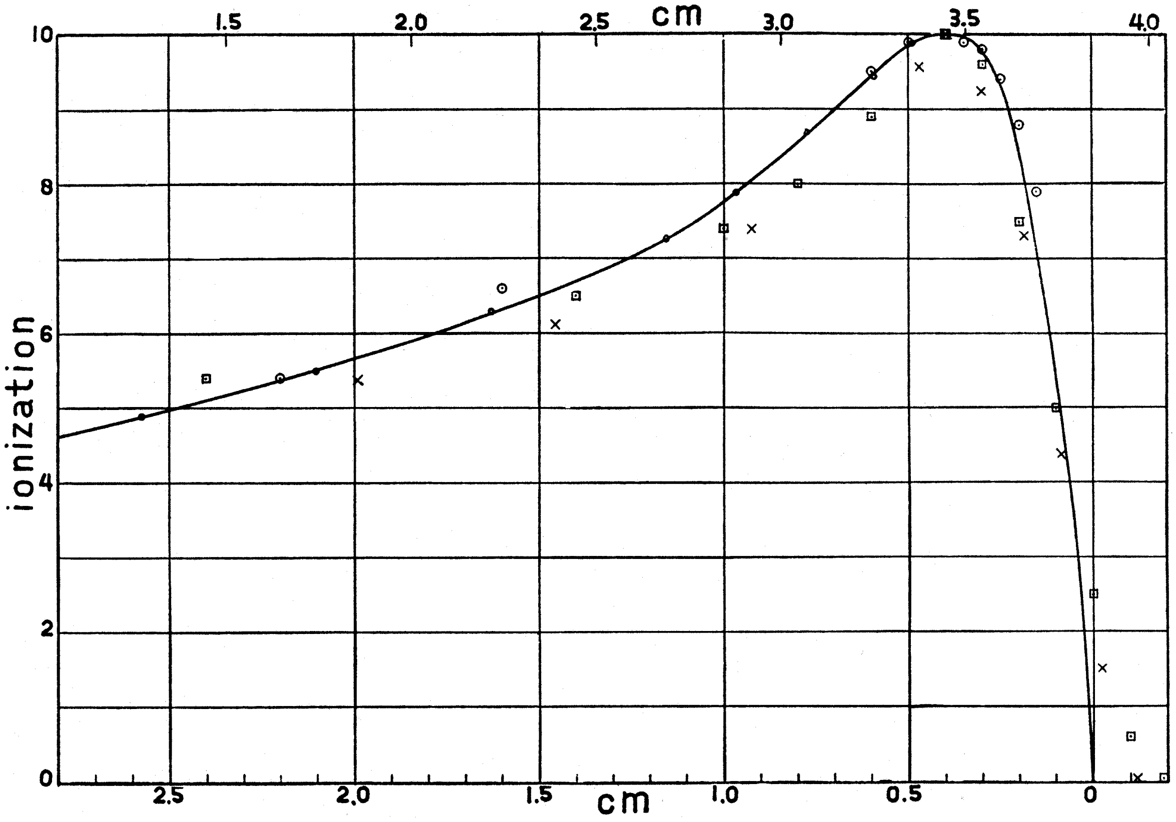

Abbildung 3.1 Die durchgezogene Kurve stellt die spezifische Ionisation („ionization") eines α-Teilchens in Luft dar (Braggkurve), basierend auf den als kleine schwarze Kreise dargestellten Messpunkten (aus [Hol38]). Das Maximum ist der *Braggpeak*. Auf der Abszisse ist die Entfernung des α-Teilchens von der $_{84}$Po-Quelle (oben) bzw. die Entfernung bis zum Ende seiner Reichweite (unten) aufgetragen. (Die um die Kurve gestreuten Datenpunkte stammen aus anderen Messungen.)

Die Braggkurve

Aus dem im Mittel pro Weglänge $\mathrm{d}x$ abgegebenen Energiebetrag $-\mathrm{d}E$ des α-Teilchens ergibt sich die *spezifische Ionisation* $-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. Abb. 3.1 zeigt exemplarisch die spezifische Ionisation von α-Teilchen, die aus einem $_{84}$Po-Präparat mit einer kinetischen Energie von 5,3 MeV emittiert wurden, in Abhängigkeit von der zurückgelegten Strecke in Luft („Braggkurve", vgl. [Hol38]).

Die spezifische Ionisation eines Teilchens der Ladungszahl z und der Geschwindigkeit v wird durch die *Bethe-Bloch-Formel* beschrieben [Blu94]. Für kleine Impulsbeträge $(\beta\gamma < 1)^2$ gilt näherungsweise

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \propto \frac{z^2}{v^2} \quad . \tag{3.1}$$

Da das α-Teilchen durch Energieabgabe längs seiner Trajektorie stetig Geschwindigkeit verliert, nimmt demnach seine spezifische Ionisation mit der zurückgelegten Strecke im

[2] mit $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

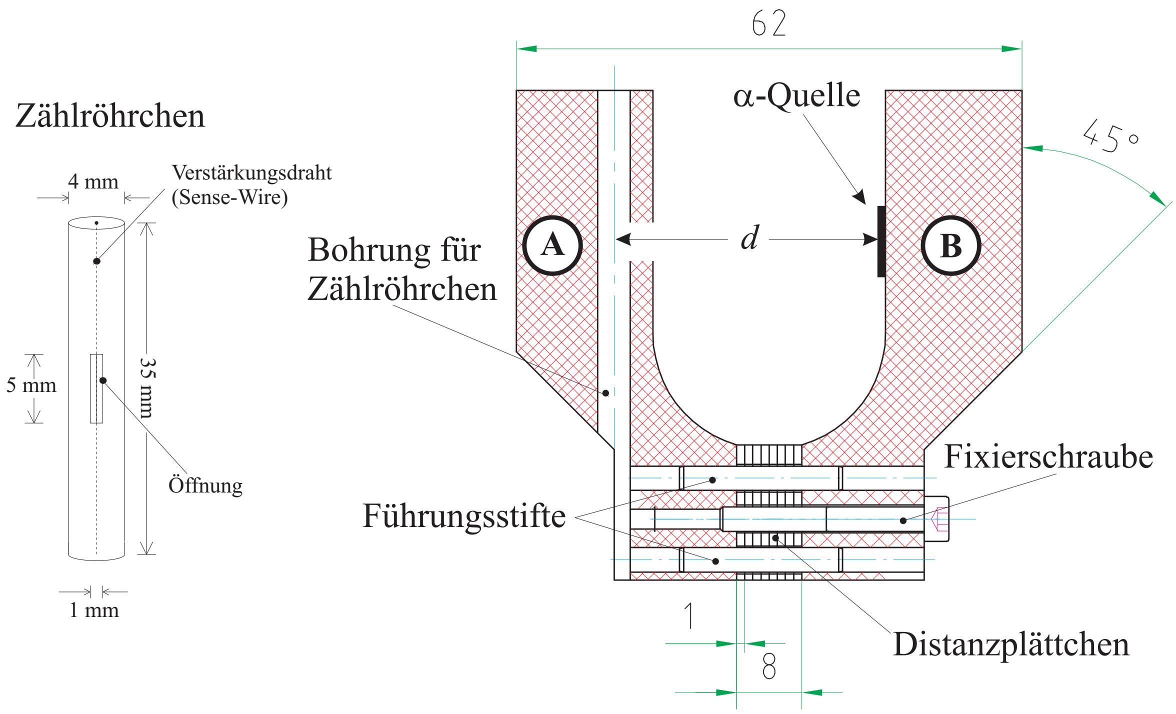

Abbildung 3.2 Vorrichtung zur Messung der Braggkurve von α-Teilchen. Ein zylindrisches Zählröhrchen (links im Bild) wird in die Bohrung eingesetzt, um α-Teilchen der Quelle nachzuweisen (vgl. Abb. 3.3). Über die Anzahl der Distanzplättchen zwischen den Haltevorrichtungen „A“ und „B“ kann der Abstand d zwischen α-Quelle und Zählröhrchenachse variiert werden. (Alle Längenangaben in mm.)

Gas zu. Kurz vor R_α erreicht diese ihr Maximum, den sog. *Braggpeak* (vgl. Abb. 3.1). Im weiteren Verlauf beobachtet man ein rasches Abklingen der spezifischen Ionisation. Aufgrund der geringen Geschwindigkeit des α-Teilchens wächst die Wahrscheinlichkeit, dass es Elektronen einfängt: Das α-Teilchen ($^4_2He^{2+}$) reduziert in diesem Fall seine Ladungszahl $z = 2$ um eine oder zwei Einheiten (es entsteht $^4_2He^{1+}$ bzw. $^4_2He^{0+}$). Gemäß Gleichung 3.1 nimmt die spezifische Ionisation ab und verursacht den raschen Abfall der Braggkurve bis R_α.

3.1.2 Versuchsaufbau zur Messung der Braggkurve

Der experimentelle Aufbau zur Messung der Braggkurve im Rahmen dieser Arbeit ist in Abb. 3.2 und Abb. 3.3 skizziert. Die Messanordnung besteht aus zwei Kunststoffhaltevorrichtungen (vgl. Abb. 3.2, mit „A“ bzw. „B“ bezeichnet). Halterung A ist mit einer Bohrung versehen, in welche ein zylindrisches Zählröhrchen mit Durchmesser $\Delta x = 4\,\mathrm{mm}$ eingesetzt wird. Die α-Quelle ist auf Halterung B angebracht.[3] Beide Haltevorrichtungen werden auf zwei Führungsstifte gesteckt und können gegeneinander verschoben werden. Distanzplättchen, die zwischen den beiden Halterungen einge-

[3]Quelle und Zählröhrchen stammen von einem Prototypen des Driftgeschwindigkeitsmonitors (vgl. Abb. 3.7).

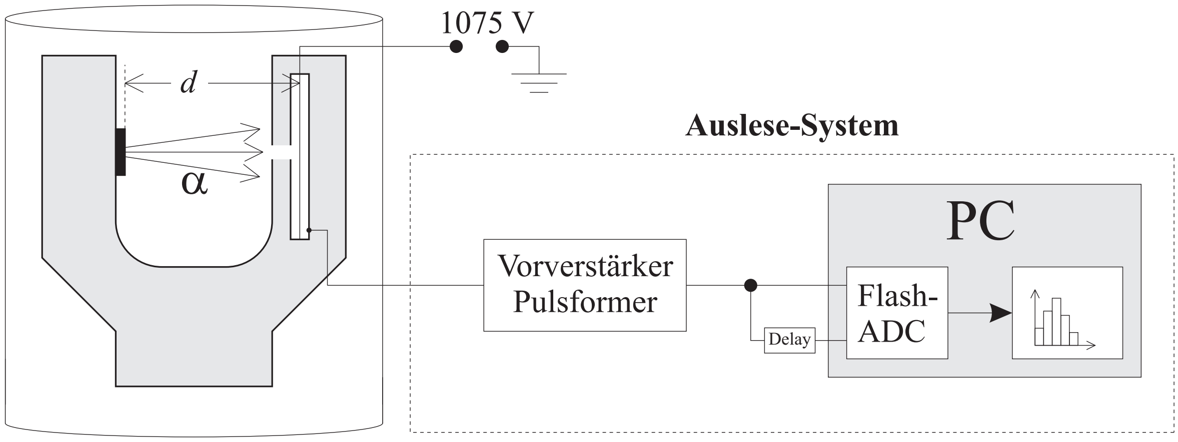

Abbildung 3.3 Skizze des experimentellen Aufbaus zur Messung der spezifischen Ionisation von α-Teilchen im Argon/CO_2-Gemisch. α-Teilchen, die die Distanz d im Gas zurückgelegt haben, deponieren im Zählröhrchen Energie durch Ionisation. Der an der Röhrchenwand abgegriffene, zur Energie proportionale Spannungspuls wird elektronisch verstärkt, geformt und digitalisiert. Am PC wird aus den Daten ein Pulshöhenspektrum erzeugt.

setzt werden, sowie eine Fixierschraube ermöglichen das Einstellen einer definierten Fluglänge d der α-Teilchen bis zur Zählröhrchenachse.

Die gesamte Anordnung wurde in einem gasdichten Metallbehälter installiert (siehe Abb. 3.3) und mit Argon und CO_2 der Reinheit 99,998% im Volumenverhältnis 50% : 50% gespült. Der Gasfluss betrug 90 l/h. Die O_2-Kontamination des Gemisches wurde am Gasauslass des Gefäßes mit einem Sensor[4] überprüft und lag während allen durchgeführten Experimenten unterhalb 10 ppm. Dies entspricht den Bedingungen in der FTPC. An den axial gespannten Verstärkungsdraht (Sense-Wire) des Zählröhrchens wurde eine Spannung von 1075 V angelegt. An der Röhrchenwand wird ein Spannungspuls abgegriffen, der durch eine analoge Elektronikeinheit (Vorverstärker/Pulsformer, vgl. Abschnitt 2.5.1) verstärkt sowie in einen gaußförmigen Puls umgewandelt wird. Dessen Höhe ist gemäß Gleichung 2.7 proportional zu dem Energiebetrag, der durch ein α-Teilchen im Zählröhrchen deponiert wird. Das Ausgangssignal wird durch einen Analog-Digital-Umwandler (Flash-ADC, vgl. Abschnitt 2.5.2) digitalisiert und zur späteren Auswertung von einem PC gespeichert. Der Versuch wurde für verschiedene Einstellungen von d durchgeführt, wobei pro Messreihe (Run) 5000 Signale aufgezeichnet wurden.

Mit diesem Versuchsaufbau erhält man für verschiedene Einstellungen von d je ein Spektrum der im Röhrchen deponierten Energie, indem die aufgezeichneten Signale entsprechend ihrer Pulshöhe in ein Histogramm einsortiert werden. Zur Bestimmung der Pulshöhen der einzelnen Ereignisse wurde das in Abschnitt 2.5.3 beschriebene Verfahren verwendet, das auf die Schritte 1, 2, 4 (ohne PICKUP-Verarbeitung) und 6 eingeschränkt wurde.

[4]Hersteller: *Orbisphere*, Vésenaz (Schweiz)

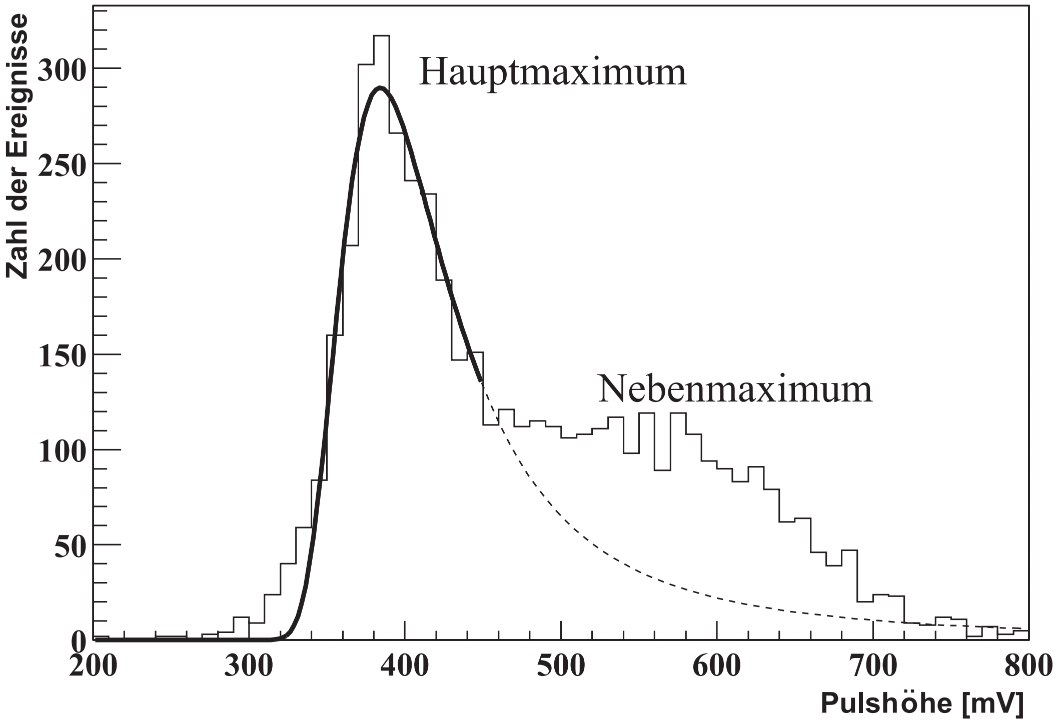

Abbildung 3.4 Pulshöhenspektrum, gemessen im Zählröhrchen bei einer Flugweite der α-Teilchen von 19,5 mm. Die deponierte Energie $-\Delta E$ ist direkt proportional zur auf der Abszisse aufgetragenen Pulshöhe. An das Maximum der Verteilung wurde eine Landaufunktion angepasst (durchgezogene Linie), deren weiterer Verlauf gestrichelt angedeutet ist.

3.1.3 Auswertung der Messdaten

Abb. 3.4 zeigt beispielhaft ein Spektrum, das mit dem in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Versuchsaufbau für die Entfernung $d = 19{,}5\,\mathrm{mm}$ gemessen wurde. Zu größeren Pulshöhen hin ist zunächst ein steiler Anstieg mit einem ausgeprägten Maximum bei ca. 390 mV erkennbar (Hauptmaximum), an den sich eine langsamer abfallende Flanke anschließt (vgl. Abschnitt 3.1).

Um das Hauptmaximum wurde mit der Datenanalyse-Software `ROOT` eine Landaufunktion[5] angepasst (vgl. Abb. 3.4, durchgezonene Linie). Anhand der Position des Maximums wurde der wahrscheinlichste Wert der Energiedeposition ermittelt. Die gestrichelte Linie deutet den weiteren Verlauf der Landauverteilung an.

Auf der abfallenden Flanke des Spektrums sind deutliche Abweichungen von der erwarteten Landauverteilung zu erkennen. Die Ursache für das Auftreten des sog. *Nebenmaximums* konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden. Folgende Prozesse könnten jedoch zu dessen Entstehung beitragen:

[5] Basierend auf der `CERNLIB`-Routine `denlan (G110)`.

- Freie Elektronen haben im Gasgemisch eine lange Lebensdauer. Daher sind in der Umgebung der Zählröhrchenöffnung stets Ionisationselektronen anderer α-Teilchen vorhanden. **Nahe der Öffnung ist das elektrische Feld auch außerhalb des Zählröhrchens vorhanden („Felddurchgriff").** Es ist so gerichtet, dass Elektronen aus dem Vorraum der Öffnung in das Röhrchen hinein gezogen werden können. Kommt es zu einer Koinzidenz zwischen diesem Prozess und einem α-Teilchen-Nachweis im Röhrchen, wird die gesamte Anzahl von Elektronen verstärkt, was das Auftreten des Nebenmaximums verursachen könnte. Aufgrund von Absorptionsprozessen durch unvermeidbare Restkontaminationen hoher Elektronenaffinität verringert sich die Zahl der Elektronen pro Wolke mit deren Verweildauer im Gas. Daher befinden sich Elektronenwolken unterschiedlicher Ladung im Vorraum, die in das Röhrchen eingesaugt werden. Dies könnte die im Vergleich zum Hauptmaximum große Breite des Nebenmaximums erklären.

  Diese Annahme wird durch Versuche mit elektronenabsorbierenden Folien, die vor der Öffnung des Zählröhrchens installiert wurden, unterstützt (vgl. S. 44).

- Durch den Zerfall des ${}^{241}_{95}$Am entsteht im Präparat das Tochternuklid ${}^{237}_{93}$Np, das selbst ein α-Strahler ist. **Die Quelle emittiert folglich α-Teilchen mit zwei unterschiedlichen kinetischen Energien.** Da deren spezifische Ionisierung im Gas bei gleicher zurückgelegter Strecke unterschiedlich ist, sollte sich das Spektrum aus einer Überlagerung zweier Landauverteilungen ergeben.

  Die Emissionsrate des Tochternuklids müsste etwa 10% der des Mutternuklids betragen, um die Höhe des Nebenmaximums im Vergleich zum Hauptmaximum zu erklären. Da die Quelle jünger als 30 Jahre ist, liegt der Anteil von α-Teilchen, die aus Zerfällen des ${}^{237}_{93}$Np stammen, unterhalb 10 ppm und ist damit um vier Größenordnungen kleiner (siehe Anhang A.2). Aufgrund der langen Halbwertszeit des ${}^{237}_{93}$Np liegen die Aktivitäten weiterer Tochternuklide in der Zerfallsreihe ebenfalls im ppm-Bereich. Damit läßt sich die Entstehung des Nebenmaximums nicht allein auf Zerfallsprozesse der Tochternuklide zurückführen.

- **Radioaktive Verunreinigungen in der Quelle** als Ursache für das Nebenmaximum erscheinen aufgrund guter Erfahrungen in der Vergangenheit mit dem Hersteller[6] der α-Quelle unwahrscheinlich, konnten allerdings im Rahmen dieser Arbeit experimentell nicht ausgeschlossen werden.

3.1.4 Bestimmung des Braggpeaks

Aus den an die gemessenen Spektren angepassten Landauverteilungen wurde der jeweils wahrscheinlichste Energieverlust ermittelt. Dieser ist in Abb. 3.5 gegen die Flugweite d der α-Teilchen aufgetragen. Es handelt sich dabei um eine „verschmierte" Braggkurve, bei der die spezifische Ionisation $-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ gemäß

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x}(d) = \frac{1}{\Delta x} \cdot \int\limits_{d-\Delta x/2}^{d+\Delta x/2} \left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}(x')\right) \mathrm{d}x' \tag{3.2}$$

[6]Hersteller: *AEA Technology QSA GmbH*, Braunschweig.

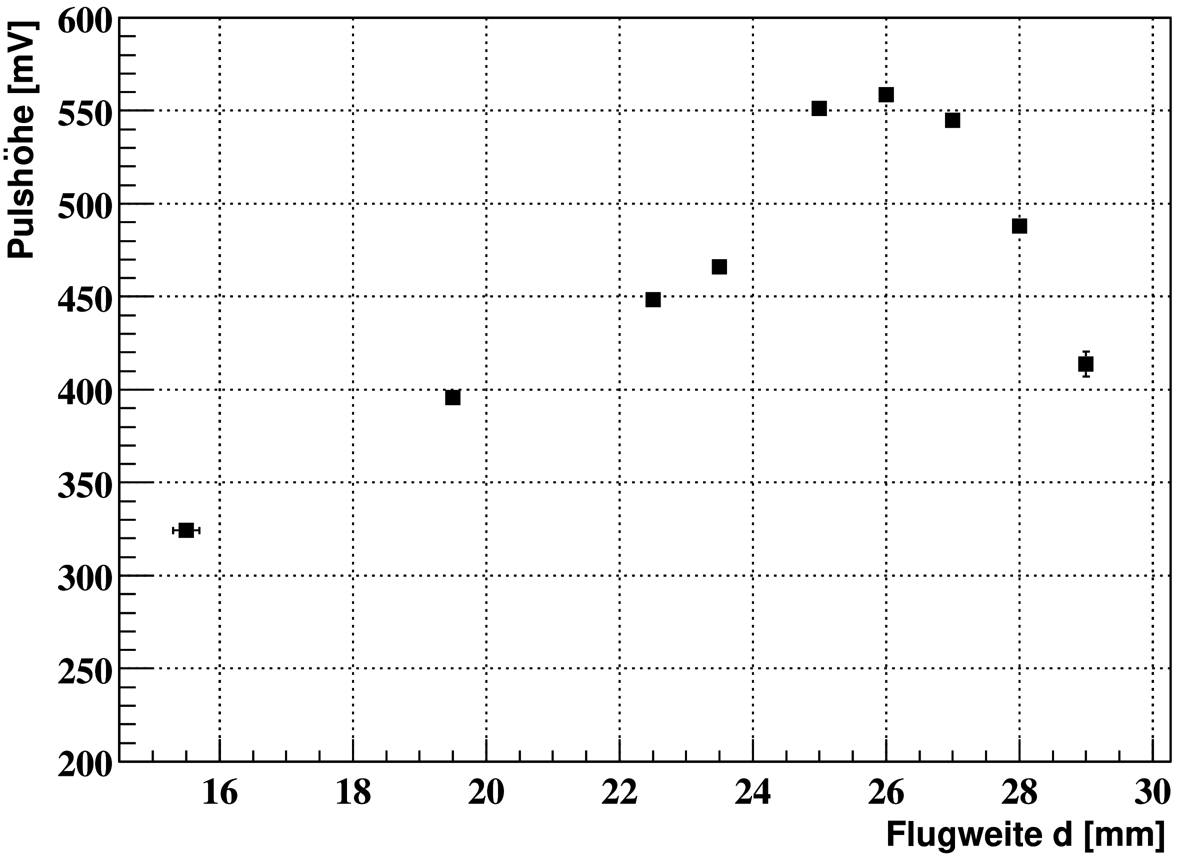

Abbildung 3.5 Messung des spezifischen Energieverlusts $-\Delta E/\Delta x$ von α-Teilchen im FTPC-Kammergas als Funktion der Flugstrecke d. Der zur Pulshöhe proportionale spezifische Energieverlust des α-Teilchens im Zählröhrchen erreicht bei $d \approx 26\,\mathrm{mm}$ ein ausgeprägtes Maximum, den sog. *Braggpeak*. (Falls nicht sichtbar sind die Fehlerbalken kleiner als die gezeichneten Messpunkte.)

über den Innendurchmesser $\Delta x = 4\,\mathrm{mm}$ des Röhrchens „gemittelt" wurde.

Deutlich erkennbar ist der charakteristische Verlauf einer Braggkurve (vgl. Abb. 3.1). Bei einer Flugweite d der α-Teilchen im Bereich zwischen 25 mm und 27 mm nimmt die Ionisation im Zählröhrchen ein Maximum an (Braggpeak) und fällt im Anschluss rasch ab.

Die optimale Entfernung der Zählröhrchen von ihren jeweiligen α-Quellen im Driftgeschwindigkeitsmonitor liegt im Bereich des Braggpeaks, da dort die spezifische Ionisation besonders groß ist. Damit wird im Zählröhrchen ein Maximum an Primärelektronen erzeugt. Dies erlaubt die Wahl einer kleineren Verstärkungsspannung, wodurch sowohl die Zuverlässigkeit des Driftgeschwindigkeitsmonitors während des Langzeitbetriebs als auch das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis des Zählröhrchens optimiert werden.

Im endgültigen Design des Driftgeschwindigkeitsmonitors wurde eine Entfernung zwischen α-Quelle und Zählröhrchenachse von 26,6 mm realisiert (siehe Abb. 3.6). Bei dieser Konfiguration treten keine Funkenentladungen zwischen Zählröhrchen und den Feldplatten, die es umgeben, auf.

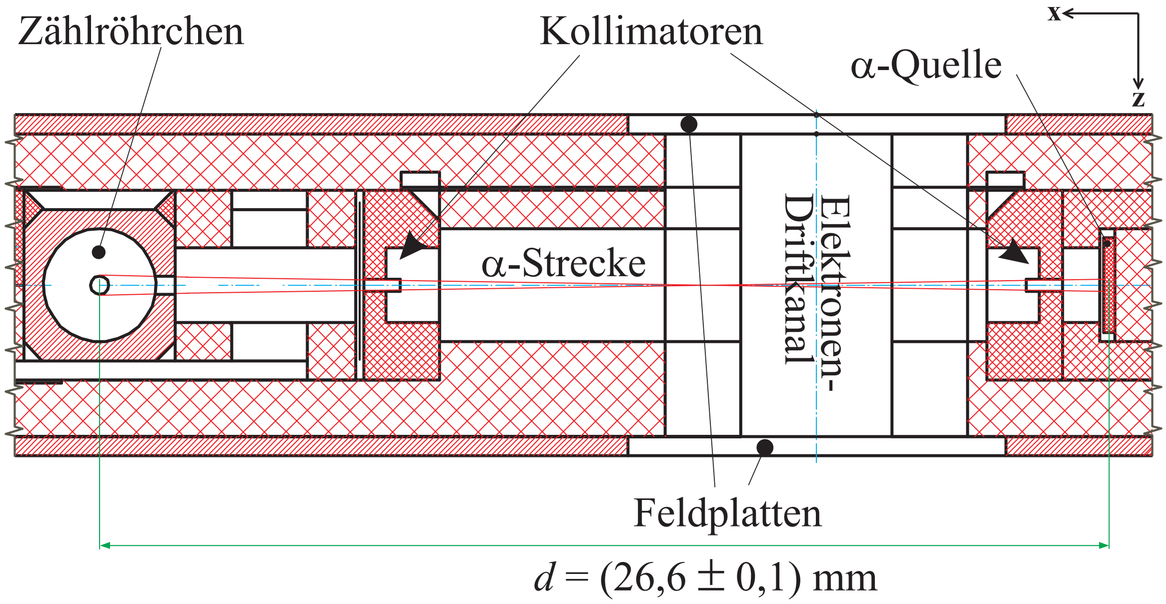

Abbildung 3.6 Querschnitt durch das endgültige Design der Einheit aus α-Quelle und TOP- bzw. BOTTOM-Zählröhrchen. Der Abstand d zwischen α-Quelle und Zählröhrchenachse beträgt 26,6 mm.

3.2 Untergrundsignale bei eingeschalteter Feldkäfigspannung

Im Feldkäfig des Driftgeschwindigkeitsmonitors bewegen sich Elektronen in axialer Richtung über zwei unterschiedlich lange Driftstrecken (vgl. Abschnitt 2.1). In diesem Abschnitt wird das Verhalten des TOP- und BOTTOM-Zählröhrchens bei aktivem Feldkäfig, d. h. bei eingeschalteter Feldkäfigspannung, untersucht. Es wurden Lösungen gefunden, um auftretende Untergrundsignale zu eliminieren.

3.2.1 Nachweis von Untergrundsignalen

Versuchsaufbau

Die Messanordnung besteht aus einem Prototypen des Driftgeschwindigkeitsmonitors (vgl. Abb. 3.7), der auf demselben Funktionsprinzip beruht wie die endgültige Version (vgl. Abschnitt 2.1). Der Feldkäfig (Länge ca. 14 cm) besteht aus 24 Feldplatten, die durch eine Widerstandskette wie gezeigt miteinander verbunden sind. An der BOTTOM- bzw. TOP-Position zwischen der fünften und sechsten bzw. 23. und 24. Feldplatte kann je eine Einheit aus α-Quelle und Zählröhrchen eingesetzt werden. Der Abstand zwischen α-Quelle und Zählröhrchen beträgt konstruktionsbedingt 15,5 mm. Im skizzierten Aufbau wird das in der BOTTOM-Einheit befindliche Zählröhrchen ausgelesen. Durch Umsetzen der Einheit ist zudem eine Untersuchung der TOP-Position möglich.

Zur Durchführung und Auswertung der einzelnen Messungen wurde analog zu Abschnitt 3.1.2 verfahren. Die Spannung des Feldkäfigs U_{cage} konnte zwischen 0 V und −2750 V eingestellt werden. Die Spannung U_{wire} des Verstärkungsdrahtes betrug bei allen durchgeführten Messungen 1075 V.

Driftfeldeinfluss auf die Zählrate

Tabelle 3.1 ist die Zeit zu entnehmen, die erforderlich war, um 500 Signale bei unterschiedlichen Feldkäfigspannungen U_{cage} zu registrieren (Diskriminationsschwelle: 48 mV). Ferner ist die entsprechende Zählrate aufgeführt. Deutlich erkennbar ist ein signifikanter Anstieg der Zählrate im BOTTOM-Zählröhrchen mit steigendem U_{cage}: Bei $U_{\mathrm{cage}} = -400\,\mathrm{V}$ hat sich die Rate im Vergleich zu $U_{\mathrm{cage}} = 0\,\mathrm{V}$ bereits versiebenfacht. Eine entsprechende Steigerung der Zählrate wurde in der TOP-Position bereits bei $U_{\mathrm{cage}} \approx -75\,\mathrm{V}$ beobachtet.

Da die Aktivität radioaktiver Präparate nicht von außen beeinflussbar ist, deutet die

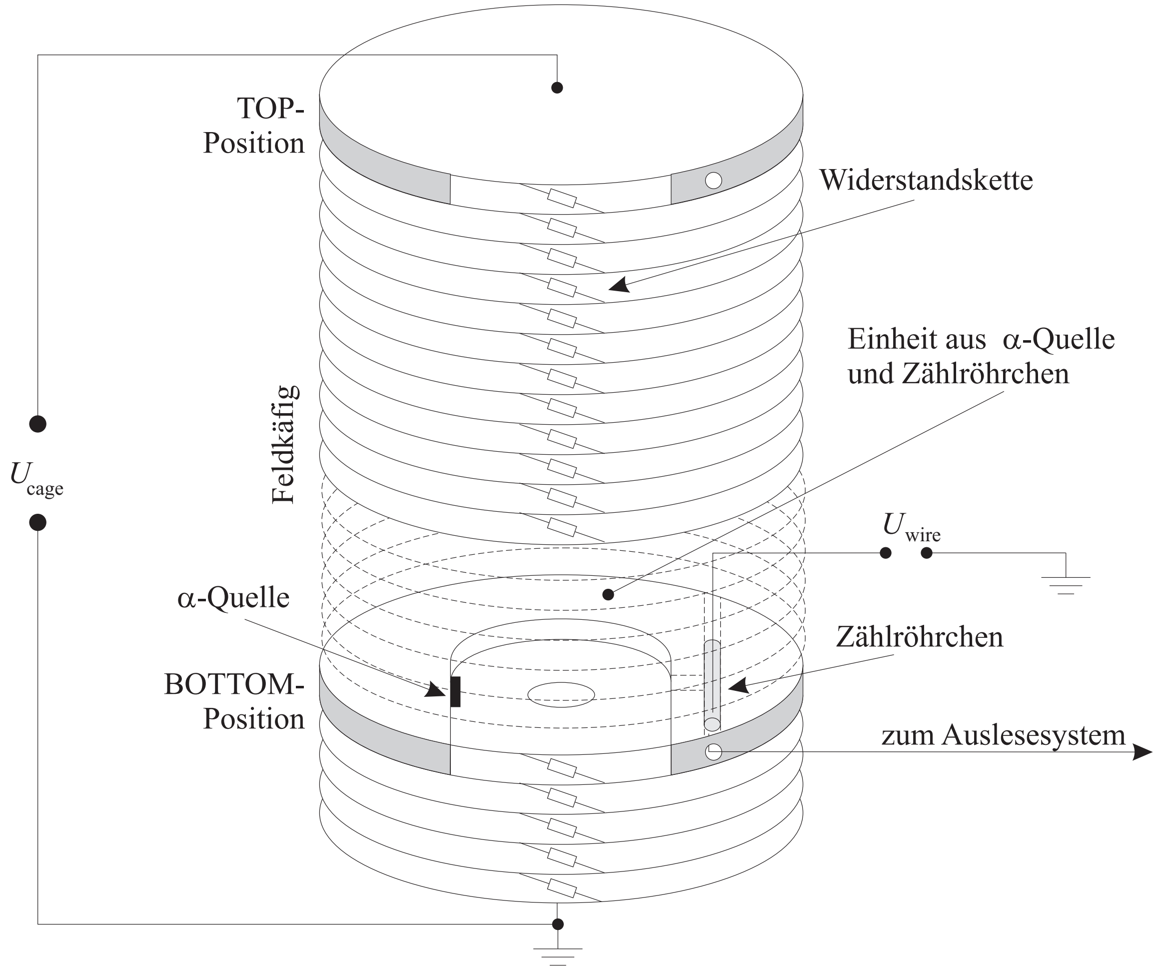

Abbildung 3.7 Prototyp des Driftgeschwindigkeitsmonitors zur Untersuchung von Driftfeldeinflüssen. Das Auslesesystem ist in Abb. 3.3 dargestellt.

U_{cage} [V]	Zeit pro 500 Ereignisse [s]	Zählrate [s^{-1}]
0	99	5,1±0,24
−100	88	5,7±0,26
−200	45	11,1±0,52
−300	22	22,7±1,0
−400	14	35,7±1,7

Tabelle 3.1 Zählrate im BOTTOM-Zählröhrchen eines Prototypen des Driftgeschwindigkeitsmonitors bei verschiedenen Feldkäfigspannungen U_{cage}.

starke Zunahme der Zählrate auf das Aufkommen unerwünschter Signale hin, die durch das Einschalten der Feldkäfigspannung verursacht wurden.

Pulshöhenspektren des BOTTOM-Zählröhrchens

Bei den folgenden Messreihen wurden jeweils 5000 Ereignisse des BOTTOM-Zählröhrchens bei einer Diskriminationsschwelle von 80 mV aufgezeichnet und entsprechend ihrer Pulshöhe in ein Histogramm einsortiert. Bei ausgeschaltetem Feldkäfig zeigt das so erhaltene Spektrum die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene charakteristische Form (vgl. Abb. 3.8, links): Haupt- und Nebenmaximum, die durch das eigentliche Signal der α-Teilchen gebildet werden, lassen sich identifizieren.

Abb. 3.8 (rechts) zeigt ein bei einer Feldkäfigspannung von $U_{cage} = -2750$ V aufgezeichnetes Spektrum mit völlig unterschiedlichem Verlauf. Knapp oberhalb der Diskriminationsschwelle befindet sich eine beträchtliche Anzahl von Signalen, deren Häufigkeit zu größeren Pulshöhen hin abklingt. Da die Rate dieser *Untergrund-Signale* wesentlich größer ist als die Rate der im Zählröhrchen eintreffenden α-Teilchen, dominieren sie das Spektrum: Haupt- und Nebenmaximum sind nicht mehr erkennbar.

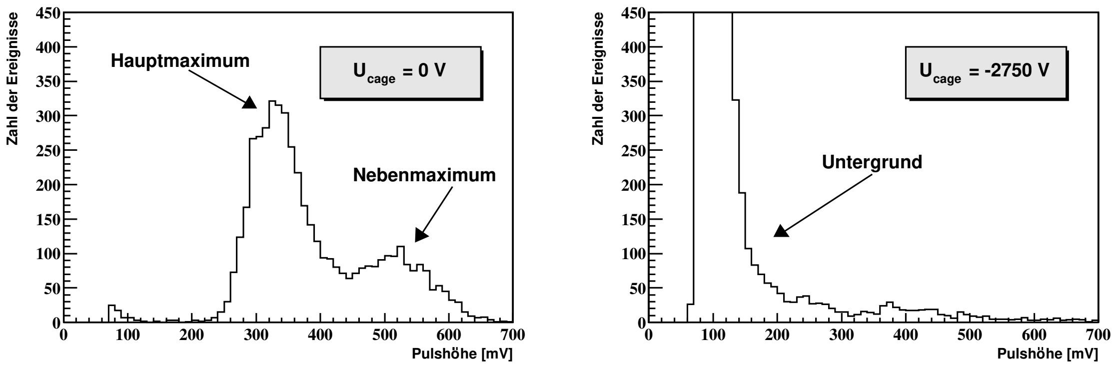

Abbildung 3.8 *Links:* Das Pulshöhenspektrum des BOTTOM-Zählröhrchens bei ausgeschaltetem Feldkäfig (U_{cage} = 0 V). *Rechts:* Bei eingeschaltetem Feldkäfig dominieren Untergrund-Signale das Spektrum. In beiden Fällen wurden jeweils 5000 Ereignisse aufgezeichnet.

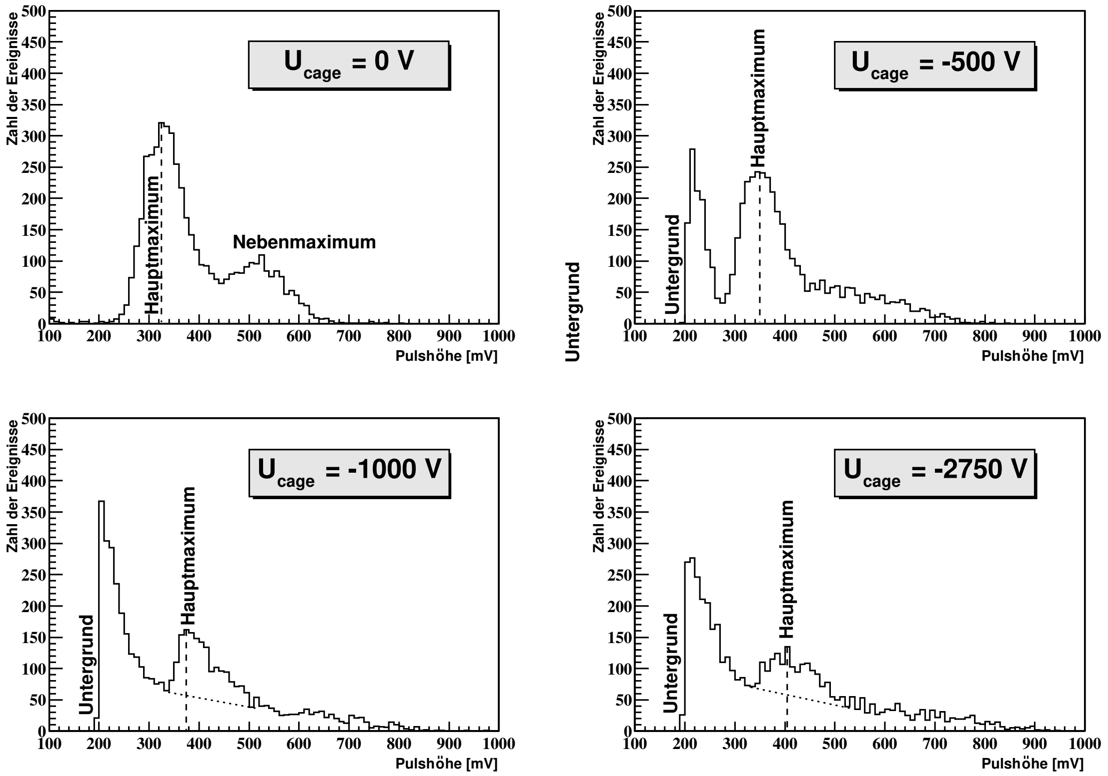

Abbildung 3.9 Pulshöhenspektren des BOTTOM-Zählröhrchens bei verschiedenen Feldkäfigspannungen U_{cage} (jeweils 5000 Ereignisse). Deutlich erkennbar ist eine mit U_{cage} zunehmende Überlagerung des Untergrunds mit dem Hauptmaximum. Letzterer erfährt somit u. a. eine Verschiebung seiner Position im Spektrum.

In allen folgenden Messreihen wurde die Diskriminationsschwelle auf 200 mV angehoben, um den Untergrund in der Umgebung des Hauptmaximums näher zu untersuchen. Die einzelnen Messreihen zu je 5000 Ereignissen wurden bei verschiedenen Feldkäfigspannungen durchgeführt. Die so erhaltenen Spektren sind in Abb. 3.9 dargestellt.

Für zunehmendes U_{cage} ist folgendes zu beobachten:

- Das Nebenmaximum wird kleiner und verbreitert sich zu größeren Pulshöhen hin, wenn die Feldkäfigspannung eingeschaltet wird ($|U_{\text{cage}}| > 0\,\text{V}$).
- Links des Hauptmaximums bildet sich ein weiteres Maximum aus. Es handelt sich dabei um den zuvor beobachteten Untergrund (vgl. Abb. 3.8), von welchem hier aufgrund der höheren Diskriminationsschwelle nur die rechtsseitige Flanke sichtbar ist.
- Die fallende Flanke des Untergrund-Peaks erstreckt sich zunehmend zu größeren Pulshöhen hin.
- Es kommt zu einer Überlagerung der Untergrund-Flanke mit dem eigentlichen

Signal, deren Verlauf schematisch durch gepunktete Linien in Abb. 3.9 angedeutet ist. Folglich ist eine Verschiebung des Hauptmaximums zu beobachten.

- Der Untergrund dominiert in zunehmendem Maße, so dass bei $|U_{\mathrm{cage}}| = 2750\,\mathrm{V}$ das Hauptmaximum nur mehr als kleine Erhebung auf der abfallenden Flanke des Untergrunds erkennbar ist.

3.2.2 Probleme durch den Untergrund

Aufgabe des TOP- bzw. BOTTOM-Zählröhrchens ist es, α-Teilchen ihrer entsprechenden Quellen nachzuweisen und damit jeweils das Startsignal für die Zeitmessung der Elektronendrift über die lange bzw. kurze Driftstrecke zu liefern (vgl. Abschnitt 2.1).

Folgende Probleme ergeben sich durch das Auftreten des Untergrunds:

- Die Signale des Untergrunds sind nicht mit dem Beginn einer Elektronendrift korreliert. Aufgrund der großen Anzahl von irrtümlichen Startsignalen werden viele unbrauchbare Ereignisse aufgezeichnet. Das führt zu einem unnötigen Anwachsen des Rohdatenvolumens sowie einer Verschwendung von Rechen- sowie Netzwerkressourcen.
- Da sich die Pulshöhen des Untergrunds mit den α-Signalen überlagern, ist eine schnelle Separation über Pulshöhendiskrimination während der Datenaufnahme nicht möglich.
- Nach einem Start-Signal vom TOP- bzw. BOTTOM-Zählröhrchen zeichnet das Auslesesystem die Rohdaten auf und kann während dieser Zeit keine weiteren, u. U. „wahre“ Startsignale annehmen. Folglich werden nur mehr sehr wenige Driftereignisse gemessen, wodurch sich die Statistik der Driftzeitmessungen verringert.
- Der Feldkäfig des endgültigen Driftgeschwindigkeitsmonitors wird mit deutlich höherer Spannung (max. $-15\,\mathrm{kV}$) betrieben. Es ist davon auszugehen, dass der beobachtete Trend anhält und die Rate des Untergrunds sowie dessen Überlagerung mit dem Hauptmaximum weiter zunimmt.

Aus diesen Gründen ergibt sich die Notwendigkeit, den durch den eingeschalteten Feldkäfig erzeugten Untergrund mit experimentellen Mitteln zu eliminieren.

3.2.3 Ursache des Untergrunds: der „Sog-Effekt“

Simulation des elektrischen Feldes

Das im endgültigen Driftgeschwindigkeitsmonitor herrschende elektrische Feld wurde mit dem Softwarepaket `GARFIELD` [Vee98] simuliert. Da `GARFIELD` keine begrenzten Flächen als Konstruktionselemente zur Verfügung stellt, wurden alle Komponenten des Driftgeschwindigkeitsmonitors jeweils durch ein Raster äquidistanter Punkte

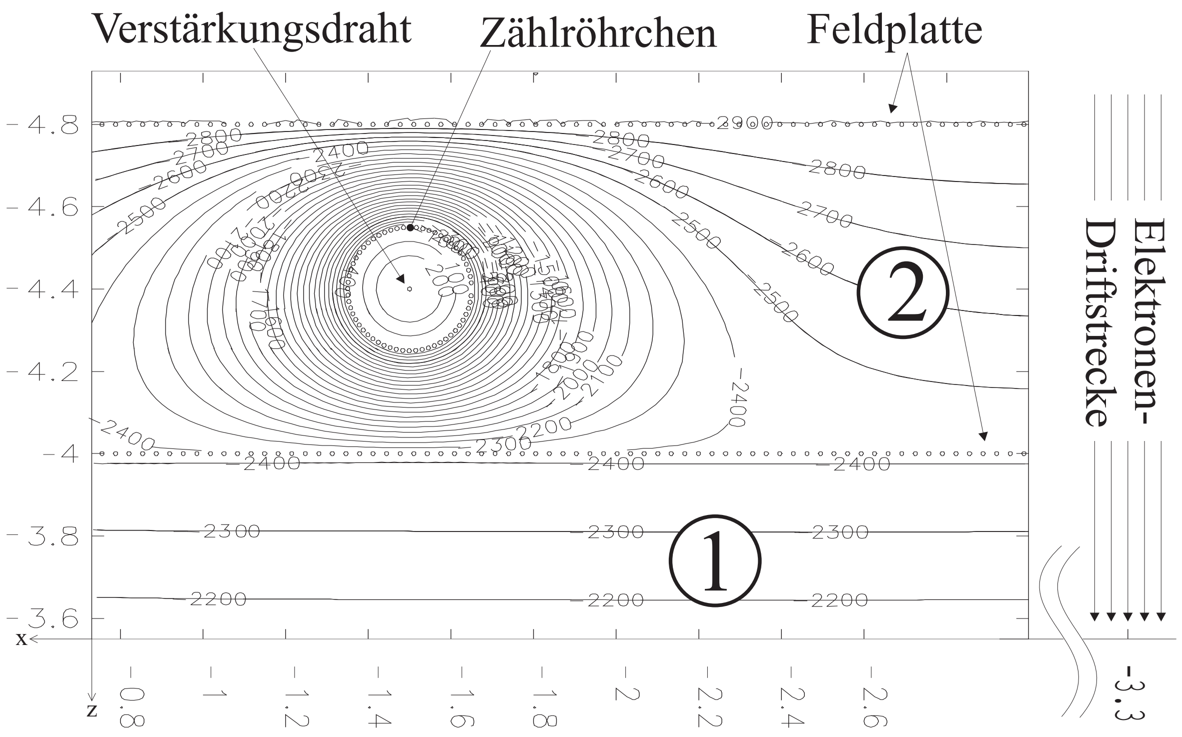

Abbildung 3.10 Simulation des elektrischen Potenzials in der Umgebung des BOTTOM-Zählröhrchens. Alle Längen bzw. Potenziale sind in Zentimetern bzw. Volt angegeben.

angenähert und auf entsprechendes Potenzial gelegt. Die Rasterung wurde so fein gewählt, dass der Feldverlauf mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden konnte.

Die Simulation des elektrischen Feldes wurde mit $U_{\text{cage}} = -15\,\text{kV}$ und $U_{\text{wire}} = +1\,\text{kV}$ durchgeführt. Abb. 3.10 stellt den Potenzialverlauf in der Umgebung des BOTTOM-Zählröhrchens dar. Es sind zwei Bereiche zu unterscheiden:

- **Bereich 1** bezeichnet den Zwischenraum zweier Feldplatten, in dem kein Zählröhrchen installiert ist. Hier verlaufen die Äquipotenziallinien parallel zu den Feldplatten: Das Driftfeld ist homogen.
- Im **Bereich 2** befindet sich das BOTTOM-Zählröhrchen, dessen Ummantelung sich auf Erdpotenzial befindet. In der Nähe der Driftstrecke (rechts im Bild) ist das Feld noch homogen, wird jedoch in Richtung des Zählröhrchens zunehmend verzerrt. In unmittelbarer Umgebung des Röhrchens ist das Feld radialsymmetrisch.

Produktionsmechanismus des Untergrunds

Im Vorraum des Zählröhrchens befinden sich Elektronenwolken im Gas (vgl. Abb. 3.11). Sie werden sowohl durch α-Teilchen erzeugt, die in das Zählröhrchen gelangen als auch durch solche, die es, wie skizziert, verfehlen. Die Elektronenwolken driften entlang des elektrischen Feldes, d. h. senkrecht zu den Äquipotenziallinien, zum Röhrchen hin

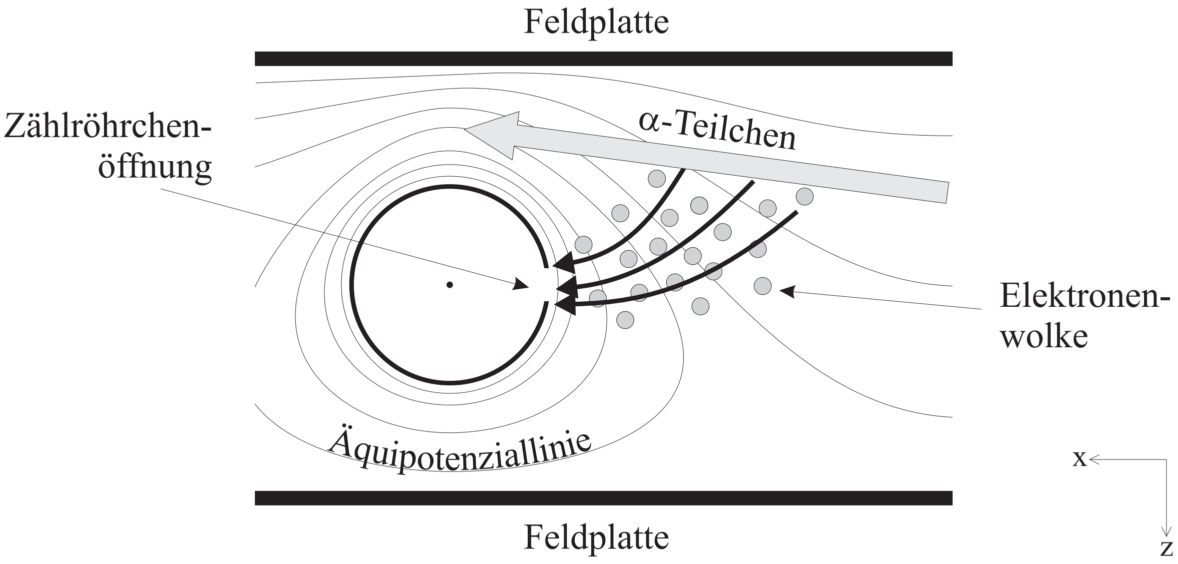

Abbildung 3.11 Der „Sog-Effekt" (schematisch). Der Potenzialgradient bewirkt, dass Elektronenwolken im Vorraum durch das Röhrchen angezogen werden, dessen Öffnung durchqueren und unerwünschterweise nachgewiesen werden.

(schwarze Pfeile) und werden dort nachgewiesen. Dieser Effekt, durch den Elektronen aus dem Vorraum aktiv angezogen werden, wird im Folgenden „Sogeffekt" genannt.

Die in Abschnitt 3.2.1 beobachteten Effekte können qualitativ durch den Sogeffekt erklärt werden:

- **Zunahme der Zählrate mit $|U_{\mathrm{cage}}|$**
  Da sich das Röhrchenpotenzial konstant auf 0 V befindet, nimmt die räumliche Ausdehnung der Feldverzerrung mit steigendem $|U_{\mathrm{cage}}|$ zu. Damit vergrößern sich Stärke und Einzugsbereich des Sogeffekts. Daher gelangt eine zunehmende Anzahl von Elektronenwolken pro Zeiteinheit in das Röhrchen, d. h. die Nachweisrate steigt (vgl. Tabelle 3.1) und die Untergrund-Flanke gewinnt an Dominanz (vgl. Abb. 3.9).

- **Verhalten des Untergrund-Peaks**
  Bei zunehmendem $|U_{\mathrm{cage}}|$ steigt die Wahrscheinlichkeit, dass mehrere Elektronenwolken gleichzeitig in das Röhrchen eingesaugt werden. Im Falle solch einer Koinzidenz befinden sich mehr Primärelektronen im Zählröhrchen, die gemeinsam verstärkt werden. Folglich wird ein größerer Spannungspuls am Röhrchen gemessen (vgl. Gleichung 2.3). Da sich die Wahrscheinlichkeit für derartige Koinzidenzen mit steigendem $|U_{\mathrm{cage}}|$ erhöht, weitet sich die Flanke des Untergrund-Peaks entsprechend zu größeren Pulshöhen hin aus und vermischt sich mit dem Hauptmaximum.

- **Verhalten des Nebenmaximums**
  Die Entstehung des Nebenmaximums beruht auf dem Nachweis eines α-Teilchens im Zählröhrchen mit koinzident eingesaugten „Untergrund"-Elektronen aus dem

Vorraum. Die gemessene Pulshöhe ergibt sich als Summe der Elektronenbeiträge beider Prozesse (vgl. Abschnitt 3.1.3). Daher zeigt das Nebenmaximum bei steigendem $|U_{\text{cage}}|$, analog zum o. g. Verhalten des Untergrund-Peaks, eine Ausweitung zu größeren Pulshöhen hin.

3.2.4 Reduktion des Untergrunds durch eine Schlitzblende

Der Sogeffekt bewirkt, dass Elektronenwolken im Vorraum des Zählröhrchens angezogen werden. Auch α-Teilchen, die die Röhrchenöffnung verfehlen und damit für den Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors ohne Funktion sind, produzieren dort Elektronenwolken (vgl. Abb. 3.11). Werden diese α-Teilchen aus dem Strahl herausgefiltert, werden weniger Elektronenwolken erzeugt, die potenziell einen Beitrag zum Untergrund liefern können. Der Untergrund wird somit reduziert.

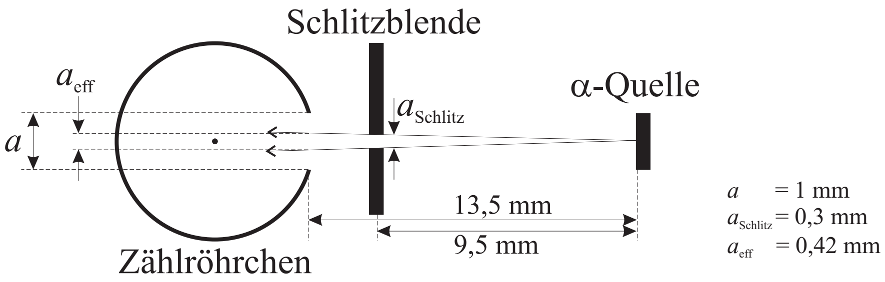

Abbildung 3.12 Eine Schlitzblende befindet sich vor dem Zählröhrchen und lässt nur α-Teilchen passieren, die sich auf die Röhrchenöffnung zubewegen (Skizze nicht maßstabstreu).

Durch Anbringen einer schmalen Schlitzblende wurde der Strahl auf die α-Teilchen begrenzt, die die Röhrchenöffnung passieren (vgl. Abb. 3.12). Die Anordnung bedingt eine Reduktion der effektiven Fläche der Zählröhrchenöffnung auf 42% der geometrischen Größe. Daher ist zu erwarten, dass die Zählrate der α-Teilchen durch die Schlitzblende etwa um den Faktor 2,5 verringert wird.

Eine Schlitzblende wurde, wie oben skizziert, vor dem Zählröhrchen in der BOTTOM-Position des Prototypen fixiert. Die Durchführung des Versuchs zur Messung des Einflusses der Feldkäfigspannung auf die Zählrate bzw. auf die Pulshöhenspektren verlief analog zu Abschnitt 3.2.1.

Zählrate bei installierter Schlitzblende

Die gemessenen Zählraten bei verschiedenen Feldkäfigspannungen sind in Abb. 3.13 für die Konfigurationen mit bzw. ohne Schlitzblende dargestellt. Im Falle der Konfiguration mit Schlitzblende wurde die Zählrate auf die geometrische Fläche der Zählröhrchenöffnung normiert, um einen Vergleich zu ermöglichen. Im Folgenden wird für diese Konfiguration stets die korrigierte Zählrate verwendet.

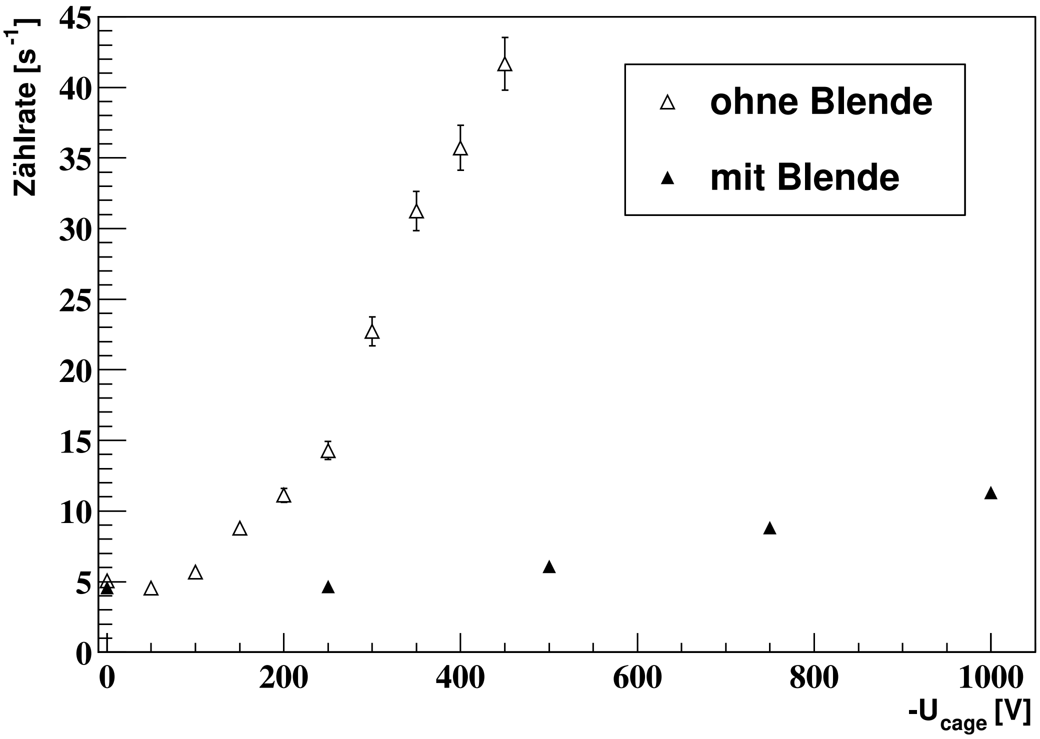

Abbildung 3.13 Vergleich der (normierten) Zählraten mit bzw. ohne Schlitzblende vor der Zählröhrchenöffnung. Falls nicht sichtbar sind die Fehlerbalken kleiner als die gezeichneten Messpunkte.

- Bei ausgeschalteter Feldkäfigspannung ($U_{\mathrm{cage}} = 0\,\mathrm{V}$) existiert der Sogeffekt noch nicht und es werden nur α-Teilchen nachgewiesen. Die Zählraten beider Konfigurationen sind daher nahezu gleich und liegen bei ca. $5\,\mathrm{s}^{-1}$.

- Bei Erhöhung von $|U_{\mathrm{cage}}|$ wird der Sogeffekt wirksam und die Zählraten steigen an. Die Schlitzblende bewirkt jedoch, dass die Zählrate der entsprechenden Konfiguration erwartungsgemäß wesentlich langsamer mit $|U_{\mathrm{cage}}|$ anwächst.

Pulshöhenspektren bei installierter Schlitzblende

Die Pulshöhenspektren bei $U_{\mathrm{cage}} = -1000\,\mathrm{V}$ und $U_{\mathrm{cage}} = -2250\,\mathrm{V}$ sind in Abb. 3.14 (links bzw. rechts) dargestellt.

- Bei $U_{\mathrm{cage}} = -1000\,\mathrm{V}$ bewirkt die Blende eine Separation von ca. 200 mV zwischen Untergrund und Hauptmaximum, so dass eine Abtrennung des Untergrunds vom eigentlichen Signal über Pulshöhendiskrimination bei einer Schwelle von 200 mV möglich wäre. Ohne Schlitzblende überlagern sich Untergrund und Hauptmaximum schon bei kleinerem $|U_{\mathrm{cage}}|$ (vgl. Abb. 3.9).

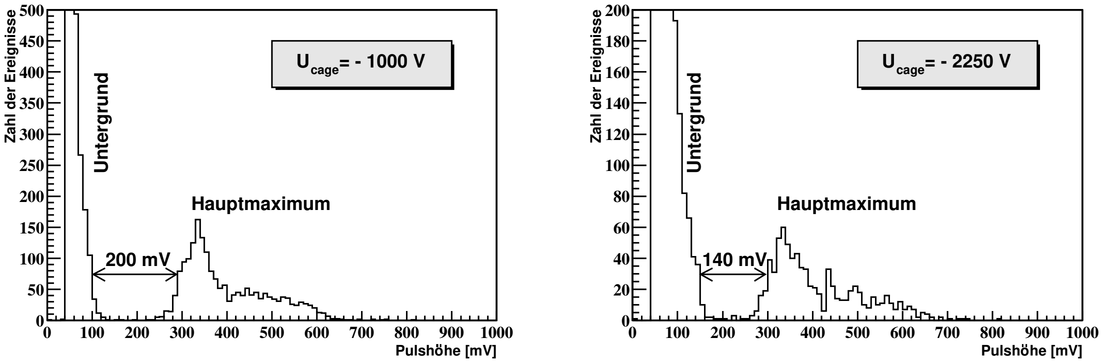

Abbildung 3.14 Pulshöhenspektrum bei installierter Schlitzblende. Die Separation zwischen Untergrundflanke und Hauptmaximum verringert sich bei größerem $|U_{\text{cage}}|$ von ca. 200 mV auf ca. 140 mV.

- Bei Erhöhung der Feldkäfigspannung auf $U_{\text{cage}} = -2250\,\text{V}$ verbreitert sich die Untergrundflanke und erstreckt sich zu größeren Pulshöhen hin. Die o. g. Separation verringert sich daher von ca. 200 mV auf ca. 140 mV.

Ursache für die Separation ist die verringerte Anzahl von Elektronen im Vorraum des Röhrchens, die dem Sogeffekt zur Verfügung stehen (vgl. Abschnitt 3.2.3).

Bei den Feldkäfigspannungen der endgültigen Ausbaustufe von $U_{\text{cage}} = -15\,\text{kV}$ ist zu erwarten, dass die Separation weiter verringert wird und eine Überlagerung des Untergrunds mit dem Hauptmaximum eintritt. Eine Unterscheidung zwischen „falschen“ und „wahren“ Signalpulsen durch Diskrimination ist dann nicht möglich.

Ergebnis

Durch den Einsatz einer Schlitzblende konnte bei steigendem $|U_{\text{cage}}|$ sowohl der Anstieg des Untergrunds als auch dessen Überlagerung mit dem eigentlichen Signal, dem Hauptmaximum, *deutlich verlangsamt werden.* Es ist zu erwarten, dass sich der Untergrund bei den hohen Feldkäfigspannungen von bis zu $-15\,\text{kV}$ der endgültigen Version des Driftgeschwindigkeitsmonitors wieder mit dem eigentlichen Signal überlagert und folglich durch Diskrimination nicht unterdrückt werden kann. In Abschnitt 3.2.5 wird eine weitere effektive Methode zur Reduktion des Untergrunds vorgestellt.

Im endgültigen Design des Driftgeschwindigkeitsmonitors befindet sich sowohl in der TOP- als auch in der BOTTOM-Einheit jeweils ein Kollimatorsystem, bestehend aus je zwei Schlitzblenden, die vor dem Zählröhrchen bzw. vor der α-Quelle angeordnet sind (vgl. Abb. 3.6). Zusätzlich zur o. g. Reduktion des Untergrunds wird durch die Strahlbegrenzung eine hohe Präzision bei der Bestimmung des Driftstreckenbeginns erreicht.

3.2.5 Unterdrückung des Untergrunds durch Folienfenster

Eine weitere Möglichkeit, den Untergrund zu verringern, besteht in der Positionierung einer dünnen Folie aus Zaponlack[7] („Folienfenster“) vor der Röhrchenöffnung. Ist die Eindringtiefe der durch den Sogeffekt angezogenen Elektronenwolken geringer als die Dicke der Folie, werden sie in der Folie gestoppt und gelangen nicht in das Röhrchen – der Untergrund wird somit unterdrückt.

Bei den im Folgenden beschriebenen Messungen wurde keine Schlitzblende verwendet.

Bedingung an die Dicke des Folienfensters

Aus der maximalen Potenzialdifferenz von 15 kV, die Elektronen im Vorraum des Röhrchens durchlaufen können, ergibt sich eine obere Schranke für ihre kinetische Energie von $E_{\mathrm{max}} = 15\,\mathrm{keV}$. Da die Elektronen durch inelastische Stöße Rotations- und Vibrationszustände der Gasmoleküle anregen und dabei kinetische Energie abgeben, ist die tatsächliche Maximalenergie der Elektronen deutlich geringer.

Elektronen mit kinetischen Energien im keV-Bereich haben eine geringe Eindringtiefe in Materie. In Aluminium beispielsweise (Dichte: $\rho = 2707\,\mathrm{mg/cm^3}$, Kernladungszahl $Z = 13$) beträgt sie für $E_{\mathrm{kin}} = 15\,\mathrm{keV}$ etwa $1\,\mu\mathrm{m}$ (nach [Fla47]). In den Zaponlack-Folienfenstern wird die Energieabgabe durch den Hauptbestandteil Kohlenstoff ($Z = 6$) bestimmt. Gemäß $R \propto 1/(Z^2 \cdot \rho)$ wurde eine maximale Reichweite der Elektronen von ca. $15\,\mu\mathrm{m}$ in Zaponlack abgeschätzt.

Durch die Lage des Folienfensters in der Nähe des Braggpeaks ist die Energieabgabe der α-Teilchen an diese besonders groß. Die Folie sollte daher dünner als $15\,\mu\mathrm{m}$ sein, da sonst auch α-Teilchen gestoppt werden.

Herstellung der Folien

Ein Tropfen Zaponlack wurde auf eine Wasseroberfläche aufgebracht, auf der er sich ausbreitete und einen dünnen Film bildete. Nach ca. 1 Minute war ein Großteil des Lösungsmittels verdunstet. Der nun feste Film („Folie“) wurde mit einem Rahmen aus dem Wasserbad gehoben und von Wasserrückständen befreit. Durch Verflüchtigung des restlichen Lösungsmittels verkleinerte sich innerhalb der folgenden Minuten die Fläche der Folie noch geringfügig. Wurde die Folie möglichst rasch in ihrer endgültigen Position fixiert, erhielt man dank dieses Effekts eine straffe, glatte Folienoberfläche. Die Dicke der Folien wurde zu ca. $5\,\mu\mathrm{m}$ bestimmt.

Folienfenster auf der Öffnung eines Zählröhrchens

Abb. 3.15 zeigt das Schema eines Zählröhrchens, das mit einer nach o. g. Verfahren hergestellten Zaponlack-Folie versehen wurde. Damit das Röhrchen mit dem Kammergas gespült wird, wurde am Rand der Zählröhrchenöffnung ein kleines Loch in die Folie geschnitten. Das so präparierte Zählröhrchen wurde in der BOTTOM-Position

[7] Bezeichnung: *CLOU Zaponlack matt Nr. 18372*. Hersteller: *CLOU*, Offenbach a. M.

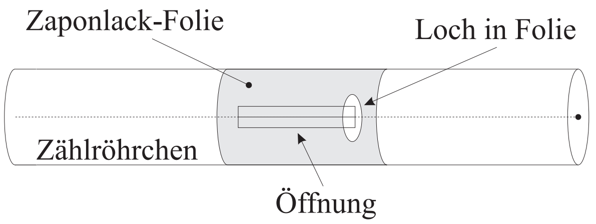

Abbildung 3.15 Mit Zaponlackfolie bespanntes Zählröhrchen. Ein kleines Loch in der Folie stellt den Kontakt des Zählröhrchenvolumens mit dem Kammergas her.

des Versuchsaufbaus eingesetzt (vgl. Abb. 3.7) und je 5000 Ereignisse bei unterschiedlichen Feldkäfigspannungen aufgenommen. Bei alle Messungen betrug die Zählrate $(4{,}25 \pm 0{,}06)\,\mathrm{s}^{-1}$. Die zugehörigen Pulshöhenspektren sind in Abb. 3.16 dargestellt.

- **Verschwinden der Untergrund-Flanke**
  Auch bei der maximal erreichbaren Feldkäfigspannung bildete sich die Untergrund-Flanke nicht mehr aus (vgl. Abb. 3.8). Die durch den Sogeffekt angezogenen Elektronen aus dem Vorraum wurden durch die Folie effektiv absorbiert.

- **Keine Verschiebung des Hauptmaximums**
  Die Position des Hauptmaximums befindet sich unabhängig von U_{cage} bei ca. 290 mV.

- **Kleineres Nebenmaximum**
  Das Nebenmaximum im Spektrum ist auch bei ausgeschaltetem Feldkäfig deutlich kleiner als im Fall ohne Zaponlack-Folie (vgl. Abb. 3.9). Dies ist ein Hinweis darauf, dass das Nebenmaximum tatsächlich ein Effekt des Röhrchenfelddurchgriffs ist (vgl. Abschnitt 3.1.3). Bei Erhöhung der Feldkäfigspannung ist kein Einfluß auf das Nebenmaximum beobachtbar.

- **Konstanter Untergrund**
  Im Bereich von Pulshöhen $< 200\,\mathrm{mV}$ ist ein konstanter Untergrund zu erkennen. Die Ursache konnte nicht geklärt werden, könnte jedoch von Elektronenwolken herrühren, die durch das Loch der Folie eingesaugt wurden. In den folgenden Experimenten, bei welchen das Folienloch deutlich kleiner gefertigt wurde, trat dieser nicht mehr auf.

Abstand des Folienfensters von der Röhrchenöffnung

Es wurde die Wirkung der Zaponlack-Folie auf die Untergrundelimination bei verschiedenen Entfernungen s vom Zählröhrchen untersucht.

Der experimentelle Aufbau aus Abb. 3.7 wurde dazu erweitert (vgl. Abb. 3.17): Ein Kunststoffschlauch („Schrumpfschlauch") wurde so geformt, dass er in die Bohrung vor der Zählröhrchenöffnung passt. Über einem Ende des Schlauchs wurde eine Zaponlackfolie angebracht.[8] Duch Verschiebung des Schrumpfschlauchs in der Bohrung

[8] Als Klebstoff zur Fixierung wurde Zaponlack verwendet.

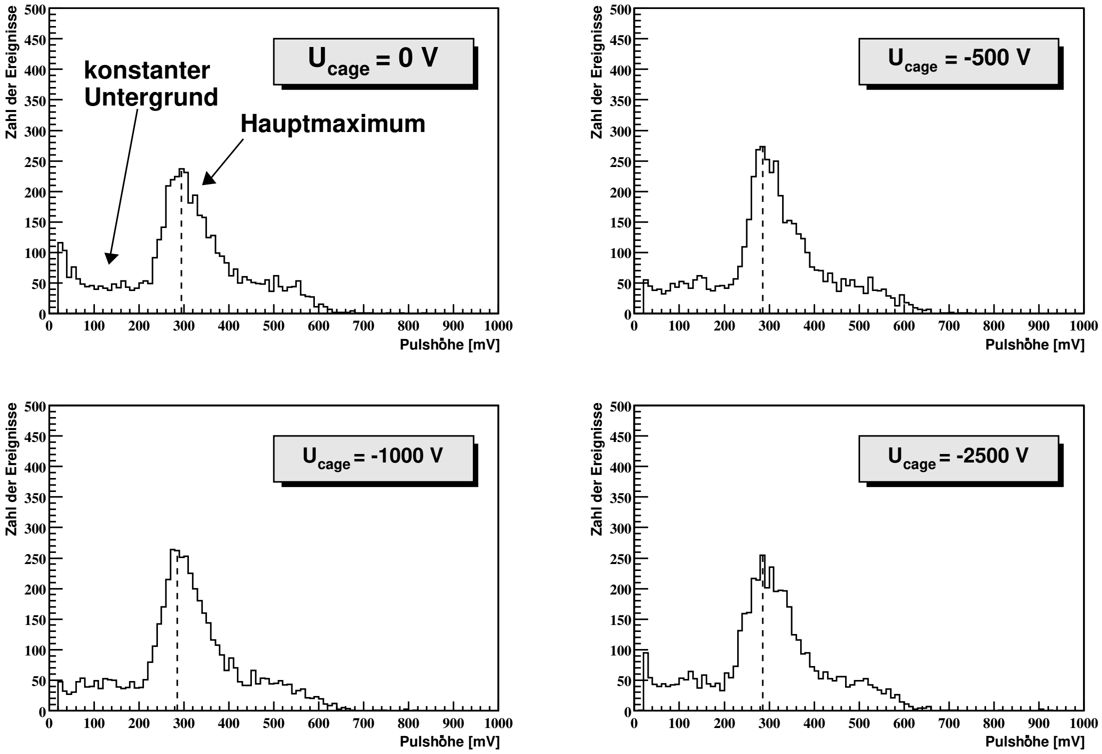

Abbildung 3.16 Pulshöhenspektren des BOTTOM-Zählröhrchens bei verschiedenen Feldkäfigspannungen. Direkt über die Röhrchenöffnung wurde eine dünne Zaponlack-Folie gespannt. Die Spektren zeigen keine signifikanten Abhängigkeiten von U_{cage} (vgl. Abb. 3.9).

kann s im Bereich zwischen 0 mm und 3 mm eingestellt werden. Über eine auf dem Kunststoffschlauch angebrachte Millimeterskala wurde s gemessen.

Die präparierte Einheit wurde an der BOTTOM-Position in den Feldkäfig eingesetzt und U_{cage} auf $-2750\,\mathrm{V}$ gesetzt. Abb. 3.18 zeigt Pulshöhenspektren auf der Grundlage von je 5000 Events, die bei verschiedenen Abständen s gemessen wurden.

Mit abnehmender Entfernung s des Folienfensters zur Röhrchenöffnung wird der Untergrund in zunehmendem Maße unterdrückt. Ferner ist eine zunehmende Separation von Untergrund-Flanke und Hauptmaximum zu beobachten. Unterhalb einer Entfernung von ca. 1 mm wurden kaum noch Untergrundsignale registriert.

Untergrundunterdrückung in der TOP-Position

Die bisherigen Untersuchungen bezogen sich stets auf das Zählröhrchen, das sich in der BOTTOM-Position des Prototypen befand (vgl. Abb. 3.7). Die Spannung U_{cage} fällt über die Widerstandskette des Feldkäfigs ab. Da die den TOP-Zähler umgebenden Feldplatten auf höherem Potenzial als die des BOTTOM-Zählers liegen (vgl. Tabelle 3.2), ist für den TOP-Zähler ein ausgeprägterer Sogeffekt zu erwarten.

Um die Wirkung des Folienfensters bei größeren Spannungsdifferenzen zu verifizieren,

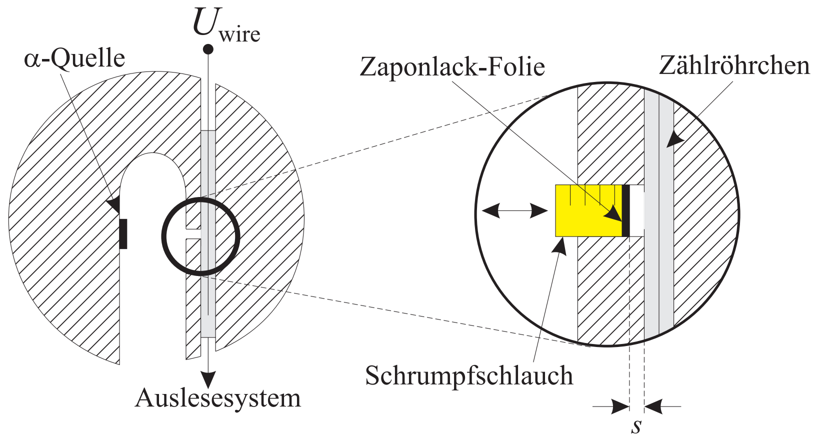

Abbildung 3.17 Experimenteller Aufbau zur Untersuchung des Einflusses des Abstands Folienfenster – Zählröhrchen. Die Zaponlack-Folie ist auf einem Kunststoffschlauch aufgebracht und kann in verschiedenen Entfernungen vor der Röhrchenöffnung positioniert werden.

Position des Zählers	Feldplatte	Spannung [V] (Prototyp)	Spannung [V] (BNL-Version)
TOP	obere	−2750	−7000
	untere	−2630	−6630
BOTTOM	obere	−717	−1840
	untere	−598	−1470

Tabelle 3.2 Spannung an den Feldplatten, die das TOP- bzw. BOTTOM-Röhrchen bei $U_{\text{cage}} = -2750\,\text{V}$ (Prototyp) bzw. $U_{\text{cage}}^{\text{BNL}} = -7000\,\text{V}$ (Ausbaustufe des Driftgeschwindigkeitsmonitors am BNL) umgeben.

wurde das Zählröhrchen in die TOP-Position eingesetzt und der mit dem Folienfenster versehene Schrumpfschlauch vollständig in die Bohrung eingeführt ($s = 0\,\text{mm}$). Abb. 3.19 zeigt die gemessenen Pulshöhenspektren für $U_{\text{cage}} = 0\,\text{V}$ bzw. $-2750\,\text{V}$. Auch hier ist kein Untergrund bei eingeschalteter Feldkäfigspannung vorhanden.

3.2.6 Pulshöhenspektrum der Ausbaustufe des Driftgeschwindigkeitsmonitors am BNL

In der Ausbaustufe des Driftgeschwindigkeitsmonitors am BNL (vgl. Abschnitt 2.2.3) befinden sich je ein Zaponlack-Folienfenster direkt vor dem TOP- bzw. BOTTOM-Zählröhrchen ($s = 0\,\text{mm}$), wobei jeweils ein Kunststoffschlauch als Trägerobjekt verwendet wurde. Die TOP- bzw. BOTTOM-Position war jeweils mit einem Kollimatorsystem versehen (vgl. Abb. 3.6). Der Driftgeschwindigkeitsmonitor war im FTPC-Gassystem installiert.

Abb. 3.20 zeigt ein bei $U_{\text{cage}}^{\text{BNL}} = -7000\,\text{V}$ aufgenommenes Pulshöhenspektrum des BOTTOM-Zählröhrchens. Dieses Spektrum stammt aus der entsprechenden, in Abschnitt 4.1 beschriebenen Messung. Die Potenziale, auf welchen die die Zählröhrchen

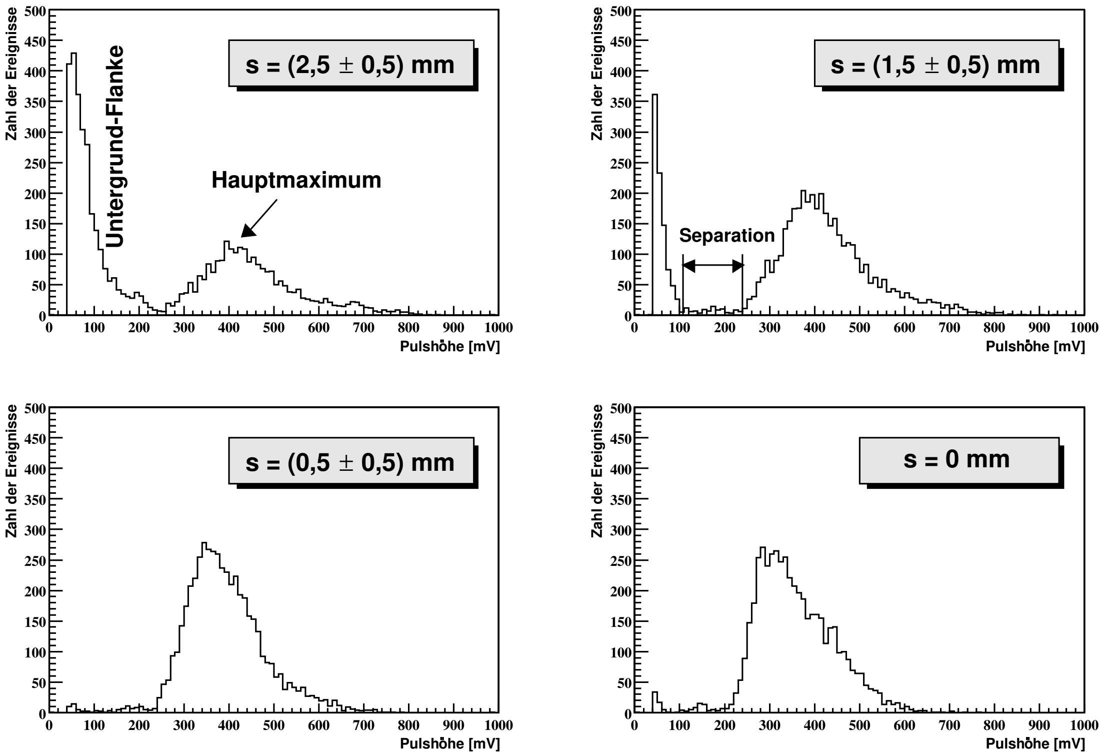

Abbildung 3.18 Messungen bei verschiedenen Abständen s der Zaponlackfolie von der Öffnung des Zählröhrchens. Die Unsicherheit in s bei der Messung für $s = 0\,\mathrm{mm}$ ist klein, da der Schrumpfschlauch so weit eingeführt wurde, dass er das Röhrchen berührt.

umgebenden Feldplatten lagen, sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Es ist zu erkennen, dass durch die Zaponlackfolie die durch den Sogeffekt angezogenen Elektronen absorbiert wurden und der Untergrund somit unterdrückt wurde. Das Pulshöhenspektrum lässt sich durch eine Landaufunktion (durchgezogene Kurve in Abb. 3.20) sehr gut beschreiben (vgl. Abschnitt 3.1.1).

Ergebnis

Es hat sich gezeigt, dass ein Folienfenster aus Zaponlack, das sehr dicht vor der Öffnung eines Zählröhrchens positioniert wird ($s < 1\,\mathrm{mm}$), ein geeignetes Mittel darstellt, um den Untergrund durch Elektronen effektiv zu eliminieren. Anhand des Prototypen des Driftgeschwindigkeitsmonitors konnte dies bis $U_{\mathrm{cage}} = -2750\,\mathrm{V}$ experimentell überprüft werden.

In der Ausbaustufe des Driftgeschwindigkeitsmonitors am BNL wurde experimentell bei beiden Zählröhrchen bis zu einer Feldkäfigspanung von $-10\,\mathrm{kV}$ keine Abhängigkeit der Zählrate von U_{cage} beobachtet. Das Pulshöhenspektrum des BOTTOM-Zählröhrchens (vgl. Abschnitt 3.2.6) ist landauverteilt und enthält keinen Untergrund mehr.

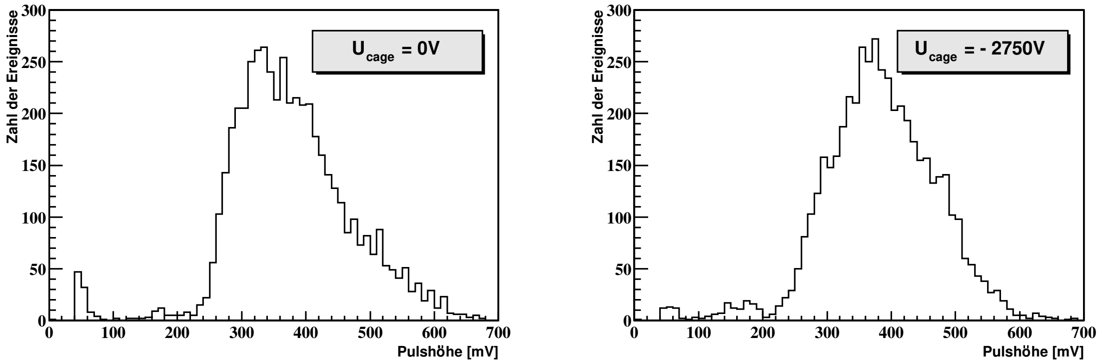

Abbildung 3.19 Gemessene Pulshöhenspektren an einem Zählröhrchen in TOP-Position bei $U_{\text{cage}} = 0\,\text{V}$ und $U_{\text{cage}} = -2750\,\text{V}$. Es ist kein Untergrund vorhanden.

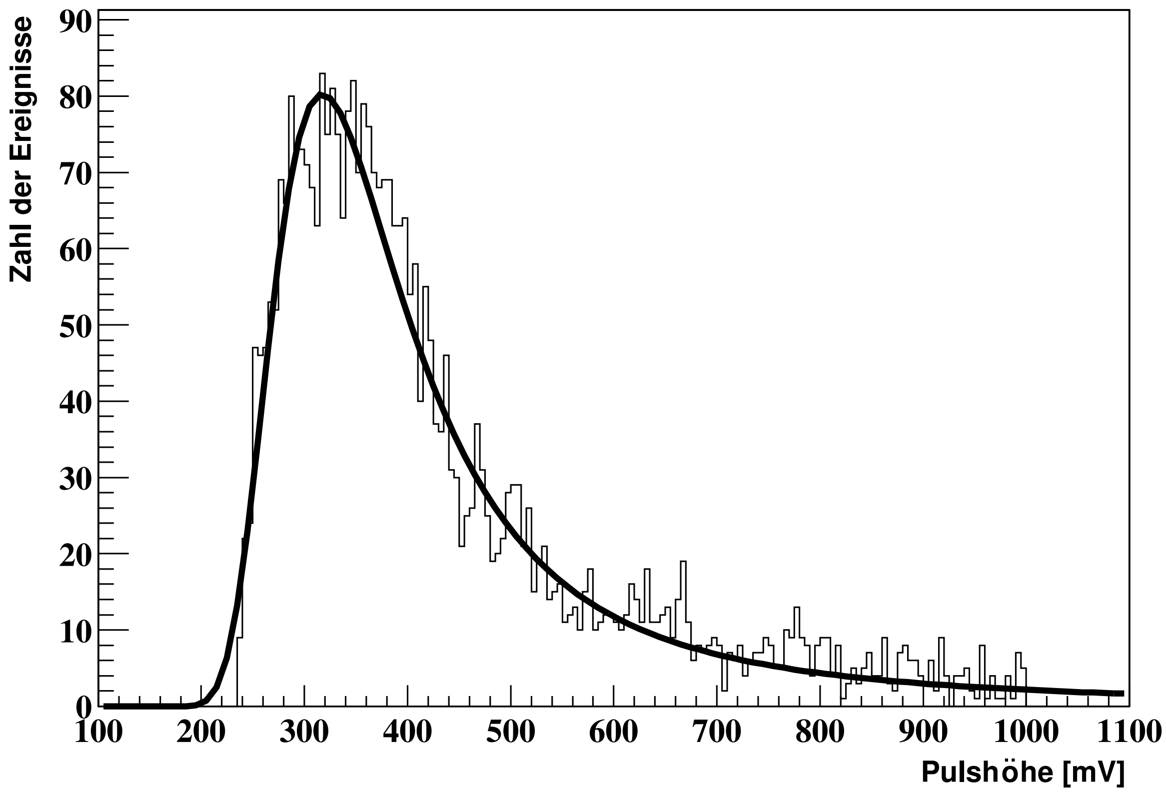

Abbildung 3.20 Pulshöhenspektrum des BOTTOM-Zählröhrchens, gemessen in der Ausbaustufe des Driftgeschwindigkeitsmonitors am BNL bei $U_{\text{cage}}^{\text{BNL}} = -7000\,\text{V}$. Der durch den Sogeffekt verursachte Untergrund wurde durch eine Zaponlack-Folie eliminiert und tritt im Spektrum nicht mehr auf. Die durchgezonene Kurve stellt eine an das Pulshöhenspektrum angepasste Laudaufunktion dar.

3.3 Messgenauigkeit des Driftgeschwindigkeitsmonitors

Auflösungsvermögen der Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit v_{drift} berechnet sich gemäß Gleichung 2.2 aus den experimentell zugänglichen Größen Driftzeit T_{drift} und Driftstecke L_{drift} zu $v_{\mathrm{drift}} = L_{\mathrm{drift}}/T_{\mathrm{drift}}$. Mit den Fehlern $\Delta T_{\mathrm{drift}}$ bzw. $\Delta L_{\mathrm{drift}}$ der entsprechenden Größen gilt für das relative Auflösungsvermögen in der Driftgeschwindigkeit nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\frac{\Delta v_{\mathrm{drift}}}{v_{\mathrm{drift}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L_{\mathrm{drift}}}{L_{\mathrm{drift}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{\mathrm{drift}}}{T_{\mathrm{drift}}}\right)^2} \quad . \tag{3.3}$$

Die folgende Abschätzung ist auf die endgültige Ausbaustufe des Driftgeschwindigkeitsmonitors bezogen. Für die erreichte Messgenauigkeit der am BNL im August 2001 in Betrieb genommenen Version siehe Abschnitt 3.4.

$\Delta L_{\mathrm{drift}}$ setzt sich folgendermaßen zusammen:

- **Konstruktionsbedingte Unsicherheit der Driftlänge**
  Der Abstand zwischen TOP- und BOTTOM-Zählröhrchen bzw. die Feldkäfiglänge L_{cage} kann durch Längenmessung mit einer Genauigkeit von $\Delta z_{\mathrm{konstr}} \approx 10\,\mu$m bestimmt werden.

- **Schlitzgröße des Blendensystems**
  Die Schlitzbreite der Kollimatorblenden beträgt jeweils $2 \cdot \Delta z_{\mathrm{Blende}} = 300\,\mu$m (vgl. Abschnitt 2.1). Der Startort der Elektronendrift ist daher mit einer Unsicherheit von $\Delta z_{\mathrm{Blende}} = 150\,\mu$m, bezogen auf die Schlitzmitte, behaftet.

$$\Rightarrow \Delta L_{\mathrm{drift}} = \sqrt{(\Delta z_{\mathrm{konstr}})^2 + 2 \cdot (\Delta z_{\mathrm{Blende}})^2} \approx 215\,\mu m \tag{3.4}$$

$$\Delta L_{\mathrm{cage}} = \Delta z_{\mathrm{konstr}} \approx 10\,\mu m. \tag{3.5}$$

Für $\Delta T_{\mathrm{drift}}$ gilt:

- **Zeitliches Auflösungsvermögen**
  Die zeitliche Auflösung des Auslesesystems (vgl. Abschnitt 2.5) wurde experimentell über die Breite der Driftzeitverteilung bestimmt, die über einen Lauf gemessen wurde. Anhand der Standardabweichung σ der angepassten Gaußkurve wurde das zeitliche Auflösungsvermögen zu $\Delta T_{\mathrm{drift,\,lang}} = 35\,$ns für die lange (vgl. Abb. 3.21) bzw. $\Delta T_{\mathrm{drift,\,kurz}} = 50\,$ns für die kurze Driftstrecke bestimmt.

- **Unterschiedliche Signallaufzeiten in den Kabeln**
  Beim Aufbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors sind Signalkabel identischer Länge zu verwenden, um Laufzeitunterschiede zu minimieren. Eine unvermeidbare Differenz von ca. 5 mm in den Kabellängen resultiert in einem vernächlässigbaren Fehler von weniger als 1 ns.

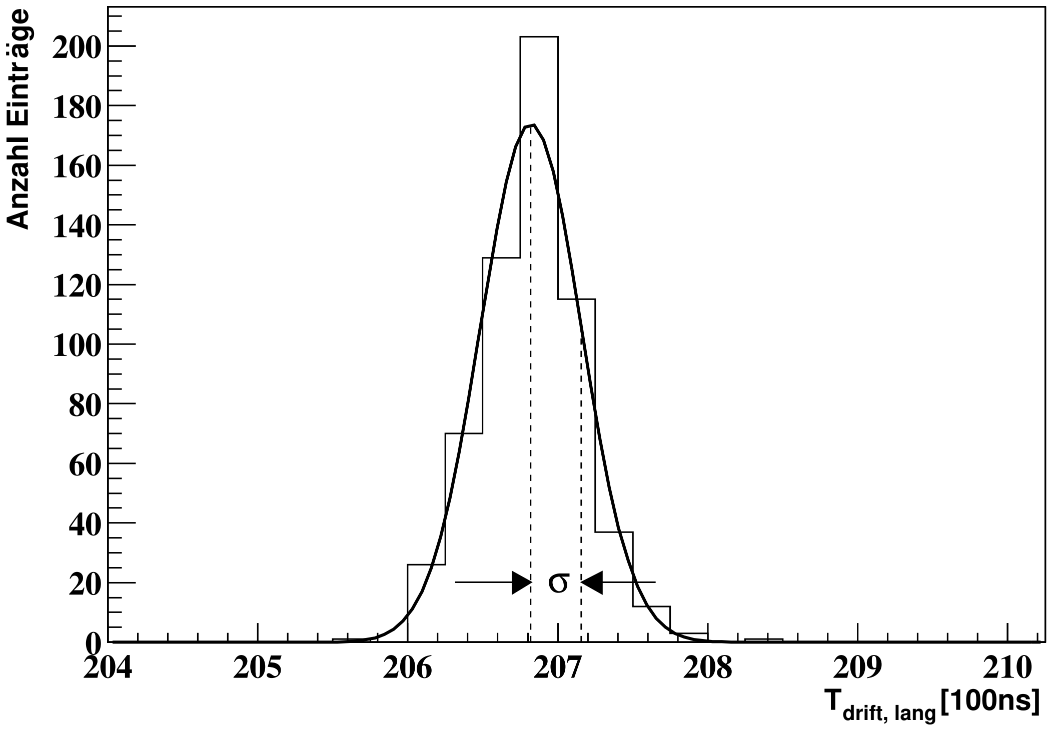

Abbildung 3.21 Verteilung der gemessenen Driftzeiten $T_{\mathrm{drift,\,lang}}$ über die lange Strecke des Driftgeschwindigkeitsmonitors (635 Ereignisse). Die Standardabweichung $\sigma \approx 35\,\mathrm{ns}$ der angepassten Gaußkurve (durchgezogene Kurve) gibt das zeitliche Auflösungsvermögen $\Delta T_{\mathrm{drift}}$ des Datenauslesesystems an.

$$\Rightarrow \Delta T_{\mathrm{drift}} = \sqrt{(\Delta T_{\mathrm{drift,\,kurz}})^2 + (\Delta T_{\mathrm{drift,\,lang}})^2} \approx 60\,\mathrm{ns} \tag{3.6}$$

In Abb. 3.22 ist der Zusammenhang des relativen Auflösungsvermögens $\Delta v_{\mathrm{drift}}/v_{\mathrm{drift}}$ in Abhängigkeit von der angelegten Feldkäfigspannung U_{cage} dargestellt. Für $U_{\mathrm{cage}} = -8\,\mathrm{kV}$ ergibt sich

$$\boxed{\left.\frac{\Delta v_{\mathrm{drift}}}{v_{\mathrm{drift}}}\right|_{U_{\mathrm{cage}}=-8\,\mathrm{kV}} = 1{,}5\,‰} \quad . \tag{3.7}$$

Fehlerabschätzung der Driftfeldstärke

Die elektrische Feldstärke im Driftkanal berechnet sich gemäß

$$E_{\mathrm{drift}} = \frac{U_{\mathrm{cage}}}{L_{\mathrm{cage}}} \quad . \tag{3.8}$$

Für den relativen Fehler gilt

$$\frac{\Delta E_{\mathrm{drift}}}{E_{\mathrm{drift}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L_{\mathrm{cage}}}{L_{\mathrm{cage}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_{\mathrm{cage}}}{U_{\mathrm{cage}}}\right)^2} \quad . \tag{3.9}$$

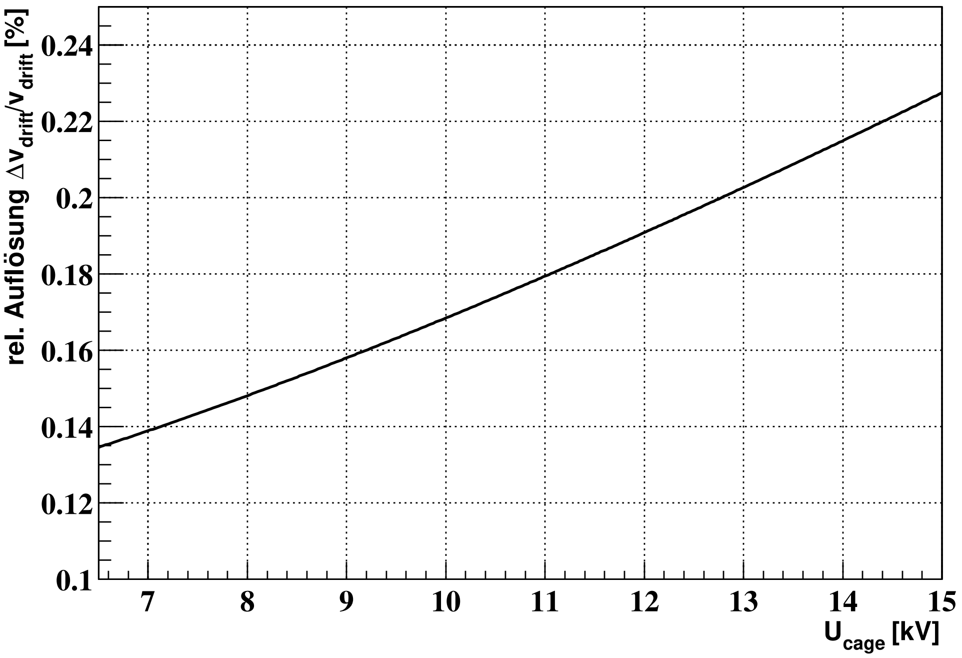

Abbildung 3.22 Abhängigkeit des relativen Auflösungsvermögens des Driftgeschwindigkeitsmonitors in v_{drift} von der Feldkäfigspannung U_{cage}.

Das Hochspannungsnetzgerät[9] liefert U_{cage} bis $-15\,\mathrm{kV}$ mit einer Unsicherheit von $\pm 4\,\mathrm{V}$. Damit ergibt sich für $U_{\mathrm{cage}} = -8\,\mathrm{kV}$

$$\boxed{\left.\frac{\Delta E_{\mathrm{drift}}}{E_{\mathrm{drift}}}\right|_{U_{\mathrm{cage}}=-8\,\mathrm{kV}} = 0{,}5\,‰} \quad . \tag{3.10}$$

3.4 Messgenauigkeit des Driftgeschwindigkeitsmonitors in der Ausbaustufe August 2001 am BNL

Die Version des Driftgeschwindigkeitsmonitors, die im August 2001 im Gassystem der FTPCs am BNL in Betrieb genommen wurde, weist gegenüber der endgültigen Ausbaustufe folgende für die Fehlerabschätzung relevante Unterschiede auf (vgl. auch Abschnitt 2.2.3):

- Die Längen des Feldkäfigs und der Driftstrecke wurden auf

$$\begin{aligned} L_{\mathrm{cage}}^{\mathrm{BNL}} &= 17,00\,\mathrm{cm} \\ L_{\mathrm{drift}}^{\mathrm{BNL}} &= 11,92\,\mathrm{cm} \end{aligned}$$

  reduziert.

[9]Modell: `A429N`, Hersteller: `CAEN S.p.A.`, Viareggio, Italien

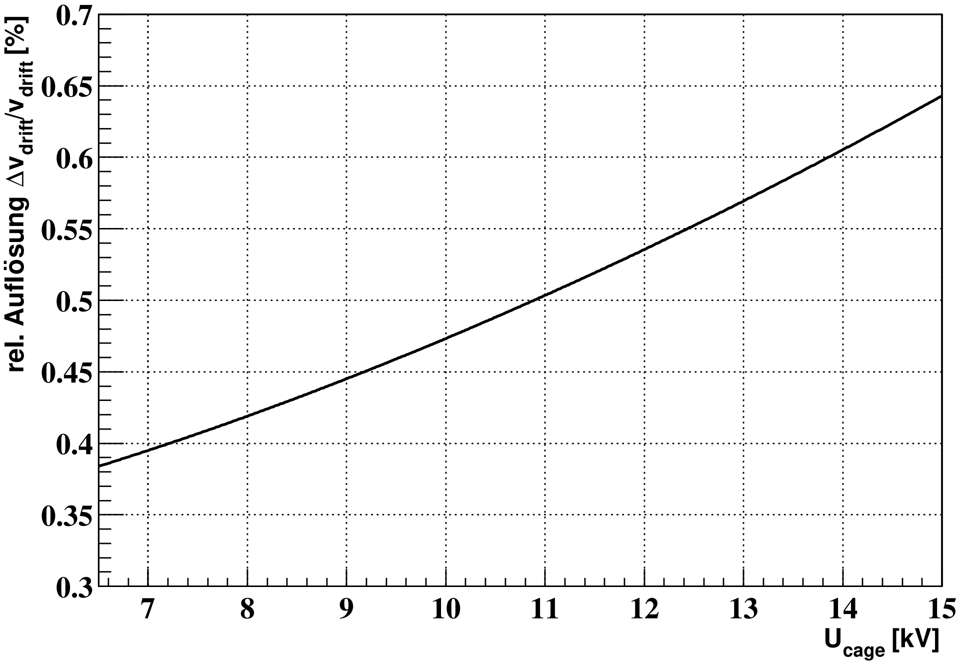

Abbildung 3.23 Relatives Auflösungsvermögen des Driftgeschwindigkeitsmonitors in der Ausbaustufe August 2001 am BNL.

- Durch die zahlreichen Modifikationen des Feldkäfigs sowie das Einsetzen von Kapton-Folien wurden die Fehler in den Längenabmessungen zu

$$\begin{aligned}\Delta L_{\mathrm{drift}}^{\mathrm{BNL}} &= 370\,\mu\mathrm{m} \\ \Delta L_{\mathrm{cage}}^{\mathrm{BNL}} &= 300\,\mu\mathrm{m}\end{aligned}$$

  abgeschätzt. Durch exaktes Vermessen des Feldkäfigs am Ende der Strahlzeit können diese Fehler deutlich reduziert werden.

- Während des Zeitraums von August 2001 bis November 2001 wurde der Feldkäfig mit $U_{\mathrm{cage}} = -8\,\mathrm{kV}$ betrieben.

Aus Gleichung 3.3 bzw. 3.9 erhält man

$$\boxed{\left.\frac{\Delta v_{\mathrm{drift}}}{v_{\mathrm{drift}}}\right|_{U_{\mathrm{cage}}=-8\,\mathrm{kV}} = 4{,}2\,‰} \tag{3.11}$$

bzw.

$$\boxed{\left.\frac{\Delta E_{\mathrm{drift}}}{E_{\mathrm{drift}}}\right|_{U_{\mathrm{cage}}=-8\,\mathrm{kV}} = 2{,}0\,‰} \quad . \tag{3.12}$$

Die U_{cage}-Abhängigkeit der relativen Auflösung dieser Ausbaustufe ist in Abb. 3.23 dargestellt.

4 Experimentelle Resultate

Die in diesem Kapitel vorgestellten Resultate wurden mit dem im FTPC-Gassystem integrierten Driftgeschwindigkeitsmonitor erzielt, dessen Ausbaustufe in Abschnitt 2.2.3 beschrieben ist. Die Fehlerabschätzungen basieren auf den in Abschnitt 3.4 dargelegten Annahmen. Zur Datenaufnahme und -auswertung vgl. Abschnitt 2.5.

4.1 Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld

Der im FTPC-Gassystem integrierte Driftgeschwindigkeitsmonitor ermöglicht es, durch Variation der Feldkäfigspannung U_{cage} die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit v_{drift} vom elektrischen Driftfeld E_{drift} experimentell zu bestimmen.

- $|U_{\mathrm{cage}}|$ wurde in 500 V-Schritten von 7000 V auf 9500 V erhöht und jeweils ein Run zu 5000 Ereignissen durchgeführt.
- Die einzelnen Runs wurden an unterschiedlichen Tagen zwischen dem 7. und 11. August 2001 durchgeführt. Die in diesem Zeitraum aufgetretenen Luftdruckschwankungen wurden durch Normierung der gemessenen Driftgeschwindigkeiten auf Normaldruck ($p_0 = 1013\,\mathrm{mbar}$) gemäß Gleichung A.10 berücksichtigt.
- Die Gastemperatur des Driftgeschwindigkeitsmonitors lag während des Zeitraums der Messungen konstant bei $T_{\mathrm{DGM}} = 23{,}6\,°\mathrm{C}$.

Zur Bestimmung der jeweiligen mittleren Driftzeit $\langle T_{\mathrm{drift}} \rangle$ wurde die Differenz aus den mittleren Driftzeiten der beiden Driftstrecken $\langle T_{\mathrm{drift,\,kurz}} \rangle$ und $\langle T_{\mathrm{drift,\,lang}} \rangle$ gebildet (vgl. Abb. 2.7). Abb. 4.1 stellt Verteilungen der Driftzeit $T_{\mathrm{drift,\,lang}}$ dar, die über der langen Driftstrecke des Driftgeschwindigkeitsmonitors gemessen wurden. Jeder Peak stellt dabei einen Run bei einer jeweils fest eingestellten Spannung dar. Erwartungsgemäß ist eine Verkleinerung von $T_{\mathrm{drift,\,lang}}$ bei steigendem U_{cage} zu beobachten, da nach Gleichung A.4 $v_{\mathrm{drift}} \propto E_{\mathrm{drift}}$ gilt. Für $T_{\mathrm{drift,\,kurz}}$ wurde eine analoge Beobachtung gemacht.

Für verschiedene Gasmischungsverhältnisse wurde die Abhängigkeit $v_{\mathrm{drift}}(E_{\mathrm{drift}})$ mit `MAGBOLTZ` für p_0 und T_{DGM} simuliert. In Abb. 4.2 sind die Messpunkte sowie die simulierten Daten graphisch dargestellt.

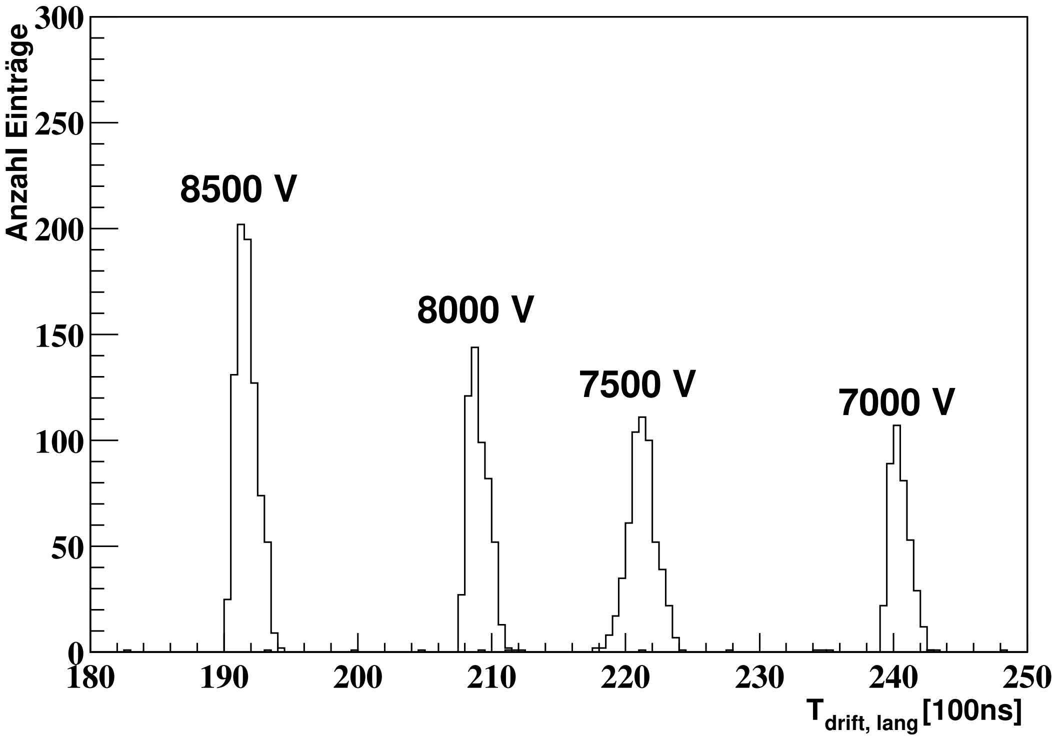

Abbildung 4.1 Gemessene Driftzeiten $T_{\mathrm{drift,\,lang}}(U_{\mathrm{cage}})$ über die lange Driftstrecke bei verschiedenen Feldkäfigspannungen U_{cage}. Jeder Peak entspricht einem Lauf des Driftgeschwindigkeitsmonitors über 5000 Ereignisse und wird zur jeweiligen Bestimmung von $\langle T_{\mathrm{drift,\,lang}} \rangle$ verwendet.

- Der aufgrund Gleichung A.3 erwartete, in erster Ordnung lineare Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit und elektrischem Feld wird durch die Messpunkte bestätigt.

- Im Rahmen des Messfehlers sind die simulierten Daten mit den experimentellen Werten für ein Ar/CO_2-Verhältnis von $50\% : 50\%$ verträglich.

- Im FTPC-Gassystem sind Schwankungen in der Gaszusammensetzung um einen Prozentpunkt möglich. Dies könnte die Abweichung des Datenpunktes bei $E_{\mathrm{cage}} \approx 440\,\mathrm{V/cm}$ erklären. Eine Variation der Gasmischung um einen Prozentpunkt bewirkt einen Rekonstruktionsfehler von ca. 1 cm in der radialen Koordinate der FTPC. Das Auftreten solcher Schwankungen in v_{drift} verdeutlicht die Notwendigkeit, die aktuelle Driftgeschwindigkeit des Kammergases permanent zu überwachen.

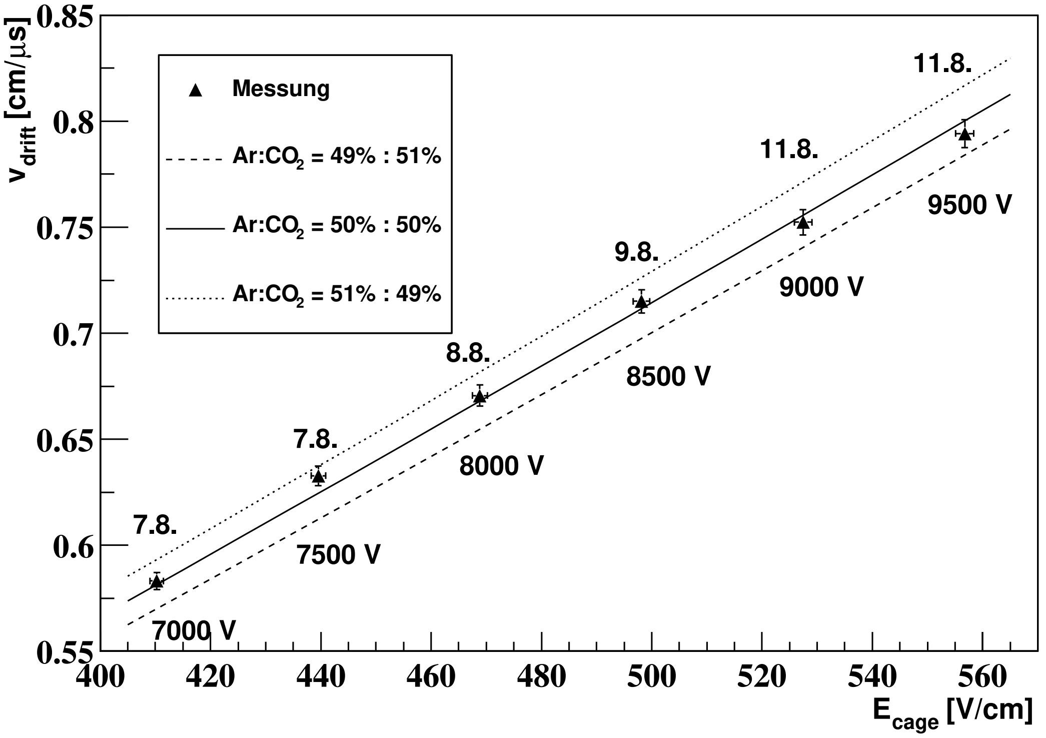

Abbildung 4.2 Die Datenpunkte stellen die auf Normaldruck korrigierten Driftgeschwindigkeiten v_{drift} für verschiedene Driftfeldstärken E_{cage} dar, die mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor gemessen wurden. Zu jedem Datenpunkt ist das Datum der Messung (oberhalb) sowie die Feldkäfigspannung U_{cage} (unterhalb) vermerkt. Die drei eingezeichneten Kurven zeigen die simulierten Driftgeschwindigkeiten für unterschiedliche Gasmischungen.

4.2 Zeitliche Entwicklung der Driftgeschwindigkeit

Aufgabe des Driftgeschwindigkeitsmonitors ist es, die Driftgeschwindigkeit v_{drift} des aus der FTPC austretenden Gases zu messen, um zeitliche Schwankungen in v_{drift} zu erkennen. Zu diesem Zweck wurde der Driftgeschwindigkeitsmonitor in der in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Ausbaustufe ($U_{\mathrm{cage}}^{\mathrm{BNL}} = -8\,\mathrm{kV}$) parallel zur Datennahme der FTPCs betrieben.

Die im Zeitraum vom 21. bis 25. November 2001 gemessene zeitliche Entwicklung von v_{drift} ist in Abb. 4.3 dargestellt. Über den betrachteten Zeitraum lag der an den atmosphärischen Druck gekoppelte Gasdruck p im FTPC-Gassystem zwischen 1016 mbar und 1026 mbar. Änderungen in p wirken sich auf die Driftgeschwindigkeit gemäß $v_{\mathrm{drift}} \propto 1/p$ aus (vgl. Gleichung A.10). Deutlich zu erkennen ist, dass v_{drift} sich im Wesentlichen wie der inverse Druck $1/p$ entwickelt, der durch die durchgezogene Linie dargestellt wird.

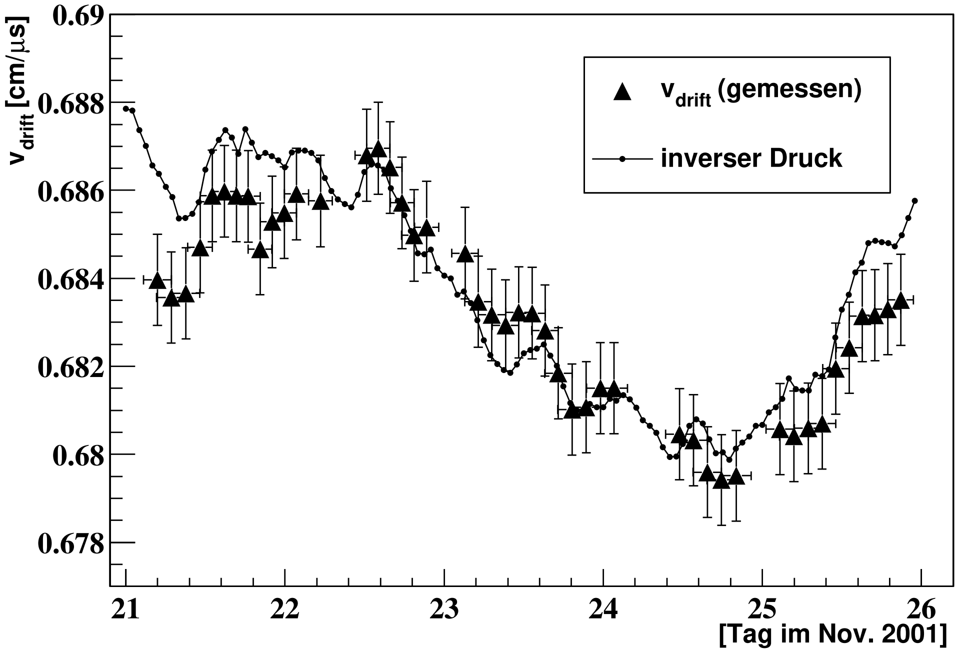

Abbildung 4.3 Mit dem im Gasrückfluss der West-FTPC installierten Driftgeschwindigkeitsmonitor gemessene Entwicklung von v_{drift} über den Zeitraum vom 21. bis zum 25. November 2001. Die durchgezogene Linie stellt den inversen Gasdruck $1/p$ dar (willkürliche Einheiten).

Effekte des Gases auf v_{drift}

Abb. 4.4 zeigt die auf $p = 1023\,\mathrm{mbar}$ normierten Werte von v_{drift}. Da die Temperatur über den Zeitraum der Messung konstant war, sind die verbleibenden Schwankungen in v_{drift}, die in der Größenordnung von 5 ‰ lagen, auf Effekte des Gases zurückzuführen.

- Die Driftgeschwindigkeit v_{drift} ist sensitiv auf geringfügige Änderungen des Mischungsverhältnisses von Ar und CO_2: Durchaus realistische Schwankungen um 0,25 Prozentpunkte bewirken unter den vorliegenden Bedingungen bereits die beobachteten Änderungen in v_{drift} von $\approx 0{,}004\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ (simuliert mit `MAGBOLTZ`).
- Am 22. November fand ein CO_2-Flaschenwechsel statt (vgl. Abbildungen 4.3 und 4.4). Dieser ist durch einen Sprung zu größerem v_{drift} deutlich erkennbar.[1] Während des Runs wurden durch andere Methoden ebenfalls unterschiedliche Gasqualitäten der Gasflaschen festgestellt (vgl. u. a. Abschnitt 4.4).

4.3 Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit

In diesem Abschnitt wird die Driftgeschwindigkeit der West-FTPC mittels des im Gassystem installierten Driftgeschwindigkeitsmonitors (vgl. Abschnitt 2.2.3) exemplarisch

[1] Da der statistische Fehler klein ist, ist v_{drift} systematisch innerhalb der Fehlerbalken verschoben.

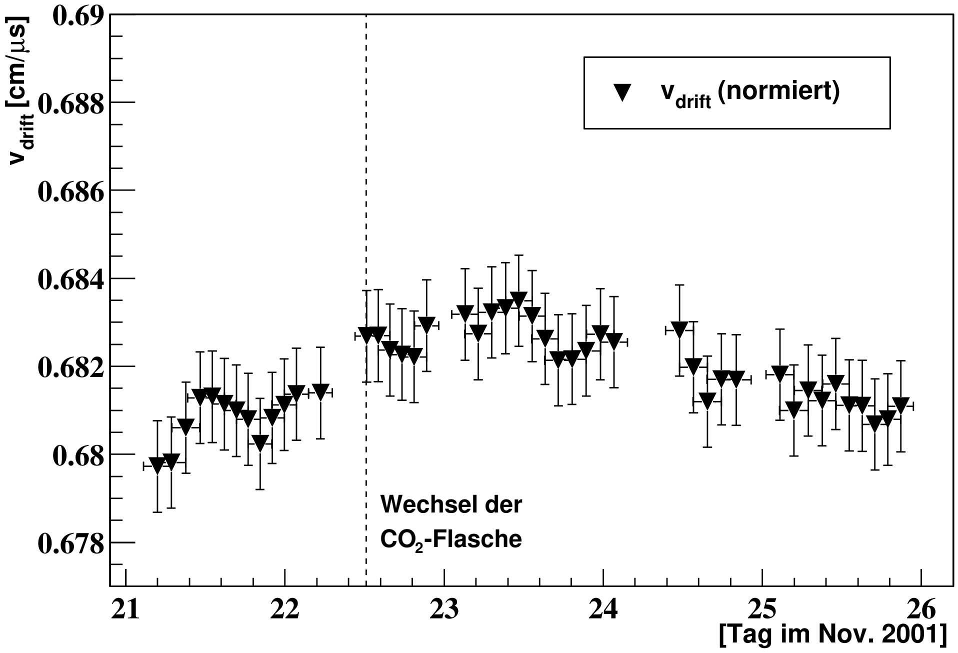

Abbildung 4.4 Entwicklung der Driftgeschwindigkeit (normiert auf einen Gasdruck von 1023 mbar). Es wurde dieselbe Datengrundlage wie in Abb. 4.3 verwendet.

für einen STAR-Run kalibriert. Das Ergebnis wurde mit der Methode des Charge-Steps verglichen, welche eine Abschätzung der maximalen Driftzeit ermöglicht.

4.3.1 Ablauf der Kalibrierung

Das Softwarepaket `MAGBOLTZ` ermöglicht die Berechnung der Elektronendriftgeschwindigkeit in Gasen. Für diese Simulation müssen Gasparameter wie Druck, Temperatur und Mischungsverhältnis der einzelnen Gaskomponenten bekannt sein, aber auch die (lokal) herrschenden elektrischen und magnetischen Felder.

Das exakte Mischungsverhältnis der Gaskomponenten hat einen empfindlichen Einfluss auf v_{drift}. Der Ar- bzw. CO_2-Anteil im FTPC-Kammergas ist apparativ bedingt nur in der Größenordnung von einem Prozentpunkt genau bekannt und unterliegt zudem zeitlichen Schwankungen (vgl. Abschnitte 4.1 und 4.2). Derartige Abweichungen bewirken in den FTPCs gemäß Simulationen einen Fehler in der radialen Ortsrekonstruktion der Cluster von bis zu 1 cm.

Die Kalibrierung mittels des Driftgeschwindigkeitsmonitors läuft prinzipiell folgendermaßen ab:

1. Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigeit vom elektrischen Driftfeld $v_{\mathrm{drift}}(E)$ wird für die bekannten Größen Druck und Temperatur des FTPC-Kammergases mittels `MAGBOLTZ` berechnet. Diese Simulation wird für verschiedene Gasmischungsverhältnisse innerhalb der o. g. Unsicherheit durchgeführt, so dass man eine Kur-

venschar $v_{\mathrm{drift}}(E; Ar)$ erhält. Der Parameter Ar steht dabei für den in den Simulationen jeweils verwendeten Ar-Anteil des Kammergases.

2. Der Driftgeschwindigkeitsmonitor misst den Wert der Driftgeschwindigkeit $v_{\mathrm{drift}}(E_{\mathrm{drift}}; Ar_{\mathrm{gas}})$ im austretenden Kammergas der FTPCs. Dabei bezeichnet E_{drift} das im Driftkanal herrschende elektrische Feld und Ar_{gas} den tatsächlich vorliegenden Ar-Anteil im Gas. Der Wert $v_{\mathrm{drift}}(E_{\mathrm{drift}}; Ar_{\mathrm{gas}})$ wird im Folgenden auch *Kalibrierungspunkt* genannt.

3. Der gemessene Wert $v_{\mathrm{drift}}(E_{\mathrm{drift}}; Ar_{\mathrm{gas}})$ wird mit der simulierten Kurvenschar $v_{\mathrm{drift}}(E; Ar)$ verglichen. Die Kalibrierung besteht darin, aus der Kurvenschar diejenigen Kurven zu selektieren, die mit dem Kalibrierungspunkt verträglich sind. Auf diese Weise wird der Ar-Gehalt des Gases auf das Intervall eingegrenzt, für welches die simulierten Daten die beste Übereinstimmung mit dem Experiment haben. An diesem Punkt geht das Auflösungsvermögen des Driftgeschwindigkeitsmonitors ein: Je kleiner der Fehler des Kalibrierungspunktes ist, desto genauer lässt sich der Ar-Gehalt eingrenzen.

4. Zur Clusterrekonstruktion in der FTPC kann auf diese Weise eine optimal an die Drifteigenschaften des Kammergases angepasste Driftmap (siehe Anhang A.1.3) ausgewählt werden.

4.3.2 Durchführung einer Kalibrierung mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor

Wenn nicht anders angegeben, sind alle folgenden Aussagen dieses Abschnitts auf STAR-Run[2] Nr. `2314009` vom 10. Nov. 2001 bezogen:

- Es handelt sich um einen sog. „Zero-Field-Run“, bei dem das STAR-Magnetfeld nicht eingeschaltet ist. $\vec{E} \times \vec{B}$-Korrekturen sind bei der Cluster-Rekonstruktion in der FTPC nicht erforderlich.

- Der Vergleich mit dem Charge-Step wird mit der West-FTPC durchgeführt, da der installierte Driftgeschwindigkeitsmonitor das Gas dieser Kammer untersucht (vgl. Abschnitt 2.6). Die Ost-FTPC war während dieses Runs nicht in Betrieb.

- FTPC-Kammergasdruck und -temperatur lagen während der gesamten Dauer des Runs bei 1016 mbar bzw. $T_{\mathrm{FTPC}} = 27{,}0\,^{\circ}\mathrm{C}$.

Die Temperatur des Gases im Driftgeschwindigkeitsmonitor lag mit $T_{\mathrm{DGM}} = 23{,}4\,^{\circ}\mathrm{C}$ unterhalb T_{FTPC}. Der im Driftgeschwindigkeitsmonitor ermittelte Wert der Driftgeschwindigkeit wurde daher gemäß Gleichung A.10 auf die FTPC-Temperatur korrigiert und zu $v_{\mathrm{drift}}(E_{\mathrm{cage}} = 469{,}5\,\mathrm{V/cm}) = 0{,}692\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ bestimmt. Er ist in Abb. 4.5 als Datenpunkt mit den entsprechenden Fehlerbalken eingezeichnet.

Das exakte Verhältnis der Gaskomponenten ist am Mischer nominell auf 50% : 50% eingestellt, unterliegt jedoch Variationen in der Größenordnung weniger Prozentpunkte. Diese Schwankungen beeinflussen v_{drift} signifikant. Die diagonalen Linien in Abb.

[2] `http://ch2linux.star.bnl.gov/RunLog2001/`

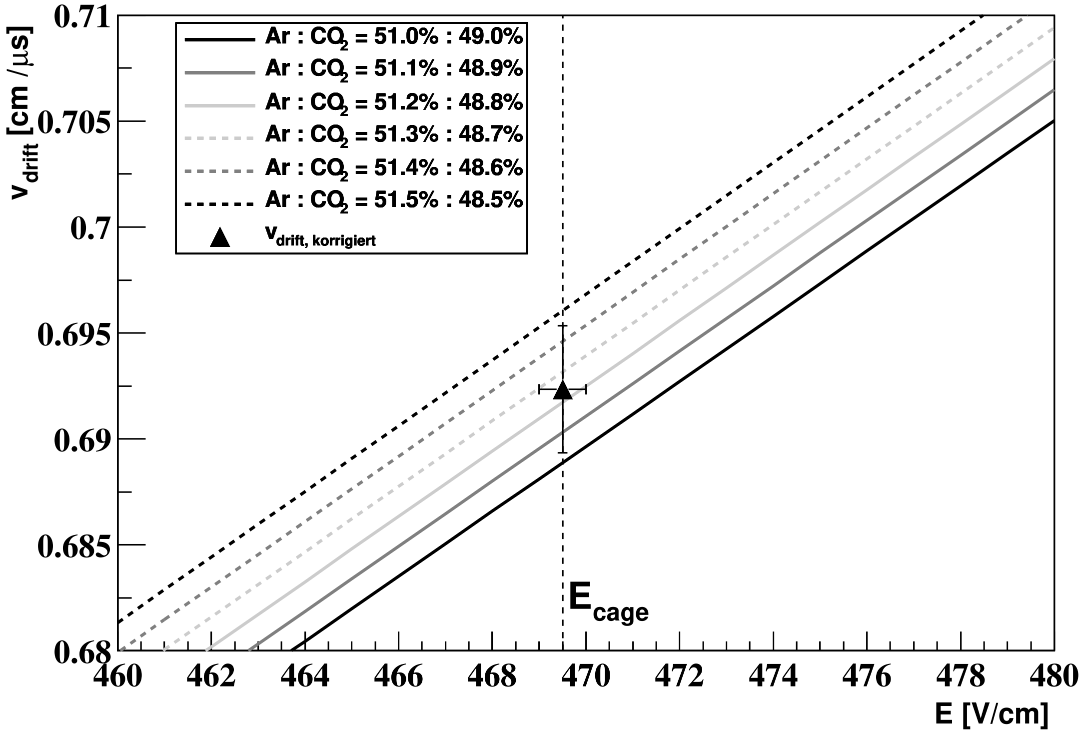

Abbildung 4.5 Der Datenpunkt zeigt die mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor gemessene Driftgeschwindigkeit, die auf die Bedingungen des FTPC-Kammergasgemisches korrigiert wurde. Die diagonalen Linien stellen die für verschiedene Gasmischungsverhältnisse simulierte Driftgeschwindigkeit über dem elektrischen Feld E dar.

4.5 stellen die simulierte Driftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes für verschiedene Ar/CO_2-Mischungsverhältnisse dar. Mittels des über den Driftgeschwindigkeitsmonitor gemessenen Punktes ist es möglich, für die Simulation die Gaszusammensetzung mit der besten Übereinstimmung zu selektieren und somit die Kalibrierung von $v_{\mathrm{drift}}(r)$ vorzunehmen. Ein Ar-Anteil des Gases im Bereich 51,0 % ... 51,5 % ist mit dem Messwert des Driftgeschwindigkeitsmonitors verträglich.

4.3.3 Vergleich mit dem Charge-Step

Der Charge-Step, der durch die Ladungsverteilung der Elektronenwolken („Cluster") in der FTPC sowie der radialen Driftgeometrie der Kammer zustandekommt, bietet eine weitere Kalibrierungsmöglichkeit für $v_{\mathrm{drift}}(r)$. Die in Abschnitt 4.3.2 vorgenommene Kalibrierung wird mit dieser Methode verglichen.

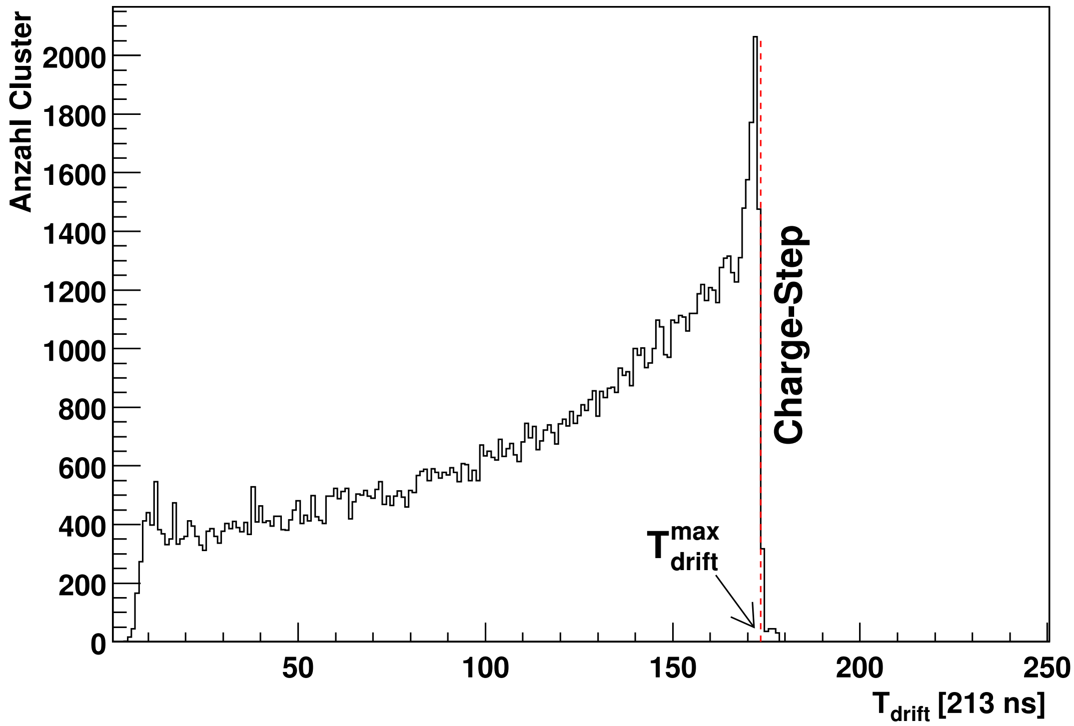

Abbildung 4.6 Zeitliche Verteilung der Cluster über die Driftzeit T_{drift}. Gestrichelt eingezeichnet ist die maximale Driftzeit $T_{\mathrm{drift}}^{\mathrm{max}}$, die sich aus der Lage der abfallenden Flanke („Charge-Step“) ergibt.

Ladungsverteilung in den FTPCs: Der Charge-Step

Die durch Teilchendurchgang im sensitiven Volumen der FTPC erzeugten Cluster driften im radialen Driftfeld auswärts und werden auf der Ausleseebene der FTPC nachgewiesen (vgl. Abschnitt 1.3.1). In Abb. 4.6 ist die zeitliche Verteilung der registrierten Cluster dargestellt, die auf in der West-FTPC aufgenommenen Daten von 110 Gold+Gold-Kollisionen des o. g. STAR-Runs basiert. Deutlich erkennbar ist eine zu größeren Driftzeiten und damit zu kleineren Radien hin steigende Anzahl nachgewiesener Cluster:

- In der Nähe des inneren Radius R_{i} der FTPCs befinden sich vergleichsweise viele Cluster. Dies ist einerseits auf die bei Gold+Gold-Kollisionen bevorzugte Teilchenproduktion in Vorwärtsrichtung und andererseits auf die zunehmende Kontamination in Strahlrohrnähe zurückzuführen. Aufgrund des langen Weges zur Ausleseebene beim Radius R_{a} liegen sie im Bereich großer Driftzeiten.

- Das radiale Driftfeld bewirkt, dass die Driftgeschwindigkeit zu größeren Radien hin abnimmt ($v_{\mathrm{drift}} \propto E \propto 1/r$). Zwei Cluster, die aus dem Inneren kommen, liegen daher beim Nachweis zeitlich dichter beieinander als zwei von weiter außen stammende Cluster mit gleicher radialer Separation zu Beginn. Dies bedingt eine zusätzliche zeitliche Verdichtung der gefundenen Cluster bei großen T_{drift}.

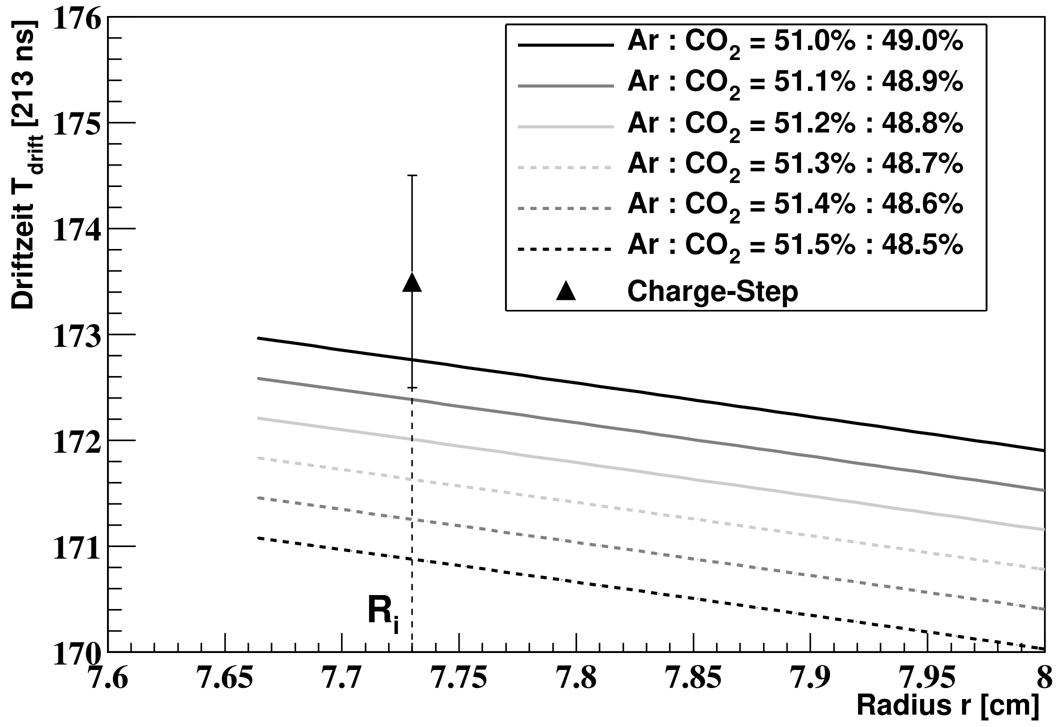

Abbildung 4.7 Lage des Charge-Steps (Datenpunkt). Ferner sind die simulierten Driftzeiten $T_{\mathrm{drift}}(r)$ eines Clusters vom Radius r zur Ausleseebene der FTPC bei unterschiedlichen Gaszusammensetzungen dargestellt, die gemäß der Kalibrierung aus Abschnitt 4.3.2 selektiert wurden (durchgezogene Linien).

Nach einer bestimmten Zeit sind alle Cluster, die im sensitiven Volumen der FTPC erzeugt wurden, im elektrischen Feld nach außen gedriftet. Dies äußert sich durch eine scharfe Kante in der Driftzeitverteilung, dem sog. *Charge-Step.* Die zeitliche Position des Charge-Steps markiert die maximale Driftzeit $T_{\mathrm{drift}}^{\mathrm{max}}$: sie rührt von den von R_{i} stammenden Clustern her, welche die gesamte Kammer radial durchquert haben. $T_{\mathrm{drift}}^{\mathrm{max}}$ und damit die zeitliche Lage des Charge-Steps wurde aus Daten des Runs zu (173,5±1,0) Timebins bestimmt, wobei ein Timebin 213 ns entspricht (vgl. Abb. 4.6).

Vergleich beider Methoden

Die durchgezogenen Kurven in Abb. 4.7 stellen den Zusammenhang zwischen der Driftzeit T_{drift} einer Elektronenwolke bis zur Ausleseebene und ihrem Ursprungsort r für die Gasmischungen dar. Es sind nur die Kurven dargestellt, die in dem durch die Kalibrierung in Abschnitt 4.3.2 selektierten Intervall liegen, d. h. die einen Ar-Anteil zwischen 51,0 % und 51,5 % haben. Diese Zusammenhänge ermöglichen den Übergang von der T_{drift}- in die r-Darstellung der FTPC und sind Bestandteil der zur Rekonstruktion verwendeten Driftmaps (vgl. A.1.2). In den gezeigten Kurven ist bereits die „t_0“ genannte

Zeitdifferenz von 2,45 μs berücksichtigt, die auf die Laufzeit des Startsignals von den STAR-Triggerdetektoren bis zum FTPC-System zurück geht [Old01].

Cluster, die nach der maximalen Driftzeit $T_{\mathrm{drift}}^{\mathrm{max}}$ registriert wurden, stammen vom inneren Radius $R_{\mathrm{i}} = 7{,}73\,\mathrm{cm}$ der FTPC, d. h. die zeitliche Lage des Charge-Steps entspricht gerade R_{i} in der Radiusdarstellung der FTPC. Der Charge-Step des betrachteten Runs (vgl. Abb. 4.6) ist als Datenpunkt in Abb. 4.7 dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass die in Abschnitt 4.3.2 durchgeführte Kalibrierung mit dem gemessenen Charge-Step verträglich ist.

Die Tatsache, dass der Charge-Step „am Rand" des durch den Driftgeschwindigkeitsmonitor bestimmten Bereichs liegt, könnte folgende Ursachen haben:

- Die Abschätzung der o. g. Größe t_0, um die T_{drift} korrigiert werden muss, ist noch nicht mit hoher Genauigkeit bekannt.
- Die Kante des Charge-Steps (vgl. Abb. 4.6) erstreckt sich über etwa vier Timebins. Es bedarf weiterer Untersuchungen, um aus dem Charge-Step $T_{\mathrm{drift}}^{\mathrm{max}}$ mit hoher Genauigkeit zu bestimmen.
- Die Ergebnisse der neuesten Ausgabe von `MAGBOLTZ` zeigen systematische Abweichungen zu der hier verwendeten Version (bis zu 4 % [Sch01]). Es konnte noch nicht geklärt werden, welche der beiden Versionen die realistischeren Ergebnisse liefert.

4.4 Diagnose von Gasverunreinigungen

Neben seinem eigentlichen Verwendungszweck hat sich herausgestellt, dass der Driftgeschwindigkeitsmonitor zusätzlich die Möglichkeit bietet, die Absorptionseigenschaften des FTPC-Kammergases zu untersuchen. Dabei können auch Verunreinigungen hoher Elektronenaffinität im Gas detektiert werden, deren Einfluss auf v_{drift} gering ist, die jedoch in hohem Maße Driftelektronen absorbieren.

Zu diesem Zweck wird die Ladung der Elektronenwolken untersucht, die am PICKUP-Zähler eintreffen. Elektronenwolken, die die lange Driftstrecke zurückgelegt haben, waren dem Kammergas entsprechend länger ausgesetzt als im Falle der kurzen Strecke. Gasabsorptionseffekte bewirken, dass sie sich in ihrer Größe unterscheiden.

Durch einen entsprechenden Vergleich ist es möglich, Änderungen im Absorptionsverhalten des Gases zu detektieren. Es wird angenommen, dass die zeitliche Änderung der Elektronenzahl in einer Wolke $\mathrm{d}N(t)/\mathrm{d}t$ proportional zur Zahl der Elektronen $N(t)$ ist:

$$-\frac{\mathrm{d}N(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{N(t)}{\tau} \quad . \tag{4.1}$$

τ bezeichnet dabei die mittlere Lebensdauer der Elektronenwolke im Driftgeschwindigkeitsmonitor. Mit der bei $t = 0$ vorliegenden Anzahl von N_0 Elektronen in der Wolke gilt für den zeitlichen Verlauf

$$N(t) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad . \tag{4.2}$$

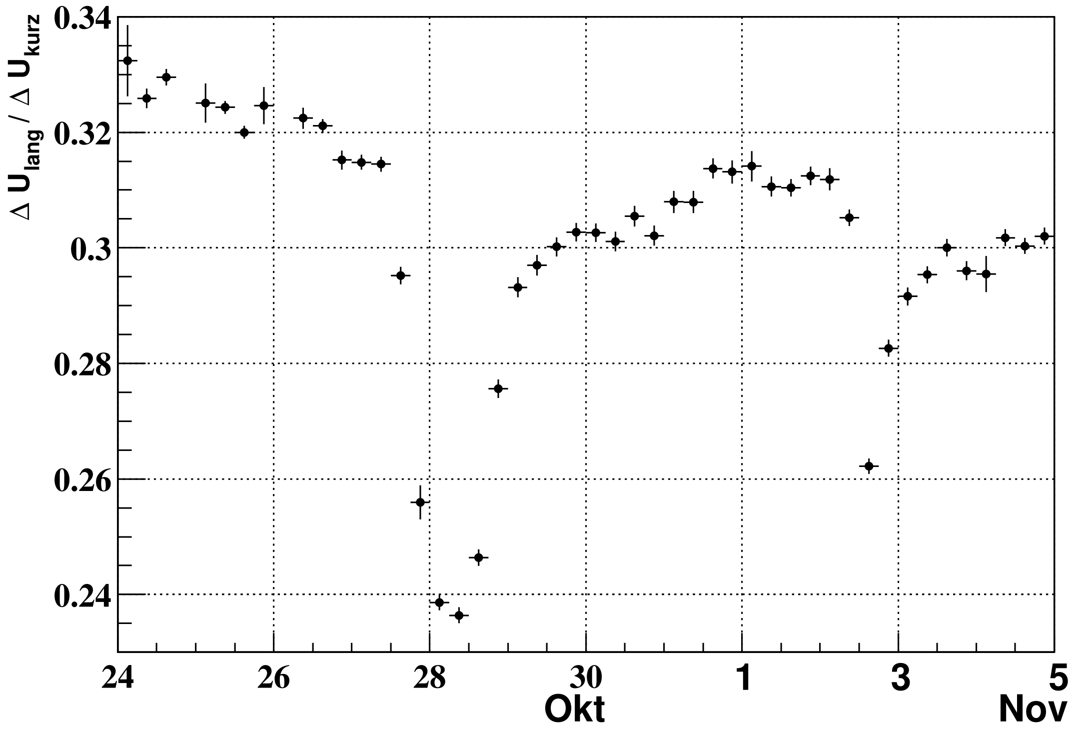

Abbildung 4.8 Driftelektronen, die die lange bzw. kurze Driftstrecke zurückgelegt haben, erzeugen im PICKUP Spannungspulse ΔU_{lang} bzw. ΔU_{kurz}. Dargestellt ist das Verhältnis $\Delta U_{\mathrm{lang}}/\Delta U_{\mathrm{kurz}}$. Die Markierungen auf der Zeitachse bezeichnen jeweils 0:00 Uhr des betreffenden Tages in der lokalen Zeit des BNL (GMT – 5 Std.).

Trifft die Wolke nach der Driftzeit T_{drift} im PICKUP-Zähler ein, wird dort gemäß Gleichung 2.3 ein Spannungspuls der Größe

$$\Delta U(T_{\mathrm{drift}}) \propto A(p) \cdot N_0 \cdot \exp\left(-\tfrac{T_{\mathrm{drift}}}{\tau}\right) \tag{4.3}$$

erzeugt, wobei $A(p)$ die (druckabhängige) Gasverstärkung bezeichnet. Durch Quotientenbildung lässt sich die mittlere Lebensdauer zu

$$\tau = \frac{T_{\mathrm{drift,\,lang}} - T_{\mathrm{drift,\,kurz}}}{\ln\left(\Delta U_{\mathrm{kurz}}/\Delta U_{\mathrm{lang}}\right)} \tag{4.4}$$

abschätzen, wobei die Indizes „kurz“ bzw. „lang“ sich jeweils auf die entsprechende Driftstrecke beziehen.

Bestimmung der Absorption durch das Gas

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor hat während des Zeitraums zwischen dem 24. Oktober und 4. November 2001 das aus der West-FTPC ausströmende Kammergas untersucht. Abb. 4.8 zeigt das gemessene Verhältnis $\Delta U_{\mathrm{lang}}/\Delta U_{\mathrm{kurz}}$, aus welchem die zeitliche Entwicklung der mittleren Lebensdauer τ bestimmt wurde (vgl. Abb. 4.9).

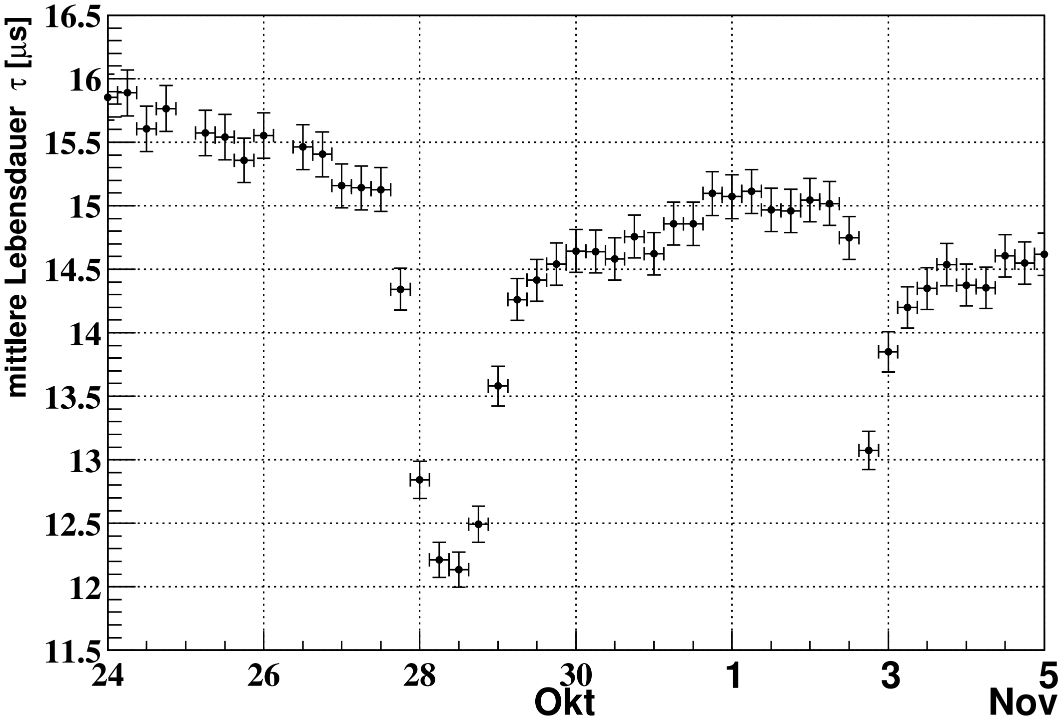

Abbildung 4.9 Zeitliche Entwicklung der Lebensdauer von Elektronenwolken im Driftgeschwindigkeitsmonitor. Es sind zwei deutliche Einbrüche erkennbar, die auf elektroaffine Verunreinigungen des Gases zurückzuführen sind.

- Am 28. Oktober um 13:00 Uhr fand ein Austausch der CO_2-Druckflasche statt. Zeitgleich ist ein drastischer Abfall in der Lebensdauer τ von 15 μs auf 12 μs zu beobachten.
- Der CO_2-Druckflaschenwechsel vom 2. November geht ebenfalls mit einer Reduktion von τ einher.

Die Einbrüche konnten auf Kontaminationen hoher Elektronenaffinität in den CO_2-Druckflaschen zurückgeführt werden.

Ein stabiler Betrieb der FTPCs war in diesem Zeitraum nicht möglich, da erheblich weniger Cluster gefunden wurden als erwartet. Aufgrund dieser Messungen mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor konnte die Fehlfunktion der FTPC auf Gaslieferungen schlechter Qualität zurückgeführt werden. Es konnte noch nicht abschließend geklärt werden, um welche Art von Kontamination es sich gehandelt hat.

5 Zusammenfassung

Die beiden Vorwärts-Spurdriftkammern (FTPCs), die Teil des STAR-Experiments in Brookhaven (USA) sind, arbeiten mit einem radialen elektrischen Driftfeld $\vec{E}(\vec{r}) \propto 1/r \cdot \vec{r}/r$. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronencluster in den FTPCs ist daher ortsabhängig: $v_{\text{drift}}(r) = 0{,}3 \ldots 1{,}6\,\text{cm}/\mu\text{s}$. Das senkrecht zu $\vec{E}$ orientierte STAR-Magnetfeld bewirkt eine azimutale Ablenkung der im Kammergas (Ar/CO_2-Gemisch im Verhältnis 50% : 50%) driftenden Cluster von bis zu 6°. Das komplexe Driftverhalten der Cluster erfordert, dass die Driftgeschwindigkeitsabhängigkeit $v_{\text{drift}}(E)$ – und damit $v_{\text{drift}}(r)$ – innerhalb des gesamten sensitiven Kammervolumens mit hoher Präzision ($\Delta v_{\text{drift}}/v_{\text{drift}} \approx 1\,‰$) bekannt ist. Daher muß die mit der Simulationssoftware `MAGBOLTZ` berechnete Abhängigkeit $v_{\text{drift}}(r)$ mit experimentellen Methoden kalibriert werden. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Driftgeschwindigkeitsmonitor konzipiert und in Betrieb genommen.

Im Rahmen der Entwicklung des Driftgeschwindigkeitsmonitors wurde die spezifische Ionisierung von α-Teilchen im FTPC-Kammergasgemisch gemessen, die aus den im Driftgeschwindigkeitsmonitor verwendeten ${}^{241}_{95}$Am-Präparaten emittiert wurden (Braggkurve). Die Entfernung des Ortes maximaler spezifischer Ionisierung von der α-Quelle (Braggpeak) wurde dabei zu 26 mm bestimmt. Ausgehend von diesem Ergebnis wurde im Driftgeschwindigkeitsmonitor ein Abstand zwischen α-Quelle und Zählröhrchen von 26,6 mm realisiert.

Bei eingeschalteter Feldkäfigspannung wurde in einem Prototypen des Driftgeschwindigkeitsmonitors ein hoher Untergrund in dessen TOP- und BOTTOM-Zählröhrchen beobachtet, der auf Feldverzerrungen in den Zählröhrchenumgebungen zurückgeführt werden konnte (Sogeffekt). Durch Anbringen von Kollimatoren (Schlitzbreite 300 μm) sowie einer ca. 5 μm dicken Folie aus Zaponlack unmittelbar vor der Öffnung des Röhrchens konnte dieser Untergrund gezielt reduziert bzw. eliminiert werden.

Es wurde ein PC/`LabVIEW`-basiertes Datenauslesesystem entwickelt, das die elektronisch verstärkten Signale des Driftgeschwindigkeitsmonitors digitalisiert und abspeichert. Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit erfolgt z. Zt. offline unter `ROOT`, soll jedoch in einer späteren Stufe in das PC/`LabVIEW`-basierte System integriert werden (Online-Auswertung).

Im August 2001 konnte eine modifizierte Version des Driftgeschwindigkeitsmonitors mit verkürztem Feldkäfig im FTPC-Gassystem erfolgreich in Betrieb genommen werden ($L_{\text{cage}}^{\text{BNL}} = 17{,}0\,\text{cm}$, $L_{\text{drift}}^{\text{BNL}} = 11{,}92\,\text{cm}$). Es wurden experimentelle Untersuchungen zur Driftfeld- und Zeitabhängigkeit von v_{drift} durchgeführt:

- Der erwartete lineare Zusammenhang zwischen $v_{\rm drift}$ des Kammergasgemischs und dem Driftfeld E wurde für $E < 560\,\mathrm{V/cm}$ experimentell bestätigt.

- Über einen Zeitraum von fünf Tagen wurden Schwankungen in $v_{\rm drift}$ beobachtet, die auf Variationen in der Gaszusammensetzung zurückzuführen sind.

Mit dieser Ausbaustufe des Driftgeschwindigkeitsmonitors konnte eine Kalibrierung des simulierten Zusammenhangs $v_{\rm drift}(r)$ für STAR-Run Nr. 2314009 durchgeführt werden. $v_{\rm drift}$ wurde bei einer Driftfeldstärke von 469,5 V/cm zu 0,692 cm/μs mit einem relativen Fehler von 4,3 ‰ bestimmt. Anhand dieses Kalibrierungspunktes konnte der für die Simulation verwendete Ar-Anteil des Gases auf den Bereich $51,0\,\% \ldots 51,5\,\%$ eingegrenzt werden.

Diese Kalibrierung ist konsistent mit der gemessenen maximalen Driftzeit in der West-FTPC, die über den Charge-Step zu $T^{\rm max}_{\rm drift} = (173{,}5 \pm 1{,}0)$ Timebins bestimmt wurde (1 Timebin $\widehat{=}$ 213 ns). Das vorgestellte Kalibrierungsverfahren über den Driftgeschwindigkeitsmonitor ist somit anwendbar.

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor konnte ferner Verunreinigungen hoher Elektronenaffinität im Kammergas der FTPCs diagnostizieren. Dazu wurden die Ladungen der Elektronenwolken verglichen, die sich über die kurze bzw. lange Driftstrecke bewegten. Die Betriebsprobleme der FTPCs im Herbst 2001 konnten damit auf kontaminiertes CO_2 zurückgeführt werden: Das Verhältnis der Pulshöhen fiel von 0,32 auf 0,24 ab, was für die mittlere Lebensdauer der Elektronenwolken im Driftgeschwindigkeitsmonitor einer Reduktion von 15 μs auf 12 μs entspricht.

Ausblick

Als Fortsetzung dieser Arbeit soll die Messgenauigkeit des sich in Betrieb befindenden Driftgeschwindigkeitsmonitors weiter erhöht werden:

- Der Feldkäfig und die Driftstrecken müssen auf ihre geplanten Längen von $L_{\rm cage} =$ 26,4 cm bzw. $L_{\rm drift} =$ 20,4 cm ausgebaut werden.

- Die maximale Feldkäfigspannung des Driftgeschwindigkeitsmonitors sollte auf $U^{\rm max}_{\rm cage} = -15\,\mathrm{kV}$ erhöht werden. Dabei muss insbesondere das Auftreten von Mikroentladungen verhindert werden.

- Zur Erhöhung des zeitlichen Auflösungsvermögens $\Delta T_{\rm drift}$ des Auslesesystems (z. Zt. ca. 60 ns) muss das bestehende Vierkanal-ADC-System auf eine Sample-Rate oberhalb 10 MHz bei einer Auslesedauer von bis zu 50 μs aufgerüstet werden.

Außerdem ist die Inbetriebnahme eines zusätzlichen Driftgeschwindigkeitsmonitors hinter der Ost-FTPC geplant. Ein weiterer Schritt besteht in der Implementierung einer automatisiert ablaufenden Kalibrierung der Driftgeschwindigkeitsverteilung im Rahmen der FTPC-Rekonstruktionskette.

A Anhang

A.1 Elektronendrift in Gasen

A.1.1 Die Langevin-Gleichung

Die Bewegungsgleichung von geladenen Teilchen in Gasen in Anwesenheit von elektrischem und magnetischem Feld kann durch die Langevin-Gleichung beschrieben werden. Dabei wird die Wechselwirkung der geladenen Teilchen mit dem Gas durch einen Reibungsterm beschrieben, der proportional zur Geschwindigkeit ist:

$$m\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \underbrace{e\vec{E}}_{\text{el. Feld}} + \underbrace{e\left(\vec{v}\times\vec{B}\right)}_{\text{Lorentzkraft}} - \underbrace{\frac{m}{\tau}\vec{v}}_{\text{Reibungsterm}} \tag{A.1}$$

mit

m	:	Masse des Teilchens
e	:	Ladung des Teilchens
$\vec{v}$	:	Geschwindigkeit des Teilchens
$\vec{E}$	:	elektrisches Feld
$\vec{B}$	:	magnetisches Feld
τ	:	Stoßzeit

Für $t \gg \tau$ erhält man den statischen Fall konstanter Geschwindigkeit, d. h. $\mathrm{d}\vec{v}/\mathrm{d}t = 0$. Lösen der Langevin-Gleichung ergibt dann [Blu94]

$$\vec{v} = \frac{e}{m}\tau|\vec{E}|\frac{1}{1+\omega^2\tau^2}\left[\hat{E} + \omega\tau\left(\hat{E}\times\hat{B}\right) + \omega^2\tau^2\left(\hat{E}\cdot\hat{B}\right)\hat{B}\right] \tag{A.2}$$

mit

ω	:	$\frac{e}{m}\cdot|\vec{B}|$ (Zyklotronfrequenz)
$\hat{E}$	:	Einheitsvektor des elektrischen Feldes
$\hat{B}$	:	Einheitsvektor des magnetischen Feldes

Folgende Spezialfälle sind von besonderem Interesse:

- **Kein Magnetfeld ($\vec{B} = 0$)**
  In diesem Fall ist $\omega = 0$. Einsetzen in Gleichung A.2 ergibt

$$\boxed{\vec{v} = \frac{e}{m}\tau\vec{E}} \quad . \tag{A.3}$$

  Das Teilchen bewegt sich entlang $\vec{E}$.

- **$\vec{E}||\vec{B}$**
  Da $\hat{E}$ und $\hat{B}$ gleich sind, gilt $(\hat{E} \times \hat{B}) = 0$. Damit folgt aus Gleichung A.2

$$\vec{v} = \frac{e}{m}\tau\vec{E} \quad . \tag{A.4}$$

  Die Geschwindigkeit entspricht dem Fall $\vec{B} = 0$, da keine Lorentzkraft auftritt.

- **$\vec{E} \perp \vec{B}$**
  Es gilt $(\hat{E} \cdot \hat{B}) = 0$. Mit der Komponentendarstellung der Felder $\vec{E} = (E_x, 0, 0)$ und $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ erhält man durch Einsetzen in Gleichung A.2

$$v_x = \frac{(e/m)\tau}{1+\omega^2\tau^2} \cdot |\vec{E}| \tag{A.5}$$

$$v_y = -\frac{(e/m)\tau}{1+\omega^2\tau^2} \cdot \omega\tau \cdot |\vec{E}| \tag{A.6}$$

$$v_z = 0 \quad . \tag{A.7}$$

  Die Bewegung findet senkrecht zu $\vec{B}$ statt ($v_z = 0$) und schließt mit $\vec{E}$ den *Lorentzwinkel* ψ_L ein:

$$\tan\psi_L = \frac{v_y}{v_x} = -\omega\tau \tag{A.8}$$

Diese Betrachtungen haben in inhomogenen Feldumgebungen lokale Gültigkeit.

Die Stoßzeit τ, die als mittlere Zeit zwischen zwei Stößen mit Gasmolekülen interpretiert werden kann, ist in erster Näherung unabhängig von $\vec{E}$ und $\vec{B}$[1] und folglich indirekt proportional zur Gasdichte $\rho \propto p/T$

$$\tau \propto \rho^{-1} \propto \frac{T}{p} \quad , \tag{A.9}$$

wobei T die Temperatur und p der Druck des Gases ist.

Für $\vec{E}||\vec{B}$ bzw. $\vec{B} = 0$ (Gleichungen A.3 bzw. A.4) folgt mit Gleichung A.9

$$\boxed{|\vec{v}| \propto \frac{T}{p}} \quad . \tag{A.10}$$

[1] Im Allgemeinen kann die Stoßzeit τ Abhängigkeiten von der kinetischen Energie der driftenden Teilchen zeigen [Blu94].

A.1.2 Elektronendrift in der FTPC

In den FTPCs herrscht ein radiales elektrisches Feld, das senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld orientiert ist (vgl. Abb. 1.6). Durch die radiale Geometrie fällt das Feld gemäß $1/r$ nach außen ab (vgl. Gleichung 1.1).[2] Daher ändert sich die Driftgeschwindigkeit $v_{\text{drift}}(r)$ der Elektronenwolken längs ihrer Trajektorie. Im Folgenden wird der Zusammenhang der lokal definierten Größen $v_{\text{drift}}(r)$ und Lorentzwinkel $\psi_{\text{L}}(r)$ mit den globalen Parametern der Trajektorie T_{drift} und ψ_{defl} gegeben.

- **Die Driftzeit $T_{\text{drift}}(r)$** bezeichnet die Zeitspanne, die eine Elektronenwolke benötigt, um vom Radius r zur Ausleseebene der FTPC zu gelangen. Sie ergibt sich zu

$$T_{\text{drift}}(r) = \int_r^{R_{\text{a}}} \frac{dr'}{\underbrace{v_{\text{drift}}(r') \cdot \cos\left[\psi_{\text{L}}(r')\right]}_{\text{radiale Komponente}}} \quad , \tag{A.11}$$

  mit

$$\begin{aligned} R_{\text{a}} &: \text{ radiale Entfernung der Ausleseebene von der } z\text{-Achse} \\ v_{\text{drift}}(r') &: \text{ lokaler Betrag der Driftgeschwindigkeit am Ort } r' \\ \psi_{\text{L}}(r') &: \text{ lokaler Lorentzwinkel am Ort } r' \quad . \end{aligned}$$

- **Der Ablenkwinkel $\psi_{\text{defl}}(r)$** bezeichnet die gesamte azimutale Ablenkung der driftenden Elektronenwolke, bis sie die Ausleseebene erreicht. Er ist durch

$$\psi_{\text{defl}}(r) = \int_r^{R_{\text{a}}} \frac{\psi_{\text{L}}(r')}{r'} dr' \tag{A.12}$$

  gegeben.

A.1.3 Ablauf der FTPC-Cluster-Rekonstruktion

Die Rekonstruktion des Ursprungorts einer Elektronenwolke innerhalb des FTPC-Volumens *(Cluster-Finding)* läuft schematisch wie folgt ab:

1. Aus dem gemessenen T_{drift} wird die radiale Komponente r des Ursprungorts berechnet. Dazu wird die Umkehrung von Gleichung A.11 benutzt.

2. Mit dem so bestimmten r wird gemäß Gleichung A.12 der Ablenkwinkel ψ_{defl} berechnet.
   Bemerkung: Da hier das Resultat des vorherigen Schritts eingeht, pflanzen sich Ungenauigkeiten der radialen Rekonstruktion in der Berechnung von $\psi_{\text{defl}}(r)$ fort. Eine genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeitsverteilung $v_{\text{drift}}(r)$ ist somit unentbehrlich.

[2] Die Koordinate r ist im Folgenden auf das aktive Volumen der FTPC beschränkt: $R_i < r < R_a$.

3. Es erfolgt eine Umrechnung der so gewonnenen Koordinaten in das kartesische Koordinatensystem der FTPCs [Old01].

Die Driftmaps

Um aufwändige Rechenprozesse bei der Rekonstruktion zu vermeiden und damit die Geschwindigkeit des Cluster-Findings zu optimieren, werden o. g. Schritte 1 und 2 durch sog. *Driftmaps* realisiert. Eine Driftmap ist eine Tabelle, die den gemessenen T_{drift}-Werten die entsprechenden r- und ψ_{defl}- Werte zuweist und damit den Übergang von der T_{drift}- in die Ortsdarstellung ermöglicht. Für verschiedene Gasparameter wurde mittels `MAGBOLTZ` im Voraus je eine Driftmap generiert. Während der Rekonstruktion sind nur noch Zugriffe auf die entsprechende Driftmap erforderlich, die u. a. mittels des Driftgeschwindigkeitsmonitors ausgewählt wird (vgl. Abschnitt 4.3).

A.2 Tochternuklidanteil der $^{241}_{95}$Am-Quelle

Im Rahmen einer in Abschnitt 3.1.3 (siehe S. 31) durchgeführten Abschätzung wird der Anteil von α-Teilchen an der Gesamtemission der Quelle benötigt, der aus Zerfällen des Tochternuklids $^{237}_{93}$Np herrührt.

Es wird davon ausgegangen, dass zum Zeitpunkt der Herstellung der Quelle ($t = 0$) ein reines $^{241}_{95}$Am-Präparat vorlag. Damit gilt für die Aktivität von Mutter- bzw. Tochternuklid [Stö98]

$$A_{\text{Am}}(t) = \lambda_{\text{Am}} \cdot N_{\text{Am}}(t) = \lambda_{\text{Am}} \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda_{\text{Am}} \cdot t} \tag{A.13}$$

$$A_{\text{Np}}(t) = \lambda_{\text{Np}} \cdot N_{\text{Np}}(t) = \lambda_{\text{Np}} \cdot N_0 \cdot \frac{\lambda_{\text{Am}}}{\lambda_{\text{Np}} - \lambda_{\text{Am}}} \cdot \left(e^{-\lambda_{\text{Am}} \cdot t} - e^{-\lambda_{\text{Np}} \cdot t}\right) \tag{A.14}$$

mit den Bezeichnungen

N_0	:	Anzahl Am-Atome bei Herstellung der Quelle ($t = 0$)
$A_{\text{Am}}(t), A_{\text{Np}}(t)$	:	Aktivität des Am bzw. Np
$N_{\text{Am}}(t), N_{\text{Np}}(t)$	:	Anzahl Am- bzw. Np-Teilchen
λ_{Am} bzw. λ_{Np}	:	Zerfallskonstanten $\frac{\ln 2}{T_{1/2,\,\text{Am}}}$ bzw. $\frac{\ln 2}{T_{1/2,\,\text{Np}}}$
$T_{1/2,\,\text{Am}}$	:	Halbwertszeit von Am (458 Jahre)
$T_{1/2,\,\text{Np}}$	:	Halbwertszeit von Np (2,2 Mio. Jahre).

Der Anteil von α-Teilchen an der Gesamtaktivität der Quelle, der aus $^{237}_{93}$Np-Zerfällen hervorgeht, berechnet sich nach

$$\frac{\text{Aktivität des } ^{237}_{93}\text{Np}}{\text{Gesamtaktivität der Quelle}} = \frac{A_{\text{Np}}(t)}{A_{\text{Np}}(t) + A_{\text{Am}}(t)} \quad . \tag{A.15}$$

Abb. A.1 stellt die zeitliche Entwicklung dieses Verhältnisses für die ersten 50 Jahre nach der Fertigung der Quelle dar.[3] Der Anteil von Np-Zerfällen liegt bei einem Alter der Quelle von weniger als 30 Jahren unterhalb von 10 ppm.

[3] Aufgrund den im Vergleich zur betrachteten Zeitskala langen Halbwertszeiten der beteiligten Elemente weist die Kurve in guter Näherung einen linearen Verlauf auf.

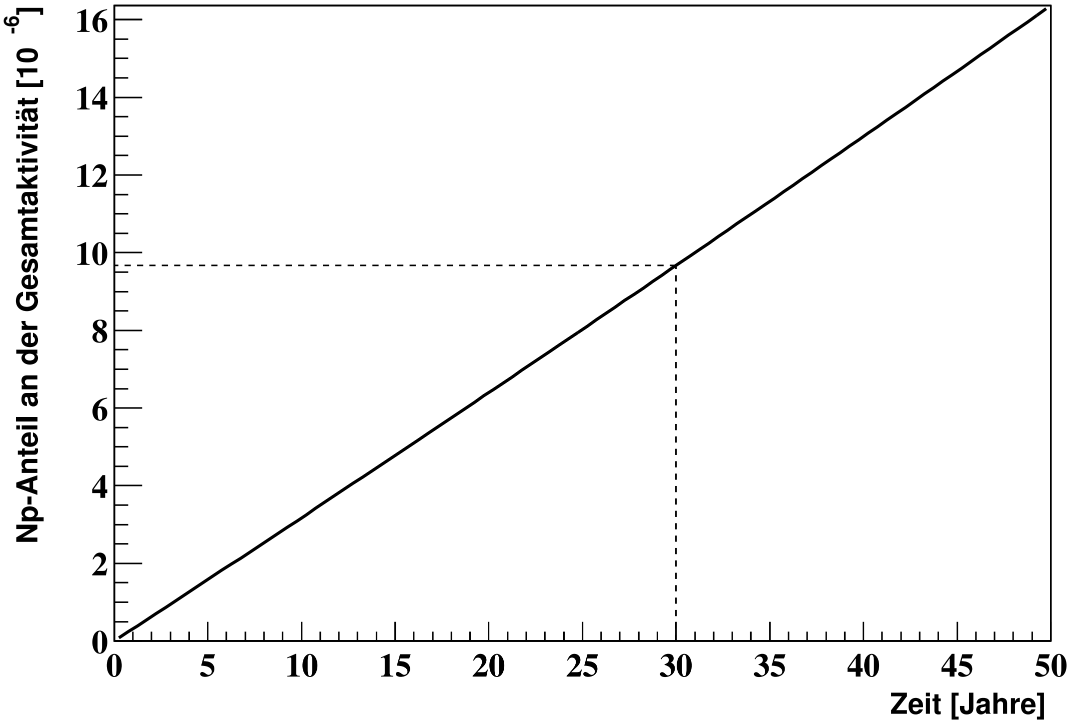

Abbildung A.1 Anteil der Np-Zerfälle an der Gesamtaktivität der α-Quelle. Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ale90] The ALEPH Collaboration,
ALEPH: A Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A294** (1990) 121–178

[Bia00] S. F. Biagi,
MAGBOLTZ: Transport of electrons in gas mixtures,
Version 2, CERN program library,
`http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/` (2000)

[Bie98] F. Bieser *et al.*,
The Forward Time Projection Chamber for the STAR Detector,
Max-Planck-Institut für Physik, MPI-PhE/98-3 (1998)

[Bit97] X. Bittl,
Untersuchung einer Gas-Mikrostreifenkammer für das Auslesen einer hochauflösenden Spurdriftkammer (TPC),
Diplomarbeit, Technische Universität München (1997),
angefertigt am Max-Planck-Institut für Physik, München

[Blu94] W. Blum, L. Rolandi,
Particle Detection with Drift Chambers,
Springer-Verlag (1994)

[Bru96] R. Brun, F. Rademakers,
ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A383** (1996) 81–86
Siehe auch: `http://root.cern.ch/`

[Fla47] A. Flammersfeld,
Eine Beziehung zwischen Energie und Reichweite für Beta-Strahlen kleiner und mittlerer Energie,
Zeitschrift für Naturforschung **2a**, 370 (1947)

[Geb01] H.-J. Gebauer,
persönliche Mitteilung, 2001

[Hol38] M. G. Holloway, M. Stanley Livingston,
Range and Specific Ionization of Alpha-Particles,
Physical Review **54**, 29 (1938)

[Hüm00] H. Hümmler,
Development of a Detector and Data Analysis for Particles in the Rapidity Range $2.5 < |y| < 4$ *at the Relativistic Heavy Ion Collider in Brookhaven*,
Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München, `MPI-PhE/2001-04` (2000)

[Lan44] L. Landau,
On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization,
Collected Papers of L. D. Landau, Pergamon Press, Oxford (1965)

[Mar95] C. Markert,
Driftgeschwindigkeitsmessung zur Gasüberwachung im NA49-Experiment,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt (1995)

[Mar98] R. Marstaller,
Bau und Test einer hochauflösenden, gebogenen Proportionalkammer zum Auslesen einer Spurdriftkammer (TPC) mit radialem Driftfeld,
Diplomarbeit, Technische Universität München (1998),
angefertigt am Max-Planck-Institut für Physik, München

[Old01] M. Oldenburg,
Schnelle Spurrekonstruktion und Messung von anisotropem Fluss mit den Vorwärts-Spurendriftkammern des Experiments STAR,
Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (2001)

[Ros01] T. Roser,
RHIC Performance,
Quark Matter Presentation, Stony Brook University of New York (2001)

[Sch01] A. Schüttauf,
persönliche Mitteilung, 2001

[Sta98] The STAR Collaboration,
Technical Design Report STAR EMC,
Interner Bericht, `http://www.star.bnl.gov/STAR/html/emc_l/emc_tdr.html` (1998)

[Stö98] H. Stöcker,
Taschenbuch der Physik,
Harri Deutsch Verlag, Frankfurt am Main (1998)

[Vee98] R. Veenhof,
Garfield: A drift chamber simulation program,
CERN program library,
`http://consult.cern.ch/writeup/garfield/` (1998)

[Won94] C.-Y. Wong,
Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions,
World Scientific Verlag, Singapur (1994)

[Zie77] J. F. Ziegler,
Helium Stopping Powers and Ranges in all Elemental Matter,
Pergamon Press, New York (1977)

Danksagung

Während meiner Zeit am Max-Planck-Institut für Physik habe ich von vielen Seiten Hilfe und Unterstützung erfahren. An dieser Stelle möchte ich allen Dank sagen, die mir das vergangene Jahr zu einer sowohl in wissenschaftlicher als auch in menschlicher Hinsicht einprägsamen Zeit haben werden lassen.

Prof. Dr. Norbert Schmitz möchte ich für die Aufnahme in die STAR-Gruppe und für die Themenstellung meiner Diplomarbeit herzlich danken. In ganz besonderer Erinnerung werden mir mein Aufenthalt am BNL im Sommer 2001 sowie meine Teilnahme an der 33. Herbstschule für Hochenergiephysik in Maria-Laach bleiben.

Dr. Volker Eckardt und Dr. Peter Seyboth möchte ich für die exzellente Betreuung meiner Arbeit danken. Sie waren immer offen für interessante Diskussionen und standen mir stets mit kompetentem Rat zu zahlreichen physikalischen und technischen Fragen zur Seite.

Dr. Andreas Schüttauf sowie Dr. Gaspare Lo Curto danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit. Ohne ihrer Unterstützung und vielen Anregungen wären die Forschungs- und Entwicklungsarbeiten – insbesondere während meines Aufenthalts am BNL – nicht durchführbar gewesen.

Auch Markus Oldenburg und Jörn Putschke bin ich zu Dank verpflichtet, die mir stets mit wertvollen Tips zur Datenanalyse, aber auch beim Umgang mit `C/C++`, `ROOT` sowie LaTeX zur Seite standen. Thomas Morgan, Tobias Titz und Patrizia Krok waren mir bei etlichen Laborarbeiten und Software-Entwicklungen eine große Hilfe und sorgten auch für eine lockere, humorvolle Atmosphäre.

Zu zahlreichen Tücken im Umgang mit `Linux` hatten Michael Vidal, Uwe Leupold sowie Janet Seyboth immer die passenden Lösungsvorschläge parat.

Für die exzellenten Leistungen der technischen Abteilungen des Instituts möchte ich stellvertretend Herrn Ackermann und Herrn Fessler danken, ohne deren Unterstützung der Driftgeschwindigkeitsmonitor niemals in dieser hervorragenden Qualität gefertigt hätte werden können. Ronald Maier, Wendelin Pimpl sowie Trung-Si Tran danke ich für viele die Ausleseelektronik betreffende Ratschläge.

Für die Durchsicht meiner Arbeit danke ich u. a. Marion Hochrein und Susanne Niedermeyer.

Ganz besonders möchte ich mich für die Unterstützung durch meine Freundin Andrea Plieninger bedanken, die mich davon abhielt, das Leben außerhalb der Physik völlig zu vergessen.

Abschließend möchte ich mich ganz besonders bei meinen Eltern bedanken, die mir durch ihre Unterstützung das Studium der Physik überhaupt ermöglichten.