

# **Aufbau und Inbetriebnahme eines Gasqualitätsmonitors für die HADES-Driftkammern**

Diplomarbeit von  
**Christian Lippmann**

Institut für Kernphysik  
Johann Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt

durchgeführt an der  
Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH,  
Darmstadt

September 2000



## Zusammenfassung

HADES ist ein hochauflösendes Dielektronenspektrometer, welches derzeit an der GSI in Darmstadt aufgebaut wird. Ziel ist die Messung von Leptonenpaaren, die in schwerioneninduzierten Reaktionen entstehen. Die invariante Masse der Leptonenpaare soll mit einer Genauigkeit von  $\simeq 1\%$  bestimmt werden.

Das HADES-Detektorsystem verwendet Vieldraht-Proportionalkammern zur Rekonstruktion der Teilchenspuren. Aus diesen werden in Verbindung mit der Feldinformation des supraleitenden Magneten die Teilchenimpulse gewonnen, welche wiederum in die invariante Masse eingehen. Über die Driftzeit<sup>1</sup> werden die genauen Durchstoßpunkte der Teilchenbahnen durch die verschiedenen Ebenen der Driftkammern erhalten. Dazu ist es erforderlich, die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im verwendeten Zählgas zu kennen.

Änderungen im Mischungsverhältnis des Zählgases (Helium und Isobutan), aber auch Verunreinigungen des Gases ( $H_2O$ ) können die Driftgeschwindigkeit beeinträchtigen. Verunreinigungen ( $O_2$ ) können weiterhin die Effizienz der Driftkammern verschlechtern.

Ziel war deshalb der Aufbau eines Monitorsystems, welches auf Änderungen der Gasmischung und auf eventuelle Kontaminationen (im wesentlichen  $O_2$  und  $H_2O$ ) sensitiv ist. Zu diesem Zweck wurde ein Driftgeschwindigkeitsmonitor getestet. Er erlaubt eine Messung der Driftgeschwindigkeit mit einer Genauigkeit von bis zu  $0,1\%$  ( $\sigma$ ), allerdings bei anderen elektrischen Feldstärken als in den HADES Driftkammern. Während der einwöchigen Strahlzeit im Mai 2000 wurde die Driftgeschwindigkeit mit dem Prototypen des Driftgeschwindigkeitsmonitors gemessen. Die druckkorrigierte Driftgeschwindigkeit erlaubt Rückschlüsse auf die Gasqualität. Die Messungen ergaben, daß die Ortsauflösung in den HADES Driftkammern nicht von Driftgeschwindigkeitsschwankungen dominiert wird. Eine Extrapolation der Meßergebnisse auf die in den HADES Driftkammern vorherrschenden Feldstärkeverhältnisse ist möglich. Eine relative Signalthöhenmessung ist sensitiv auf den Sauerstoffgehalt des Zählgases bis in den *ppm*-Bereich.

Zwei endgültige Versionen des Driftgeschwindigkeitsmonitors wurden aufgebaut und in das HADES Detektorsystem integriert. Je ein Driftgeschwindigkeitsmonitor wurde am Gasein- und am Gasausfluß aufgestellt, um die Driftgeschwindigkeit dort zu messen und Vergleiche zwischen Frischgas und aus den Kammern ausströmendem „alten“ Gas zuzulassen. Die Auslese und Datenanalyse des Monitorsystems wurde automatisiert.

---

<sup>1</sup>Das ist die Zeit, die die durch Ionisation entstandenen freien Elektronen für die Driftbewegung von ihrem Entstehungsort zur Anode benötigen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	HADES- Ein Dileptonenspektrometer . . . . .	2
1.2	Messung von Dileptonen . . . . .	4
1.2.1	Massenbestimmung . . . . .	4
1.2.2	Massenauflösung . . . . .	6
1.2.3	Anforderungen an das Detektorsystem . . . . .	6
1.3	Der Aufbau von HADES . . . . .	10
1.3.1	Magnetspektrometer . . . . .	12
1.3.2	Leptonenidentifikation . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Driftkammerphysik</b>	<b>19</b>
2.1	Wechselwirkung von geladenen Teilchen in Gasen . . . . .	19
2.2	Wechselwirkung von Photonen in Gasen . . . . .	21
2.3	Elektronen- und Ionendrift in Gasen . . . . .	22
2.3.1	Thermische Bewegung und Diffusion . . . . .	23
2.3.2	Bewegung von Elektronen im elektrischen Feld . . . . .	23
2.3.3	Reduzierte Feldstärke . . . . .	26
2.3.4	Elektroneinfang . . . . .	27
2.4	Elektrostatik von Driftkammern . . . . .	29
2.5	Gasverstärkung und Signalbildung . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Konzeption des Gasqualitätsmonitors</b>	<b>33</b>
3.1	Aufbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors . . . . .	33
3.1.1	Verschiedene Konzepte . . . . .	34
3.1.2	Eignung als Gasqualitätsmonitor . . . . .	38
3.1.3	Simulation mit GARFIELD . . . . .	38
3.1.4	Bestätigung der GARFIELD-Optimierung am Prototypen . . . . .	42
3.2	Arbeitspunkte der Zähler . . . . .	42
3.3	Auslese und Datenauswertung . . . . .	45
3.3.1	Auslese des Driftgeschwindigkeitsmonitors . . . . .	45
3.3.2	Datenauswertung . . . . .	47
3.3.3	Fehlerabschätzung . . . . .	49

<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>51</b>
4.1	Driftgeschwindigkeit . . . . .	51
4.1.1	Kontinuierliche Messung . . . . .	52
4.1.2	Vergleich mit Messungen an der Driftkammer . . . . .	53
4.1.3	Druckkorrektur . . . . .	54
4.1.4	Temperatur . . . . .	57
4.1.5	Extrapolation zu höheren Feldstärken . . . . .	57
4.2	Pulshöhe . . . . .	59
4.2.1	Sauerstoffbeimischungen . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Ausblick</b>	<b>65</b>
<b>A</b>	<b>Die Simulationsprogramme GARFIELD und MAGBOLTZ</b>	<b>67</b>
<b>B</b>	<b>Hochspannungssteuerung</b>	<b>69</b>
<b>C</b>	<b>Auslese des Transientenrecorders</b>	<b>71</b>
<b>D</b>	<b>Vorverstärker</b>	<b>79</b>
<b>E</b>	<b><math>\alpha</math>-Quellen</b>	<b>85</b>
<b>F</b>	<b>Technische Zeichnungen</b>	<b>87</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Ablauf einer Schwerionenreaktion	3
1.2	Formation eines $\rho$ im Vektordominanzmodell	5
1.3	Gemessene Ortsauflösung einer Driftkammer	7
1.4	Simulierte Impulsauflösung des Spektrometers	8
1.5	Simulierte Massenauflösung des Spektrometers	8
1.6	3-D-Ansicht des HADES-Spektrometers	10
1.7	Schnitt durch das HADES- Spektrometer	11
1.8	Funktionsweise des Magnetspektrometers von HADES	13
1.9	Aufbau der MDC Driftzellen	14
1.10	Anordnung der MDC-Signaldrahtebenen	15
1.11	Treffer in MDC Driftzellen	15
2.1	Diffusionskoeffizienten	24
2.2	Driftgeschwindigkeit in Helium-Isobutan	26
2.3	Verlauf des elektrischen Feldes in einer Driftzelle, 3D	28
2.4	Verlauf des elektrischen Feldes in einer Driftzelle, 2D	28
2.5	Betrag der Driftgeschwindigkeit in einer MDC- Driftzelle	30
2.6	Simulierte Teilchenspur und Driftlinien in MDC Driftzelle	30
2.7	Puls an einem Proportionalzählrohr	32
3.1	Schematischer Aufbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors	34
3.2	Der Driftgeschwindigkeitsmonitor	35
3.3	Die Startzähler	37
3.4	Simulierte Driftlinien im Driftgeschwindigkeitsmonitor	40
3.5	Simulierte elektrische Feldstärke im Zentrum des Driftkanals und Driftzeiten bei verschiedenen Designs	41
3.6	Koinzidenzen mit und ohne Blende	43
3.7	Startsignale bei ein- und ausgeschaltetem Driftfeld	43
3.8	Amplitudenkennlinien der Start- und Stoppzähler	44
3.9	Sättigungslinie der Startzähler/ Stromkennlinie	45
3.10	Schaltbild, Auslese des Driftgeschwindigkeitsmonitors	46
3.11	Driftzeit-Histogramm	48
3.12	Driftzeitverteilungen	48

4.1	Driftgeschwindigkeit und Druck während der Strahlzeit im Mai 2000	52
4.2	Ortsauflösung der Driftkammer Prototyp I	54
4.3	Ableitungen der Driftgeschwindigkeitskurven	55
4.4	Druckkorrigierte Driftgeschwindigkeit während der Strahlzeit im Mai	56
4.5	Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur, simuliert	57
4.6	Fitparameter für $v_D \left(\frac{E}{p}\right)$ -Kurve	58
4.7	Messung bei verschiedenen Feldstärken	60
4.8	Relative Amplitude und Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt	61
4.9	Relative <i>Pickup</i> -Amplitude und Driftgeschwindigkeit über 16 Stunden	62
4.10	Relative Amplitude und Absorptionskoeffizient bei kurzem Gasleck	63
B.1	LabView Bedienoberfläche main_liseg.vi	70
C.1	LabView Bedienoberfläche main_drift.vi	72
C.2	Ausleseschleife des Driftgeschwindigkeitsmonitors	73
C.3	LabView Bedienoberfläche main_fit.vi	74
C.4	VI-Hierarchie	76
D.1	Layout Vorverstärkerboard	79
D.2	Schaltplan Vorverstärkerboard	80
D.3	Front- und Rückplatte der Vorverstärkergehäuse	81
D.4	Schaltplan 1 Vorverstärker	82
D.5	Schaltplan 2 Vorverstärker	83
E.1	Die $\alpha$ -Quellen	85
F.1	Untere Halterung Driftgeschwindigkeitsmonitor	88
F.2	Obere Halterung Driftgeschwindigkeitsmonitor	89
F.3	Seitliche Halterung Driftgeschwindigkeitsmonitor	90
F.4	Potentialscheiben	91
F.5	Quellen- und Zählerhalter	92
F.6	Quellenhalterung	93
F.7	Schlitzblende	94
F.8	Peekröhrchen	95
F.9	Startzähler	96
F.10	Gehäuse der Startzähler	97
F.11	Kathodenkontakt	98
F.12	Anodendrahthalterung 1	99
F.13	Anodendrahthalterung 2	100
F.14	Anodendrahthalterung 3	101
F.15	Gehäuse der Stoppzähler	102
F.16	Anodendrahthalterung 4	103
F.17	Anodendrahthalterung 5	104



# Kapitel 1

## Einführung

Das Dielektronenspektrometer HADES<sup>1</sup> an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) in Darmstadt dient im wesentlichen der Untersuchung der leichten Vektormesonen  $\rho$  ( $770 \text{ MeV}/c^2$ ),  $\omega$  ( $783 \text{ MeV}/c^2$ ) und  $\Phi$  ( $1020 \text{ MeV}/c^2$ ) in Proton-Kern- (pA), Kern-Kern- (AA) und Pion-Kern- ( $\pi$ A) Kollisionen. Ziel dieser Studien ist die Erforschung von Änderungen der In-Medium-Eigenschaften von Hadronen (zum Beispiel Änderungen der Massen oder der Lebensdauern), wie sie von verschiedenen theoretischen Rechnungen vorhergesagt werden. Vor allem gilt das Interesse einer signifikanten Veränderung der Verteilung der gemessenen invarianten Massen der Dielektronen [CRW96] [CBRW98] [WBCM99] [EBCM99] [KSC+98]. Der Vergleich von pA- und AA-Kollisionen erlaubt darüber hinaus das Studium dieser Eigenschaften als Funktion der Dichte der Kernmaterie. Ein weiterer Bereich der Untersuchungen sind die elektromagnetischen Formfaktoren von Mesonen und Baryonen. Sie sind wichtige Zutaten für alle Hadronen-Modelle.

Mit dem HADES-Spektrometer werden Elektron-Positron-Paare, die bei dem Zerfall der Hadronen im Verlauf der Reaktionen emittiert werden, spektroskopiert. Es zeichnet sich durch seine hohe geometrische Akzeptanz von fast 80% und seine hohe Massenauflösung von  $\simeq 1\%$  aus. Der Aufbau erfolgt in einer Kollaboration von 21 verschiedenen Instituten aus neun verschiedenen Ländern.

Wichtiger Teil des Spektrometers sind die Vieldraht-Driftkammern MDC. Sie dienen der Verfolgung der Spuren der Reaktionsprodukte und sind mit einem *Zählgas* gefüllt. Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines Systems zur Kontrolle der Qualität des Zählgases. Die Qualität des Gases ist wichtig für ein stabiles Verhalten der Driftkammern. Dabei sind die folgenden zwei Punkte von besonderer Bedeutung:

- Zum einen ein konstantes Driftverhalten. Das ist gleichbedeutend mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit. Sowohl eine Änderung des Verhältnisses der Gas-

---

<sup>1</sup>High Acceptance Di Electron Spektrometer

konstituenten als auch bestimmte Verunreinigungen können die Driftgeschwindigkeit beeinflussen. Diese Effekte werden überwacht, indem direkt die Driftgeschwindigkeit im verwendeten Zählgas kontrolliert wird.

- Außerdem ist eine konstante Nachweis-Effizienz von Bedeutung für das Verhalten der Driftkammern. Sie wird bestimmt durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und wird durch „Elektroneinfang“ verringert. In Frage kommen dafür Verunreinigungen des Zählgases wie zum Beispiel  $O_2$  und  $H_2O$ . Der Anteil von Kontaminationen im Zählgas sollte ebenfalls überwacht werden. Die Amplitude eines Signals, welches von einer Elektronenwolke stammt, die nach einer längeren Drift durch das Gasgemisch in einem Proportionalzähler eintrifft, wird sich verringern, je mehr  $O_2$ -Moleküle im Gas vorhanden sind.

Die Driftgeschwindigkeit hat Einfluß auf die Orts- und damit auf die Impulsauflösung, letztlich also auf die Massenauflösung von HADES. Das macht ihre Kenntnis so überaus wichtig für das Experiment.

## 1.1 HADES- Ein Dileptonenspektrometer

Die klassische Kernphysik, die von Wissenschaftlern wie E. Rutherford, N. Bohr, J. Chatwick und W. Pauli Anfang des letzten Jahrhunderts begründet wurde, beschäftigt sich mit den Eigenschaften von Atomkernen (Größe, Form, Ladungsverteilung und Formfaktoren der Kerne, sowie deren Zerfallskanäle und Übergangswahrscheinlichkeiten) im Grundzustand mit der Dichte<sup>2</sup>  $\rho_0$ . Theorien sagten um 1974 Zustände erhöhter und relativ homogener Dichteverteilungen in Kernmaterie voraus. Diese entstehen bei der Kollision von zwei Atomkernen mit hoher Nukleonenzahl  $A$  (*Schwerionenkollision*) [SHG74]. Wegbereitende Experimente am BEVALAC [GSS87] und auch Experimente der zweiten Generation an der GSI haben die Bildung von dichter Kernmaterie mit  $\rho > \rho_0$  durch Schwerionenkollisionen bei 1 bis 2  $A\text{GeV}$  bestätigt. Die maximal erreichbaren Dichten dieser Kernmaterie liegt bei solchen Energien etwa bei  $\rho = 2$  bis  $3\rho_0$ <sup>3</sup>.

Kenntnisse über die Änderung der Eigenschaften von Hadronen in heißer und dichter Kernmaterie sind unter anderem Grundlage zum Verständnis der Vorgänge bei Supernovae-Explosionen, in Neutronensternen und während der Anfänge des Universums. Diese Vorgänge hängen auch mit der Restaurierung der chiralen Symmetrie bei

<sup>2</sup>Die Grundzustandsdichte beträgt  $\rho_0 = 0.17$  Nukleonen pro  $\text{fm}^3$ . Dabei ist der mittlere Abstand der Nukleonen  $\approx 1.8\text{fm}$ .

<sup>3</sup>Erhöht man die Dichte weiter, so erwartet man einen Phasenübergang zum sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP), nach dem momentan in verschiedenen Experimenten gesucht wird. In einem QGP sind die Quarks und Gluonen nicht mehr in Hadronen eingeschlossen, sondern „freie Teilchen“ in einem Plasma. Diese einzelnen Teilchen sind nun im Gegensatz zu normaler Materie nicht mehr farblos.

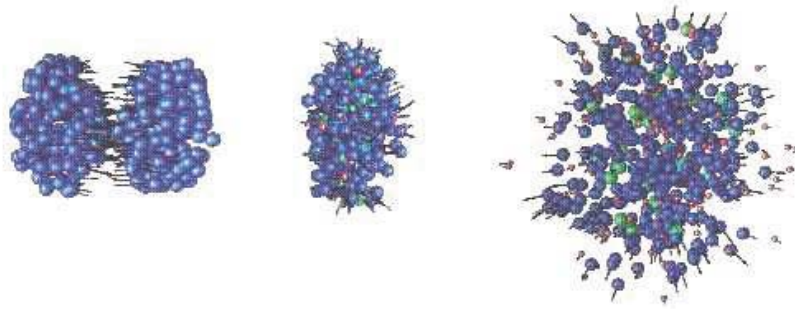


Abbildung 1.1: Ablauf einer Schwerionenreaktion. Zu sehen sind (im CM-System) links die aufeinander zurasenden Kerne, in der Mitte die Zone verdichteter Kernmaterie, in der es zur Produktion von weiteren Teilchen kommt, und rechts die Expansion und Fragmentation dieser Kernmaterie.

hoher Dichte/ Temperatur zusammen. Chirale Symmetrie ist eine grundlegende Symmetrie der QCD und beinhaltet die Entkopplung von links- und rechtshändigen (Anti-) Teilchen (positive und negative Helizität). Bei der Annahme von masselosen Quarks ist die Chiralität eine Erhaltungsgröße. In den gegenwärtigen Konzepten der Feldtheorie erklärt man die beobachtbaren Massen der Konstituentenquarks durch eine spontane Brechung dieser Symmetrie. Bei zunehmender Dichte/ Temperatur der Kernmaterie erwartet man eine Restaurierung der chiralen Symmetrie. Diese könnte beobachtbar werden durch Massenverschiebungen und Massenverbreiterungen beispielsweise von Vektormesonen ( $\rho$ ,  $\omega$  und  $\Phi$ ) [BR91] [SS94].

Bei einer zentralen Kollision zweier Atomkerne bei SIS<sup>4</sup>-Energien entsteht für eine sehr kurze Zeit ( $t < 10 \text{ fm}/c$ ) eine heiße, verdichtete Zone hadronischer Materie. Diese Zone wird *Feuerball* genannt. Der Ablauf einer solchen Schwerionenkollision ist in der Abbildung (1.1) gezeigt. Nachdem die Materie die Phase höchster Dichte durchlaufen hat, expandiert der *Feuerball* nach  $\approx 10 \text{ fm}/c$  aufgrund des inneren Druckes wieder. Um die Eigenschaften der Hadronen im *Feuerball* zu studieren, untersucht man solche Teilchen, die noch während der Phase der hohen Dichte zerfallen. Da die Lebensdauer des  $\rho$ -Mesons wesentlich kürzer ist als die Lebensdauer des *Feuerballs*, zerfallen fast alle dieser Teilchen innerhalb der Zone erhöhter Materiedichte. Kann man die Zerfallsprodukte eines  $\rho$  detektieren, so erfährt man mit hoher Wahrscheinlichkeit etwas über die Eigenschaften von Hadronen in dichter Kernmaterie. Auch  $\omega$  und  $\Phi$  können zu dieser Untersuchung mit herangezogen werden. In der Tabelle (1.1) sind die Eigenschaften der leichten Vektormesonen dargestellt.

Der Zerfall dieser Mesonen in ein Elektron-Positron-Paar ( $e^+e^-$ , im folgenden oft Dielektronen genannt) wird benutzt, um das Invariante-Masse-Spektrum zu rekonstru-

<sup>4</sup>Schwerionensynchrotron an der GSI

Meson	$J^P$	Isospin $I$	Masse [ $\frac{MeV}{c^2}$ ]	Breite [ $\frac{MeV}{c^2}$ ]	Lebensdauer $\tau$ [ $\frac{fm}{c}$ ]	Dominanter Zerfall	$e^+ - e^-$ -Verzwei- gungsverhältnis
$\rho^0$	$1^-$	1	768	152	1.3	$\pi\pi (> 99\%)$	$4.4 \cdot 10^{-5}$
$\omega$	$1^-$	0	782	8.43	23.4	$\pi^+\pi^-\pi^0 (89\%)$	$7.2 \cdot 10^{-5}$
$\Phi$	$1^-$	0	1019	4.43	44.4	$K^+K^- (49\%)$	$3.1 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.1: Die Eigenschaften der leichten Vektormesonen, aus [Sch95].  $J$  ist der Spin und  $P$  die Parität.

ieren. Da Leptonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, sondern nur elektroschwach wechselwirken, eignen sie sich besonders gut, um Informationen aus der komprimierten Phase herauszutragen. Würden sie auch stark wechselwirken, so würden sie auf ihrem Weg aus dem Inneren des *Feuerballs* abgelenkt. Die ursprüngliche Information würde verloren gehen. Die Ablenkung aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung ist vernachlässigbar klein.

## 1.2 Messung von Dileptonen

In diesem Abschnitt sollen die experimentellen Anforderungen betrachtet werden, die sich aus den zu messenden Größen und der dahintersteckenden Physik für den Aufbau des Detektorsystems HADES ergeben. Zunächst wird dargestellt, wie die invariante Masse der Vektormesonen aus den durch Detektoren meßbaren Größen erhalten werden kann.

### 1.2.1 Massenbestimmung

Abbildung (1.2) zeigt die Formation eines  $\rho$  aus zwei Pionen und dessen Zerfall in ein Elektron-Positron-Paar. Kennt man die Viererimpulse der beiden Teilchen, so kann deren invariante Masse und damit die invariante Masse der Vektormesonen  $M_{inv}^{Vektormeson}$  berechnet werden:

$$M_{inv}^{Vektormeson} = M_{inv}^{e^+e^-} = \sqrt{p_\mu(e^+ + e^-)p^\mu(e^+ + e^-)} \quad (1.1)$$

Ausgeschrieben lautet diese Gleichung:

$$M_{inv} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \quad (1.2)$$

Dabei sind  $E_{e^\pm}$  die Gesamtenergie und  $\vec{p}_{e^\pm}$  die Impulse der Elektronen/ Positronen. Nach Ausquadrieren der Terme erhält man:

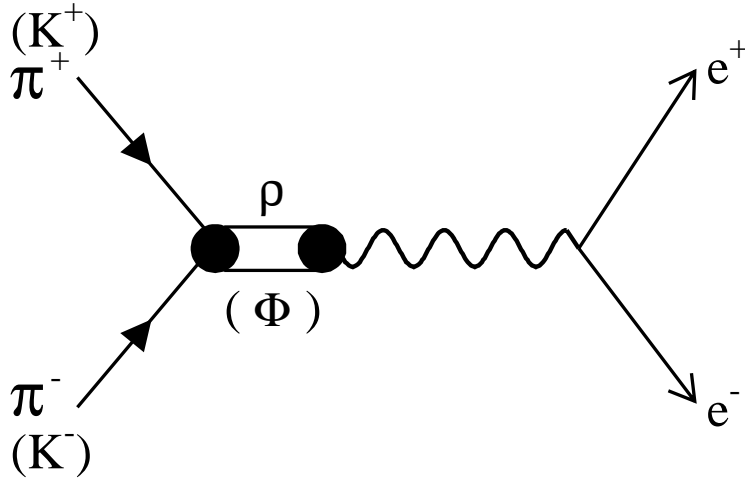


Abbildung 1.2: Annihilation zweier Pionen (Kaonen) im Vektordominanzmodell. Die Kopplung an das Photon geschieht im Falle der  $\pi^+\pi^-$ -Annihilation über das  $\rho$ -Meson.  $K^+K^-$ -Annihilation verläuft über das  $\Phi$ -Meson [Sch95].

$$M_{inv} = \sqrt{E_{e^+}^2 + E_{e^-}^2 + 2E_{e^+}E_{e^-} - |\vec{p}_{e^+}|^2 - |\vec{p}_{e^-}|^2 - 2\vec{p}_{e^+} \cdot \vec{p}_{e^-}} \quad (1.3)$$

Bei Elektron und Positronenergien von mehreren hundert MeV, wie sie beim Mesonzerfall auftreten, läßt sich die Ruheenergie vernachlässigen ( $E_{e^\pm} = \sqrt{|\vec{p}_{e^\pm}|^2 + m_0^2} \approx \sqrt{|\vec{p}_{e^\pm}|^2} = p_{e^\pm}$ ). Das gibt:

$$M_{inv} = \sqrt{2p_{e^+}p_{e^-} - 2\vec{p}_{e^+} \cdot \vec{p}_{e^-}} \quad (1.4)$$

Mit dem Laboröffnungswinkel  $\alpha$  zwischen den beiden Leptonen läßt sich  $\vec{p}_{e^+} \cdot \vec{p}_{e^-}$  schreiben als  $p_{e^+}p_{e^-}\cos(\alpha)$ . Mit  $\cos(\alpha) = \cos^2(\alpha/2) - \sin^2(\alpha/2)$  folgt:

$$M_{inv} = \sqrt{2p_{e^+}p_{e^-}(1 - \cos^2(\alpha/2) + \sin^2(\alpha/2))} \quad (1.5)$$

$$= \sqrt{2p_{e^+}p_{e^-}2\sin^2(\alpha/2)} \quad (1.6)$$

Somit erhält man für Gleichung (1.1):

$$M_{inv} \approx 2\sqrt{p_{e^+}p_{e^-}}\sin(\alpha/2) \quad (1.7)$$

Um die invariante Masse der leichten Vektormesonen  $\rho_0$ ,  $\omega$  und  $\Phi$  zu bestimmen, ist also die Messung der Impulse  $p_{e^\pm}$  der Dielektronenpaare, sowie des Öffnungswinkels  $\alpha$  zwischen ihren Spuren erforderlich.

## 1.2.2 Massenauflösung

Zur Identifizierung der verschiedenen Vektormesonen im invarianten Massespektrum sollte die  $e^+e^-$ -Massenauflösung optimiert werden. Im  $\rho/\omega$ - Massebereich sollte die Massenauflösung entsprechend der Resonanzbreite des  $\omega$ -Mesons etwa  $8 \text{ MeV}/c^2$  betragen [Sch95]. Dies bedeutet für die Massenauflösung:

$$\frac{\Delta M_{inv}}{M_{inv}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p^{e^-}}{p^{e^-}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p^{e^+}}{p^{e^+}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha}{2 \tan(\alpha/2)}\right)^2} \simeq 1\% \quad (1.8)$$

Um diese Massenauflösung zu erreichen, müssen Impuls- und Winkelauflösung maximiert werden. Die Winkelauflösung kann für große Öffnungswinkel ( $\alpha > 40^\circ$ ) oder große Impulse ( $p > 0.4 \text{ GeV}/c$ ) vernachlässigt werden [Sch95]. Die Impulsauflösung von Elektronen/Positronen  $\Delta p^{e^\pm}$  in Abhängigkeit ihres Impulses  $p^{e^\pm}$  ist in Abbildung (1.4) dargestellt. Sie besteht aus zwei Teilen:

- $\delta p^{res}$  -gegeben durch die Ortsauflösung der Driftkammern und
- $\delta p^{ms}$  -die Impulsunschärfe durch Vielfachstreuung im Magnetfeldbereich .

Die relative Impulsauflösung  $\delta p/p$  ist dabei das Verhältnis zwischen transversaler Impulsstreuung  $\delta p_\perp$  und transversaler Impulsablenkung <sup>5</sup>  $\Delta p_t$ :

$$\delta p/p = \delta p_\perp / \Delta p_t. \quad (1.9)$$

In die Impulsauflösung geht also die Ortsauflösung der Driftkammern ein. Für die Ortsauflösung wird ein Wert  $< 140 \mu\text{m}$  angestrebt. Bei ersten Messungen an einer Driftkammer der Ebene *II* wurden Werte deutlich darunter ( $\approx 105 \mu\text{m}$ , siehe Abbildung (1.3))[Mü99] erreicht. Hier zeigt sich die Bedeutung der vorliegenden Arbeit, da die Gasqualität auch Einfluß auf die Ortsauflösung hat. Für die Massenauflösung sind die geforderten 1% erreichbar. Dies geht aus Abbildung (1.5) hervor. Sie zeigt die Massenauflösung in Abhängigkeit des Elektron-/ Positron-Impulses.

## 1.2.3 Anforderungen an das Detektorsystem

Zur Optimierung der Ergebnisse aus Dielektronenexperimenten der ersten Generation (DLS, CERES) werden erhöhte Anforderungen an das Detektorsystem gestellt. Diese sind vor allem: Eine erhöhte Zählratenfestigkeit, eine hohe Massenauflösung, eine hohe Spurauflösung des Massenspektrometers sowie eine maximierte Raumwinkelabdeckung.

<sup>5</sup> $\Delta p_t$  sitzt senkrecht auf dem Impuls  $\vec{p}$

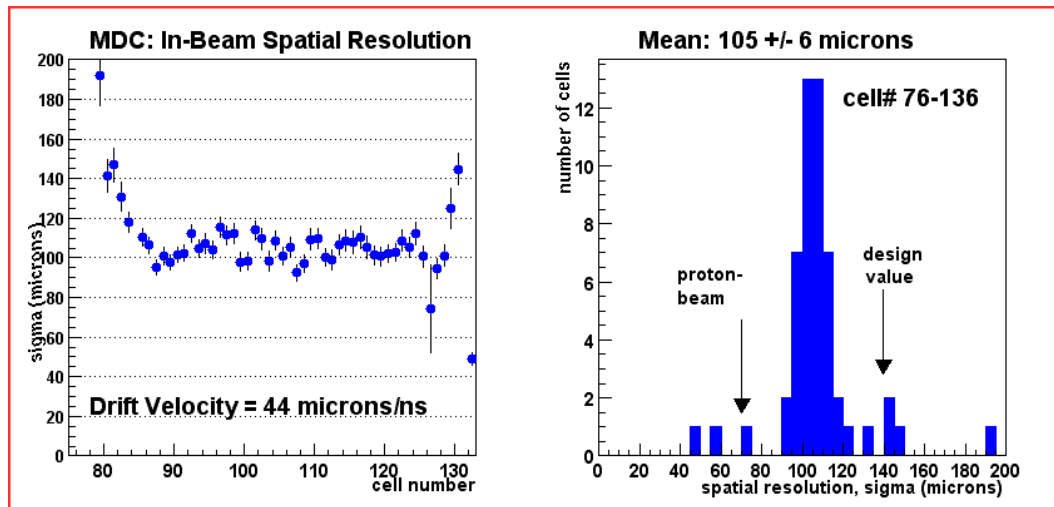


Abbildung 1.3: Die im November 1999 gemessene Ortsauflösung einer Driftkammer unter Experimentbedingungen in der HADES Targethalle[Mü99]. Links ist die Ortsauflösung gegen die Zellnummer der Driftzellen, rechts die Häufigkeit gegen die räumliche Auflösung dargestellt.

**Zählratenfestigkeit:** Aus Tabelle (1.1) geht hervor, daß die Vektormesonen  $\rho_0$ ,  $\omega$  und  $\Phi$  alle in Dileptonen zerfallen. Allerdings fallen auf diesen Zerfallskanal nur ein Anteil in der Größenordnung von  $10^{-5}$  aller Zerfälle. Um die Elektron-/Positronpaare dennoch mit einer guten Statistik nachweisen zu können, ist eine hohe Reaktionsrate erforderlich. Daher soll das Detektorsystem einer erhöhten Zählrate standhalten.

**Massenauflösung:**  $\frac{\Delta M_{inv}}{M_{inv}} \simeq 1\%$ , siehe Abschnitt (1.2.2)

**Spurauflösung:**  $e^+e^-$ -Paare entstehen nicht nur bei Zerfällen von  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\Phi$ , sondern auch beim Zerfall von  $\gamma$ -Quanten und  $\pi^0$ -Mesonen<sup>6</sup> im Feuerball. Dieser (leptonische) Untergrund sollte möglichst effizient unterdrückt werden können. Dazu ist es erforderlich, alle Trajektorien von  $e^+e^-$ -Paaren rekonstruieren zu können. Das stellt eine hohe Anforderung an die Spurauflösung und an die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems. Weiterhin soll die Streuung der Elektronen/Positronen im Detektor gering gehalten werden. Dies geschieht durch die Verwendung von möglichst wenig Konstruktionsmaterial. So wird auch der Anteil an Sekundärreaktionen<sup>7</sup> verringert.

<sup>6</sup>Die  $\pi^0$  zerfallen zu 98.8% in zwei  $\gamma$ -Quanten und zu 1.2% über den Dalitz-Zerfall in ein  $\gamma$ -Quant und ein  $e^+e^-$ -Paar.

<sup>7</sup>Photonen können im Detektormaterial reagieren und die entstehenden Sekundärteilchen die Detektorauflösung verschlechtern.

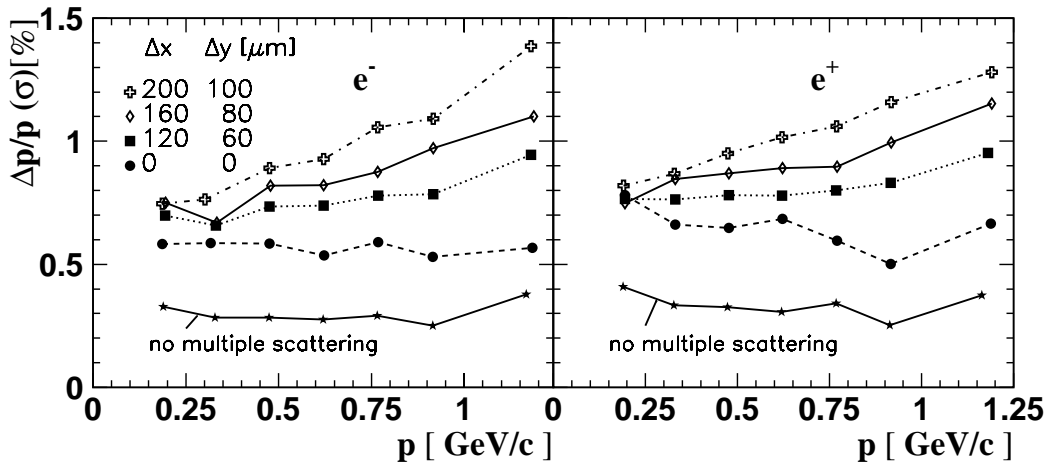


Abbildung 1.4: Die Impulsauflösung für Elektronen (links) und Positronen (rechts) in Abhängigkeit vom Impuls bei verschiedenen Ortsauflösungen (MC-Rechnungen für den Zweikörperzerfall einer thermischen Quelle ( $T = 65 \text{ MeV}$ )). Die unterste Kurve wurde für  $\Delta x = \Delta y = 0$  und ohne Vielfachstreuung berechnet [Sch95].

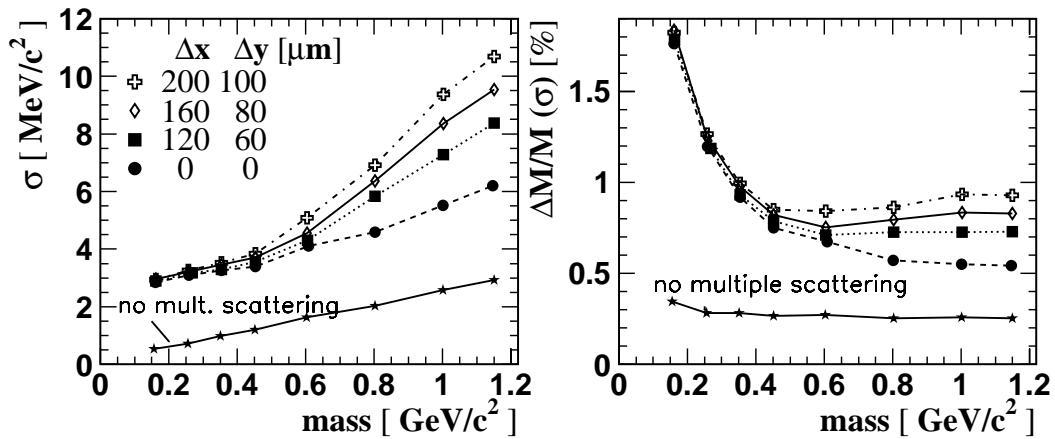


Abbildung 1.5: Die absolute (links) und relative (rechts)  $e^+e^-$ -Masseauflösung bei verschiedenen Ortsauflösungen (MC-Rechnungen für den Zweikörperzerfall einer thermischen Quelle ( $T = 65 \text{ MeV}$ )). Die unterste Kurve wurde für  $\Delta x = \Delta y = 0$  und ohne Vielfachstreuung berechnet. Ziel ist eine Maximierung der Ortsauflösung, um die Massenaflösung zu optimieren [Sch95].



*Raumwinkelakzeptanz:* Um möglichst viele Dielektronen zu detektieren, sollte ein möglichst großer Raumwinkelbereich vom Detektor abgedeckt werden. Deshalb wurde ein rotationssymmetrisches Konzept gewählt. Die Azimutwinkelakzeptanz wird praktisch nur noch durch die Detektoraufhängungen beschränkt. Sie werden jedoch so konstruiert, daß ihr Einfluß minimal bleibt. Die Polarwinkelakzeptanz von HADES erstreckt sich von  $18^\circ$  bis  $85^\circ$ .

### 1.3 Der Aufbau von HADES

In diesem Kapitel soll ein Überblick über den Aufbau des HADES- Detektorsystems gegeben werden. Eine dreidimensionale Ansicht ist in Abbildung (1.6) zu sehen, Abbildung (1.7) zeigt die Anordnung der verschiedenen Komponenten bezüglich der Strahlachse. Es handelt sich um eine Anordnung, die um die Strahlachse (Azimutwinkel) in  $60^\circ$ -Schritten rotationssymmetrisch ist:

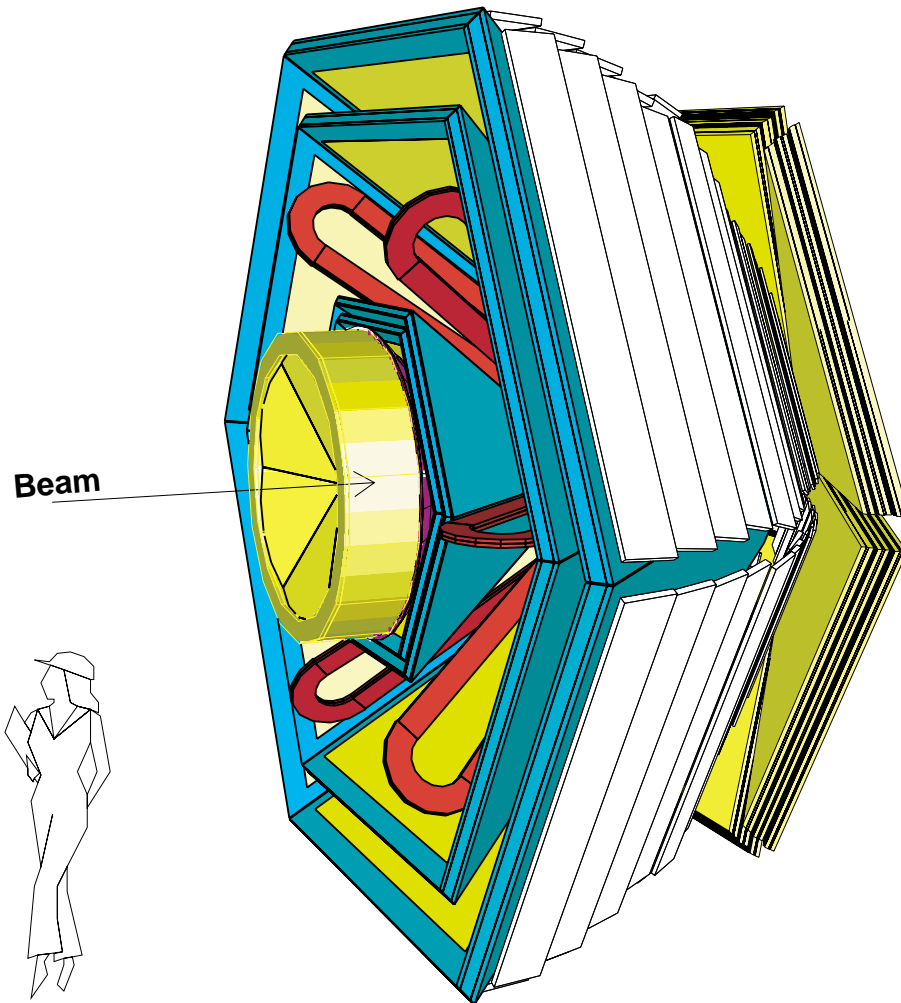


Abbildung 1.6: 3-D-Ansicht des HADES- Spektrometers.

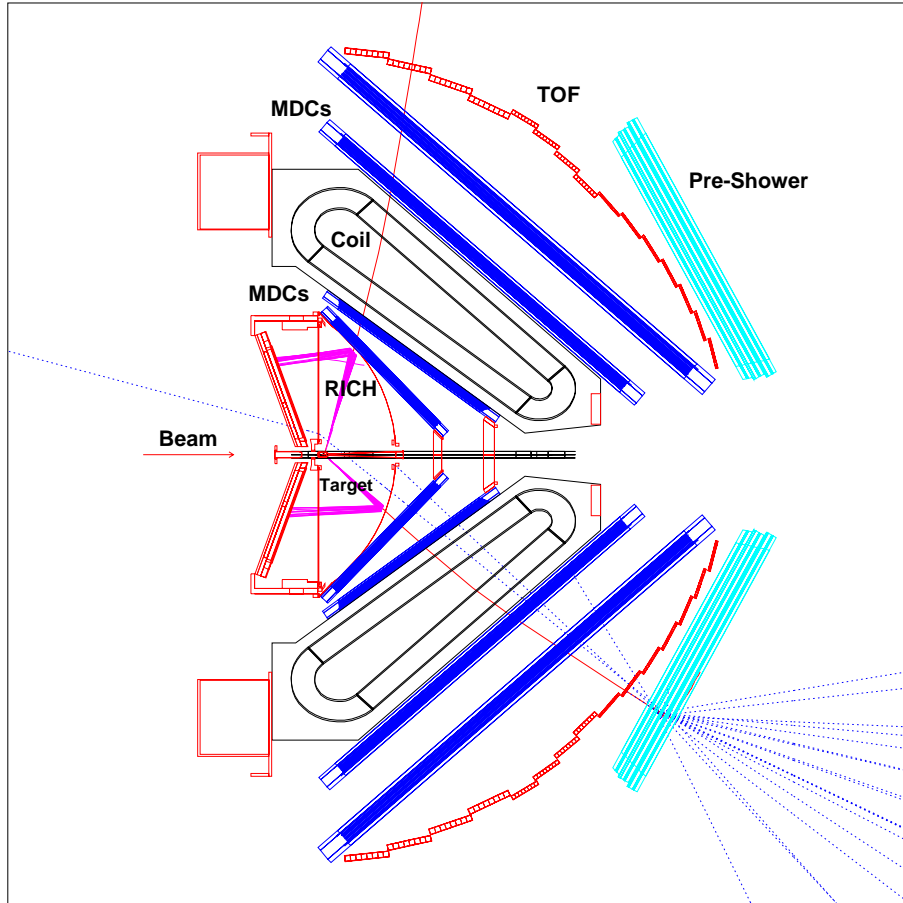


Abbildung 1.7: Schnitt durch das HADES- Spektrometer. Zu sehen ist ein Elektron-Positron-Paar auf dem Weg durch das Detektorsystem. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels beschrieben. Zunächst durchqueren die Teilchen den RICH (siehe Abschnitt (1.3.2)). Dieser umgibt das Target und dient zur Identifizierung der Elektronen/ Positronen. Hinter dem RICH folgen zwei Ebenen mit Driftkammern (MDC), der toroidale Magnet und zwei weitere Driftkammerebenen. Zusammen bilden sie das Magnetspektrometer von HADES (siehe Abschnitt (1.3.1)). Dahinter ist die Flugzeitwand TOF und der Showerdetektor angeordnet. Sie bilden zusammen das META- Detektorsystem (siehe Abschnitt (1.3.2)). Es dient ebenfalls der Identifizierung von Elektronen/ Positronen, sowie der Erkennung von zentralen Ereignissen anhand der Teilchenmultiplizität.

Die Strategie der Dielektronenmessung besteht aus zwei Teilen: Der Leptonenidentifikation sowie der Messung der Emissionswinkel und des Betrages des Impulses (siehe Gleichung (1.7)). Dementsprechend kann das HADES Detektorsystem in zwei Subsysteme aufgeteilt werden: Eine Gruppe von Detektoren dient der Elektronenidentifikation<sup>8</sup>. Zum anderen gibt es ein Magnetspektrometer. Dieses dient der Messung der Teilchenimpulse. Im folgenden werden beide Subsysteme kurz näher beschrieben.

### 1.3.1 Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer von HADES dient zur Impulsbestimmung der Elektronen/Positronen (siehe Abbildung(1.3.1)). Allgemein gilt für den Impulsübertrag  $\Delta\vec{p}_t$  auf ein geladenes Teilchen in einem Magnetfeld  $\vec{B}$ :

$$\Delta\vec{p} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q\vec{v} \times \vec{B} dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s} \quad (1.10)$$

$q$  ist die Ladung des Teilchens und  $d\vec{s}$  folgt der Teilchenbahn. Der Impulsübertrag  $\Delta\vec{p}_t$  sitzt senkrecht zum Impuls  $\vec{p}$ .

Der Impulsübertrag hängt nicht vom Impuls des Teilchens ab, sondern vom Magnetfeld auf dessen Bahn. Da sich Impuls und Impulsübertrag wie Vektoren addieren, ergeben sich unterschiedliche Ablenkwinkel für Teilchen unterschiedlichen Impulses. Über die Impulsänderung kann so anhand der Krümmung der Bahn der Impuls des Teilchens erhalten werden. Es sind dafür die Kenntnis von Eintrittsort in, Austrittsort aus dem Magnetfeld, sowie die Flugrichtung vor oder nach dem Magnetfeld ausreichend.

Das HADES- Magnetspektrometer besteht aus einem toroidalen Magneten und vier Ebenen mit Driftkammern. Jede Ebene besteht aus sechs jeweils gleichgroßen, trapezförmigen Driftkammern (MDC). Zwei Ebenen befinden sich vor und zwei nach dem Magneten. Es ergeben sich zusammen 24 Kammern. Die sechs supraleitenden Spulen des Magneten sind jeweils 80 mm dick. Sie produzieren ein Feld von maximal 0.7 Tesla mit einer Stromdichte von 120 A/mm<sup>2</sup> pro Spule. Der transversale Impulsübertrag  $\Delta p_t$  auf Elektronen beträgt in dieser Anordnung bis zu 100 MeV/c.

Eine einzelne Driftkammer hat die Form eines Trapezes. Die innersten Kammern sind etwa 88 cm × 80 cm groß, die äußersten Kammern etwa 2.8 m × 2.5 m. Ihre Rahmen liegen jeweils im Schatten der sechs Magnetspulen. So wird die aktive Fläche maximiert (insgesamt etwa 24 m<sup>2</sup>). Jede Driftkammer hat sechs Ebenen mit Signaldrähten, die gegeneinander gedreht angeordnet sind. Vom Target aus gesehen sind die Ebenen in den folgenden Winkeln angeordnet (siehe Abbildung (1.10)):

$$+40^\circ, -20^\circ, +0^\circ, -0^\circ, +20^\circ, -40^\circ.$$

<sup>8</sup>Der RICH, ein hadronenblinder Detektor, der das Target direkt umgibt, liefert auch den Öffnungswinkel zwischen gegebenen Dielektronenspuren. Siehe Abschnitt (1.3.2)

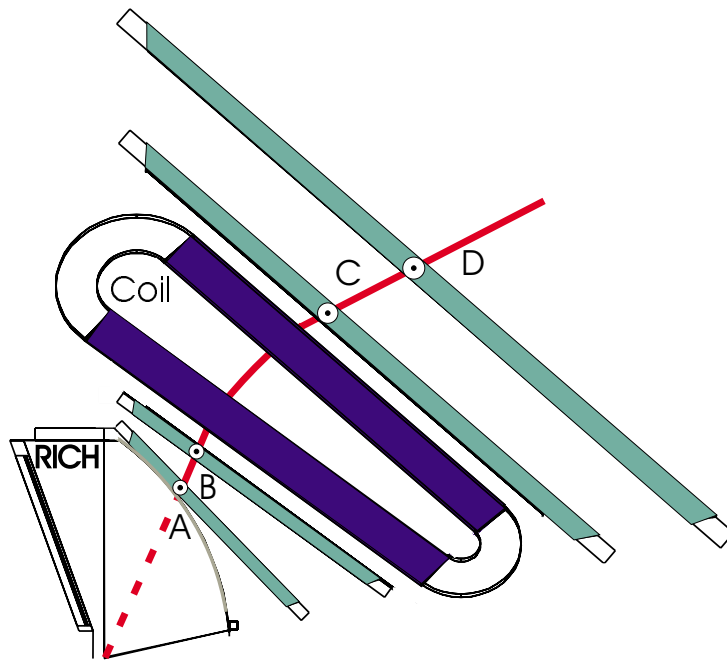


Abbildung 1.8: Die Funktionsweise des Magnetspektrometers von HADES. Bei Kenntnis der Flußdichte des Magneten kann aus dem Winkel zwischen den beiden Geraden  $\overline{AB}$  und  $\overline{CD}$  der Impulsübertrag auf das Teilchen bestimmt werden. Da die Kenntnis der genauen Position des Entstehungsortes des Teilchens nicht erforderlich ist, haben eventuelle Streuprozeße im RICH keinen Einfluß auf das Ergebnis.

Die  $0^\circ$ -Ebenen sind um eine halbe Zellgröße gegeneinander verschoben angeordnet. Zwischen den Signaldrahtebenen liegen die Kathodenebenen. Sie sind jeweils um  $90^\circ$  gegen die  $0^\circ$ -Ebenen gedreht. Das summiert sich zu 13 Drahtebenen je MDC-Modul. Die Zellgröße der Driftkammern nimmt von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  (Ebene I) bis auf  $10 \times 14 \text{ mm}^2$  (Ebene IV) zu. Das ergibt eine Driftstrecke<sup>9</sup> von 2.5 bis 7 mm. In den Kammern jeder Ebene befinden sich also etwa gleich viele Driftzellen (*konstante Granularität*). Zur Funktionsweise der Driftkammer siehe Kapitel (2).

Die Auslese der insgesamt etwa 27000 Signaldrähte erfolgt durch eine Elektronik, die direkt an den Kammern angebracht ist. Die *Daughterboards* genannten Vorverstärkerplatinen enthalten Vorverstärker-, Signalformer- und Diskriminatorstufen. Sie sitzen direkt auf den *Motherboards*. Auf diesen Platinen werden die Driftzeitinformationen digitalisiert.

Mehrfachstreuung im Detektorsystem soll möglichst gering gehalten werden. Dies geschieht, indem die Driftkammern mit Materialien möglichst geringer Masse konstru-

<sup>9</sup>Hier wird die maximale Driftstrecke senkrecht zum Signaldraht und senkrecht zum Lot auf den Drahtebenen genommen.

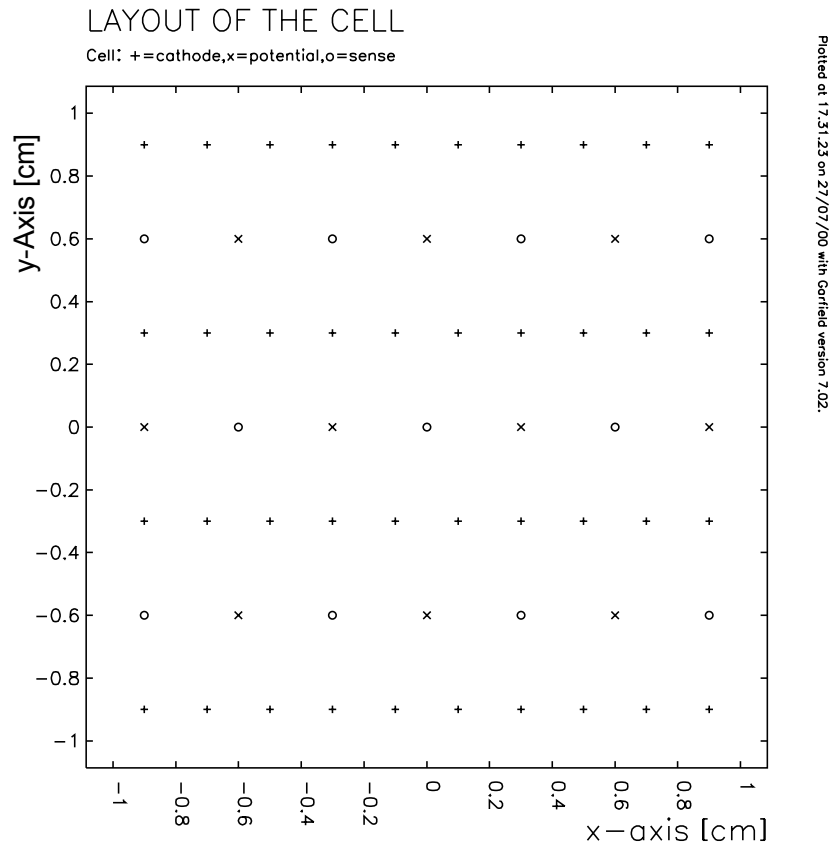


Abbildung 1.9: Der Aufbau der Driftzellen der MDC. Zu sehen ist ein Schnitt durch drei Ebenen. Die Drähte der Kathodenebene (+) sowie die Potentialdrähte (x) bestehen aus  $80 \mu\text{m}$  Aluminium, die Signaldrähte ( $\circ$ ) aus  $20 \mu\text{m}$  goldbeschichtetem Wolfram. Die Ebenen mit Signal- und Potentialdrähten verlaufen in Wirklichkeit nicht parallel zueinander.

iert werden (*Low-Mass-Konzept*). Die goldbeschichteten Wolfram Signaldrähte haben  $20 \mu\text{m}$  Querschnitt<sup>10</sup>, die Aluminiumkathodendrähte  $80 \mu\text{m}$ . Die Fenster der Module sind aus einer  $12 \mu\text{m}$  dünnen aluminierten Kaptonfolie. Das Zählgas basiert auf Helium, dem leichtesten Edelgas. Mit der Qualitätskontrolle dieses Gases befaßt sich die vorliegende Diplomarbeit.

### 1.3.2 Leptonenidentifikation

Der zweite Teil des Detektorsystems HADES dient der Identifikation der Elektronen/Positronen. Wie aus Tabelle (1.1) hervorgeht, zerfallen die Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\Phi$

<sup>10</sup>An den äußersten Driftkammern (Ebene IV) werden dickere Drähte verwendet, da die dünnen Drähte aufgrund der Gravitations- und Zugkräfte bei der nötigen Länge zu instabil sind.

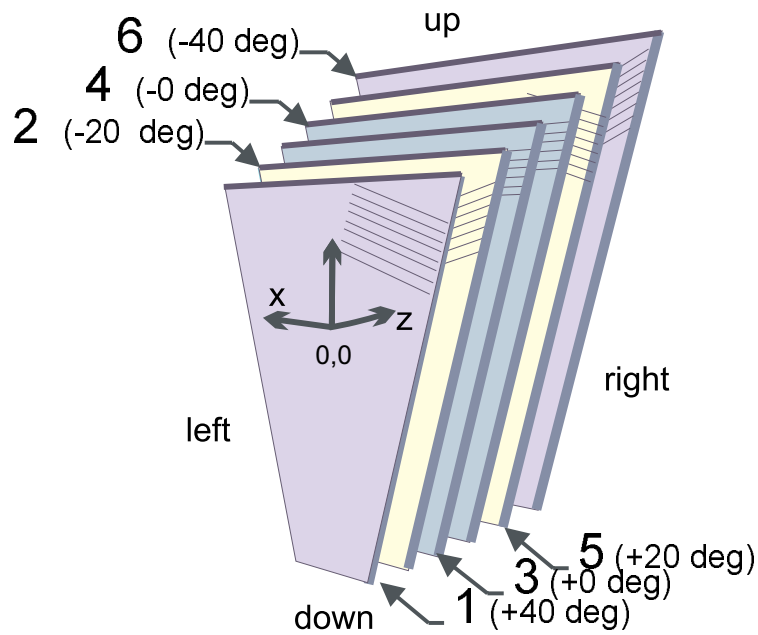
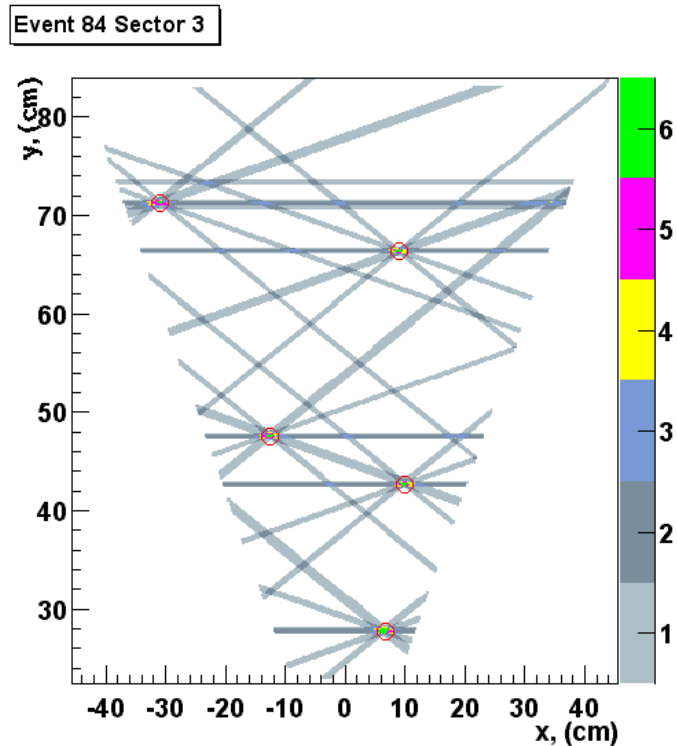


Abbildung 1.10: Die Anordnung der Signaldrahtebenen der MDC vom Target aus gesehen.

Abbildung 1.11: Gezeigt sind Treffer in verschiedenen MDC Driftzellen unter Experimentbedingungen in der HADES Experimenthalle. Jede Linie entspricht einem Signaldraht, auf dem ein Signal erkannt wurde. An den Orten, an denen sich die Drähte kreuzen, hat ein Teilchen die Driftkammer passiert. Die Entfernung der Teilchenbahn vom Signaldraht wird über die Driftzeit der Elektronen bestimmt.



bevorzugt in Pionen. Der Anteil der Zerfälle in ein Elektron und ein Positron beträgt  $\approx 10^{-5}$  („Dielektronereignis“). Eine Gruppe von Detektoren dient der Identifizierung dieser Ereignisse. Ein komplexes Triggersystem sorgt dafür, daß nur diese gespeichert werden. Das Triggerkonzept besteht aus drei Triggerstufen, die die Datenrate um einen Faktor von  $10^4$  reduzieren [Tri00]. Dies führt zu einer Rate von 100 Ereignissen/sec, welche auf Band geschrieben werden<sup>11</sup>.

## RICH

Die Produkte der Teilchenkollision passieren auf ihrem Weg vom Target zunächst den RICH<sup>12</sup>. Hierbei handelt es sich um einen *hadronenblinden* ortsauflösenden Čerenkov-Zähler [RIC00] [Zei99]. Er dient der Identifizierung von Dielektronen (*Second Level Trigger*). Es wird die Tatsache ausgenutzt, daß hochenergetische Teilchen beim durchqueren eines Dielektrikums unter einem festen Winkel

$$\Theta_c = \arccos \frac{1}{\beta n} \quad (1.11)$$

zur Teilchenbahn Photonen emittieren, wenn ihre Geschwindigkeit  $\beta$  größer als die Phasengeschwindigkeit  $\beta_{thr}$  der elektromagnetischen Felder in dem Dielektrikum ist. Es entsteht ein Kegel von Čerenkovphotonen<sup>13</sup>. Durch die Wahl eines Radiatorgas mit geeignetem Brechungsindex kann die Unterscheidung zwischen leichten und damit schnellen Elektronen/ Positronen ( $\beta \approx 1$ ) und den schwereren und damit langsameren geladenen Hadronen ( $p, \pi$  etc.) vorgenommen werden, da nur die Leptonen einen Kegel von Čerenkovphotonen emittieren werden. Der Winkel  $\Theta_c$  beträgt dann etwa  $3^\circ$ . Die Photonen auf dieser Kegelsbahn werden reflektiert und bilden auf einem Photonendetektor einen Ring ab.

Die Emissionswinkel ( $\alpha$  in Gleichung (1.7)) der Dielektronen lassen sich aus den Ringmittelpunkten mit hoher Auflösung bestimmen.

## META

Der META<sup>14</sup> dient ebenfalls der Elektronenidentifikation. Er besteht aus zwei Detektorsubsystemen, genannt TOF<sup>15</sup> und *Shower*<sup>16</sup>. Der TOF ist ein Scintillationsdetektor [TOF00]. Er dient zur Erkennung zentraler Stöße (*First Level Trigger*) anhand der

<sup>11</sup>Richtwerte

<sup>12</sup>Ring Imaging Čerenkov Counter.

<sup>13</sup>Als anschauliches Beispiel kann der Überschallkegel von Flugzeugen dienen, der dann entsteht, wenn Flugzeuge schneller als der Schall im Medium Luft fliegen

<sup>14</sup>Multiplicity Electron Trigger Array

<sup>15</sup>Time Of Flight- Wall

<sup>16</sup>Für kleine Polarwinkel bis  $45^\circ$



Teilchenmultiplizität<sup>17</sup>. Anhand der Flugzeitinformation wird eine zweite Elektronenidentifikation vorgenommen. Elektronen sind leichter als Hadronen, und besitzen deshalb bei gleichem Impuls eine größere Geschwindigkeit. So können für Winkel  $> 45^\circ$  Pionen und Protonen von den Dielektronen unterschieden werden. Für kleinere Winkel ist diese Trennung nicht mehr über die Flugzeit möglich, da in diesen Bereich die hochenergetischen Teilchen emittiert werden, für die die Flugzeitunterschiede so klein werden, daß sie bei einer Zeitauflösung der Flugzeitwand von  $< 200 \text{ ps}$  nicht zu erkennen sind. Deshalb ist in diesem Bereich ein Shower-Detektorsystem angeordnet [Sho00]. Hier werden Leptonen indirekt über ihren Energieverlust  $dE/dx$  identifiziert. Durchquert ein schnelles Elektron den Detektor, so entsteht ein charakteristischer elektromagnetischer Schauer.

---

<sup>17</sup>Die Teilchenmultiplizität hängt vom Impaktparameter ab, das heißt, je zentraler eine Schwerionenkollision ist, desto mehr Fragmente entstehen und werden im Detektor erkannt.



# Kapitel 2

## Driftkammerphysik

Eine Driftkammer ist ein Nachweisgerät, welches das Messen der Ortskoordinaten der Trajektorien von geladenen Teilchen ermöglicht. Sie wird häufig zur Spurrekonstruktion in kernphysikalischen Experimenten verwendet. In diesem Kapitel soll das Prinzip des Teilchennachweises mit Driftkammern beschrieben werden, sowie die grundlegenden physikalischen Prinzipien, auf denen die Funktionsweise von Driftkammern beruht.

### 2.1 Wechselwirkung von geladenen Teilchen in Gasen

Geladene Teilchen verlieren einen Teil ihrer kinetischen Energie beim Durchgang durch ein Gas durch Anregung von gebundenen Atom-Elektronen oder Gasionisation („Primärionisation“). Der mittlere differentielle Energieverlust in Gasen wird durch die Näherungsformel von BETHE-BLOCH beschrieben [Gru93]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right]. \quad (2.1)$$

Dabei sind

$z$	-die Ladung des einfallenden Teilchens
$Z, A$	-die Kernladungs- und Massenzahl des Gases
$m_e$	-die Elektronmasse
$r_e$	-der klassische Elektronenradius $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$ (mit $\epsilon_0$ die Dielektrizitätskonstante)
$N_A$	-die Loschmidtzahl
$I$	-eine für das Gas charakteristische Ionisationskonstante, die durch $I = 16Z^{0.9} \text{ eV}$ (für $Z > 1$ ) approximiert werden kann.

Diese Formel gilt unter der Voraussetzung, daß die Masse der Hüllenelektronen vernachlässigbar klein gegen die Masse der ionisierenden Teilchen ist. Für die Berechnung des Energieverlustes von Elektronen muß der Term

$$\left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad \text{durch} \quad \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 \gamma}{2I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.2)$$

ersetzt werden. Dadurch wird der Wert des maximalen Energieübertrags geändert. Das einfallende Elektron kann nicht wie schwere Teilchen seine gesamte Energie auf das Hüllenelektron des Gasatoms übertragen. Der differentielle Energieverlust ist also eine Funktion der Geschwindigkeit  $\beta$  und der Ladung  $z$  des Teilchens. Für kleine Geschwindigkeiten nimmt der Energieverlust mit  $1/\beta^2$  ab, bis er bei  $\beta = 0.97$  ein Minimum erreicht (*minimum ionizing particle*). Bei weiter ansteigendem  $\beta$  steigt der Energieverlust aufgrund relativistischer Effekte wieder an (*relativistic rise*).

Die BETHE-BLOCH-Formel gibt den Mittelwert des Energieverlustes pro Weglängelement an. Die durch die primäre Ionisation freigesetzten Elektronen besitzen im Mittel genügend Energie (mehr als das Ionisationspotential des Mediums), um weitere Atome in der unmittelbaren Umgebung zu ionisieren. Dadurch werden *sekundäre Elektronen* erzeugt. Die Gesamtanzahl der Elektron-Ionenpaare, die von einem geladenen Teilchen pro Flugstrecke erzeugt werden, ist proportional zum Gesamtenergieverlust  $\Delta E = \int_0^x \partial E / \partial x dx$  des Teilchens [Sau77]:

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad [1/cm], \quad (2.3)$$

wobei  $W_i$  die mittlere Ionisationsenergie des Gases ist ( $\approx 30eV$ ).  $n_T$  setzt sich zusammen aus dem Anteil der Primär- und dem der Sekundärionisation und ist näherungsweise proportional zur Kernladungszahl der Atome.

Entlang der Teilchenspur bilden sich also Gruppen freier, räumlich eng lokalisierter Elektronengruppen, sogenannte *Cluster*. Sie bestehen bei typischen Driftkammergasen aus ein bis drei Elektronen. Ebensoviele positiv geladene Ionen sind dann vorhanden. Die Orte der Ionisation sind statistisch entlang der Spur verteilt.

Der Energieübertrag bei einer Ionisation liegt stets zwischen der Ionisationsenergie und dem maximalen Energieübertrag  $\Delta E_{max}$ . Die Energieverlustverteilung kann durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left( -\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda}) \right). \quad (2.4)$$

Dabei ist  $\lambda$  die auf den mittleren Energieverlust  $\langle \Delta E \rangle$  normierte Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust  $(\Delta E)_{mp}$ :

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\langle \Delta E \rangle}. \quad (2.5)$$

In den HADES Driftkammern wird ein Gemisch aus 60%  $He$  und 40%  $iC_4H_{10}$  verwendet. Die Ionisierungsarbeit beträgt für Helium  $24.6 \text{ eV}$  und für Isobutan  $10.8 \text{ eV}$ . Bei reinem Helium werden pro  $cm$  Weglänge  $n_T(He) = 7.8$  Ionenpaare gebildet, bei Isobutan sind es  $n_T(iC_4H_{10}) = 195$ . Die Anzahl der pro Wegeinheit erzeugten Ionenpaare im Gemisch sind  $n_T(He - iC_4H_{10}) = \frac{1}{6}n_T(He) + \frac{1}{4}n_T(iC_4H_{10}) = 83$ . Die Mehrzahl der Elektronen stammt also nicht vom Basisgas Helium, sondern vom Isobutan [Sau77].

## 2.2 Wechselwirkung von Photonen in Gasen

Um Photonen nachzuweisen, müssen diese zunächst in einem Wechselwirkungsprozeß im Detektor geladene Teilchen erzeugen, die dann im allgemeinen über nachfolgende Prozesse ein Detektorsignal liefern. Ein Photonenstrahl wird in Materie exponentiell abgeschwächt, gemäß  $I = I_0 e^{-\mu x}$ . Dabei ist  $x$  die Massenbelegung mit der Dimension  $g/cm^2$  und  $\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i$  enthält die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Wechselwirkungen  $i$ . Es kommen drei verschiedene Wechselwirkungen in Frage:

### Photoeffekt

Atomelektronen können die Energie eines Photons vollständig absorbieren, was freie Elektronen aus Impulserhaltungsgründen nicht können. Nach der nichtrelativistischen Born- Approximation ist der Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{Photo}^K = \sqrt{\left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)} \alpha^4 Z^5 \sigma_{Th}^e \quad [cm^2/Atom]. \quad (2.6)$$

Dabei sind  $\epsilon = E_\gamma/m_e c^2$  die reduzierte Photonenenergie und  $\sigma_{Th}^e = 6.6510^{-25} \text{ cm}^2$  der Thomson- Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von Photonen an Elektronen.

Verwandt mit dem Photoeffekt ist der Augereffekt. In Gasen treten beide Effekte nur auf inneren Atomschalen auf (aufgrund der stärker lokalisierten Elektronenwellenfunktion). Es entsteht eine Leerstelle auf der Schale. Beim Photoeffekt wird die Leerstelle durch ein Elektron aus der äußeren Schale aufgefüllt. Die freiwerdende Energie wird als Strahlung wieder freigesetzt (Ein Sekundärphoton entsteht.). Beim Augereffekt wird sie direkt auf Atomelektronen äußerer Schalen übertragen. Dadurch wird das Atom weiter ionisiert.

### Compton-Effekt

Er beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem quasifreien atomaren Elektron. Der totale Wirkungsquerschnitt pro Atom wird nach der Formel von Klein-Nishina berechnet [Gru93] und ist proportional zu  $Z$ . Den Streuwinkel des Elektrons in Bezug auf die Richtung des einfallenden Photons erhält man aus:  $\cot \Theta_e = (1 + \epsilon) \tan \frac{\Theta_\gamma}{2}$ .  $\Theta_e$  kann aus Gründen der Impulserhaltung nie größer als  $\pi/2$  werden.

### Paarerzeugung

Im Coulombfeld von Atomkernen können Photonen unter Erzeugung eines Elektron-/Positronpaares vernichtet werden. Dieser Prozeß ist kinematisch erst dann möglich, wenn die Energie des Photons eine bestimmte Schwelle überschreitet. Es müssen die Ruhemasse der Elektronen und die Rückstoßenergie am Kern aufgebracht werden:  $E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{Kern}} c^2$ . Die Paarerzeugung im Coulombfeld eines Elektrons ist im Vergleich zu der im Feld eines Kernes stark unterdrückt. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu  $Z^2$ .

Der Comptoneffekt ist dominant bei kleinen Ordnungszahlen  $Z$  des Absorbermaterials. Der Paarbildungseffekt wird dominant bei großem  $Z$  und großen Photonenenergien. Der Photoeffekt schließlich dominiert bei kleinen Photonenenergien und großen  $Z$ .

## 2.3 Elektronen- und Ionendrift in Gasen

Die Auslese der Driftkammern MDC ergibt eine Zeitinformation, die in Bezug zum Signal eines Startdetektors<sup>1</sup> nach Abzug eines konstanten Wertes<sup>2</sup> der Driftzeit der Primärelektronen zum Signaldraht entspricht. Dabei bestimmt die Ankunft der ersten Elektronen am Signaldraht den Beginn des Signals. Man ist allerdings bei den Driftkammern an einer Ortsinformation interessiert, da die Ortskoordinaten in die Berechnung der Teilchenimpulse eingehen. Deshalb ist die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit in den Driftzellen der MDC's von entscheidender Bedeutung.

Das Verhalten jeder Driftkammer hängt grundlegend von der Drift der durch Ionisation entstandenen Elektronen und Ionen ab. Die Grundlagen der Drift geladener Teilchen in Gasen sollen in diesem Kapitel besprochen werden.

<sup>1</sup>Dieser sitzt im Ionenstrahl in der Nähe des Targets.

<sup>2</sup>Offsetkorrektur. Diese Korrektur wird per Software durchgeführt.

### 2.3.1 Thermische Bewegung und Diffusion

Die Elektronen (und Ionen) verlieren nach dem Ionisationsprozeß schnell ihre Energie, indem sie mit Atomen und Molekülen des Gases stoßen. Schließlich nehmen sie eine Energie an, die innerhalb der thermischen Energieverteilung des Gases liegt<sup>3</sup>. Ihre mittlere kinetische Energie ist dann [Gru93] :

$$\langle \epsilon \rangle = 3/2 \quad kT \approx 40 \text{ meV}. \quad (2.7)$$

$k$  ist die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur in Kelvin. Die Verteilung um diesen Mittelwert ist eine Maxwell- Boltzmann- Verteilung:

$$F(\epsilon) = \text{const} \sqrt{\epsilon} \exp(-\epsilon/kT). \quad (2.8)$$

Die lokal entstandenen Elektronengruppen diffundieren durch Vielfachstöße entsprechend einer Gaußverteilung:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx, \quad (2.9)$$

wobei  $dN/N$  der Bruchteil der Ladung ist, der im Längenelement  $dx$  im Abstand  $x$  nach einer Zeit  $t$  gefunden wird.  $D$  ist der Diffusionskoeffizient. Er ist eine Gaskonstante.

### 2.3.2 Bewegung von Elektronen im elektrischen Feld

Wird ein homogenes elektrisches Feld angelegt, so wird der statistisch ungeordneten Diffusionsbewegung eine gerichtete Driftbewegung entlang der Feldlinien überlagert. Aus Gleichung (2.1) wird:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(x - tv_D)^2}{4Dt}\right) dx, \quad (2.10)$$

Genauer muß man nun zwischen longitudinalem und transversalem Diffusionskoeffizienten  $D_L$  und  $D_T$  unterscheiden. Die Diffusion in Driftrichtung ist geringer als senkrecht zur Driftrichtung. Der Grund hierfür sind die Stöße des driftenden Teilchens mit den Gasatomen. Die Wahrscheinlichkeit für eine exakte Rückwärtsstreuung des Teilchens sowie für eine Beschleunigung in Driftrichtung durch einen Zusammenstoß geht gegen null. Sie ist jedoch für eine Seitwärtsstreuung endlich. Für das Gas  $He$  (60%) -  $iC_4H_{10}$  (40%) sind beide Diffusionskoeffizienten in Abbildung (2.1) dargestellt.

<sup>3</sup>Es wird davon ausgegangen, daß kein elektrisches Feld anliegt.

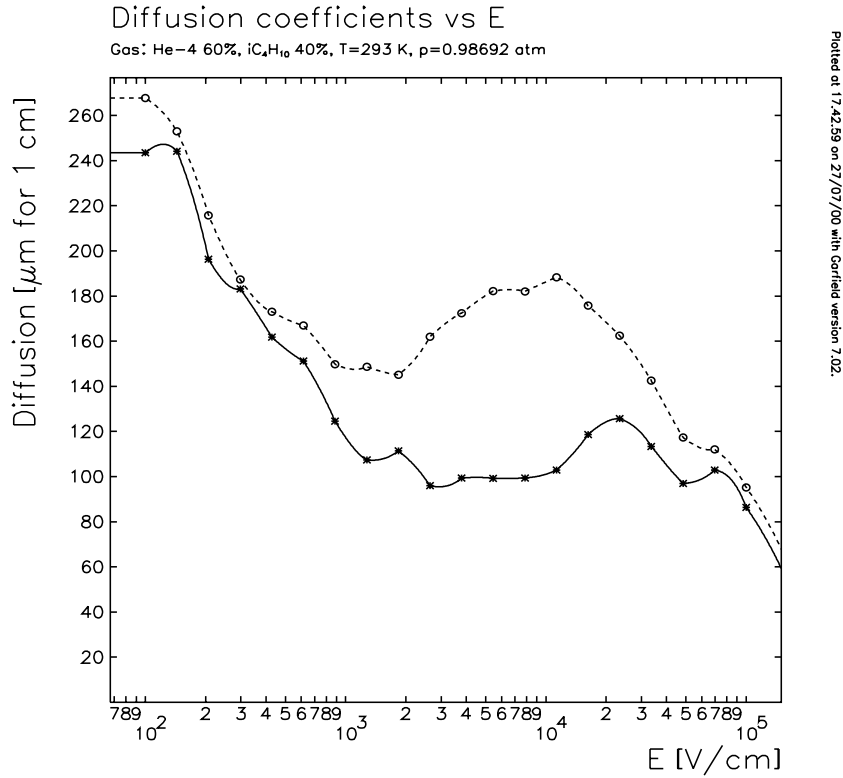


Abbildung 2.1: Die Diffusionskoeffizienten  $D_L$  (Sterne und durchgezogene Linie) und  $D_T$  (Kreise und gestrichelte Linie) in  $He$  (60%) -  $iC_4H_{10}$  (40%) für verschiedene elektrische Feldstärken. Die Daten entstammen einer Simulation mit MAGBOLTZ (siehe Anhang (A)).

Das elektrische Feld beschleunigt die Ladungsträger, gebremst werden sie durch statistisch verteilte Kollisionen mit Gasatomen. Im Mittel über viele Stöße kann eine mittlere Geschwindigkeit berechnet werden. Diese stimmt mit der makroskopischen Driftgeschwindigkeit  $v_D$  überein. Sie ergibt sich aus dem dynamischen Gleichgewicht zwischen Beschleunigungsenergie  $\epsilon_E = eEx$  der Ladungsträger im Feld  $E$  auf der Strecke  $x$  und dem Energieverlust  $\epsilon_{loss}$  durch elastische Stöße mit Gasmolekülen:

$$\epsilon_E = \epsilon_{loss}. \quad (2.11)$$

Zur vollständigen Beschreibung der Bewegung der Ladungen in einem Gas unter Einwirkung eines homogenen und konstanten elektrischen Feldes werden drei Transportparameter benötigt: Die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  und die transversalen und longitudinalen Diffusionskoeffizienten  $D_T$  und  $D_L$ . Die beiden Diffusionskoeffizienten sind von Bedeutung für den Betrieb einer TPC<sup>4</sup>. Aufgrund der kurzen Driftstrecke in den

<sup>4</sup>Time Projection Chamber



HADES Driftkammern sind die Auswirkungen der Diffusion auf die Ortsauflösung vernachlässigbar klein gegen elektronische Effekte und mechanische Toleranzen.

Um die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  geladener Teilchen unter dem Einfluß elektrischer und magnetischer Felder,  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$ , zu bestimmen, kann die folgende Bewegungsgleichung angegeben werden [BR93]:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e[\vec{v} \times \vec{B}] - K\vec{v}, \quad (2.12)$$

dabei sind  $m$  und  $e$  die Masse und Ladung des Teilchens,  $\vec{v}$  sein Geschwindigkeitsvektor, und  $K$  ein Reibungskoeffizient. Die Größe dieser Reibungskraft muß als stochastisches Mittel über die zufälligen Kollisionen des driftenden Teilchens genommen werden. Das Verhältnis  $m/K$  hat die Dimension einer Zeit. Man definiert:

$$\tau = \frac{m}{K}. \quad (2.13)$$

Im mikroskopischen Bild eines durch das Gas driftenden, und mit den Gasatomen kollidierenden, geladenen Teilchens entspricht  $\tau$  der mittleren Zeit zwischen zwei Kollisionen. Gleichung (2.12) ist ein inhomogenes System von linearen Differentialgleichungen für die drei Komponenten von  $\vec{v}$ . Die Lösung von (2.12) für  $t \gg \tau$  und  $B = 0$  ist ein stationärer Zustand für den  $dv/dt = 0$  gilt. Bei Abwesenheit magnetischer Felder ist der Driftgeschwindigkeitsvektor einfach durch

$$0 = \frac{e}{m}\vec{E} - \frac{\vec{v}}{\tau} \quad (2.14)$$

bestimmt. Dann ist

$$\vec{v} = \frac{e\tau}{m}\vec{E} = \mu\vec{E} \quad (2.15)$$

mit

$$\mu = \frac{e}{m}\tau = \frac{e}{K}. \quad (2.16)$$

Die skalare *Mobilität*  $\mu$  ist definiert als das Verhältnis von Driftgeschwindigkeit zu elektrischer Feldstärke bei Abwesenheit eines magnetischen Feldes;  $\mu$  ist proportional zu der charakteristischen Zeit  $\tau$ . Die Driftgeschwindigkeit ist das Produkt aus elektrischer Feldstärke und Mobilität.

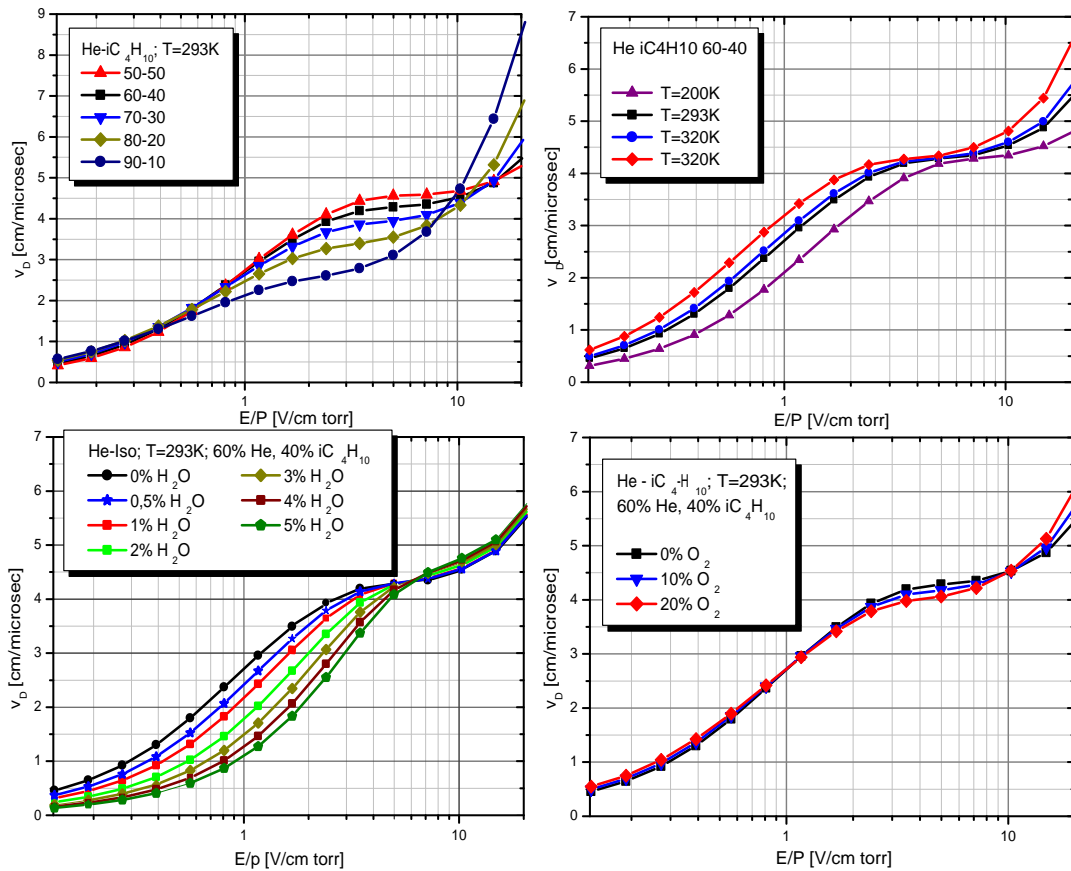


Abbildung 2.2: Die Driftgeschwindigkeit von Elektronen als Funktion von  $E/p$ . Links oben sind die Daten für verschiedene Mischungsverhältnisse der Gaskonstituenten Helium und Isobutan ( $He, iC_4H_{10}$ ) dargestellt. Rechts oben sind sie für verschiedene Temperaturen, links unten für verschiedene Wasserdampfbeimischungen und rechts unten für verschiedene Sauerstoffbeimischungen dargestellt.

### 2.3.3 Reduzierte Feldstärke

In der Literatur ist es üblich, die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von  $E/P$  [ $V/(cm Torr)$ ] anzugeben (*Reduzierte Feldstärke*) [Mar95].

Mit der thermischen Zustandsgleichung des idealen Gases

$$PV = NkT \quad (2.17)$$

läßt sich die Gasdichte beschreiben als:

$$\rho = \frac{N}{V} = \frac{1}{k} \frac{P}{T}. \quad (2.18)$$

Dabei sind  $k$  die Boltzmannkonstante und  $N$  die Teilchenzahl. Bei Normaldruck  $P_0$  und Normaltemperatur  $T_0$  ist die Dichte

$$\rho_0 = \frac{1}{k} \frac{P_0}{T_0}. \quad (2.19)$$

Durch Gleichsetzen von (2.18) und (2.19) über die Konstante  $1/k$  läßt sich die Dichte schreiben als

$$\rho = \rho_0 \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T}. \quad (2.20)$$

Daraus ergibt sich für den Quotienten  $E/\rho$  die Abhängigkeit

$$\frac{E}{\rho} = \frac{E}{P} \frac{T}{T_0} \frac{P_0}{\rho_0}. \quad (2.21)$$

$\frac{P_0}{\rho_0}$  ist eine Konstante. Somit ergibt sich der funktionale Zusammenhang der Driftgeschwindigkeit von  $E/P$  zu:

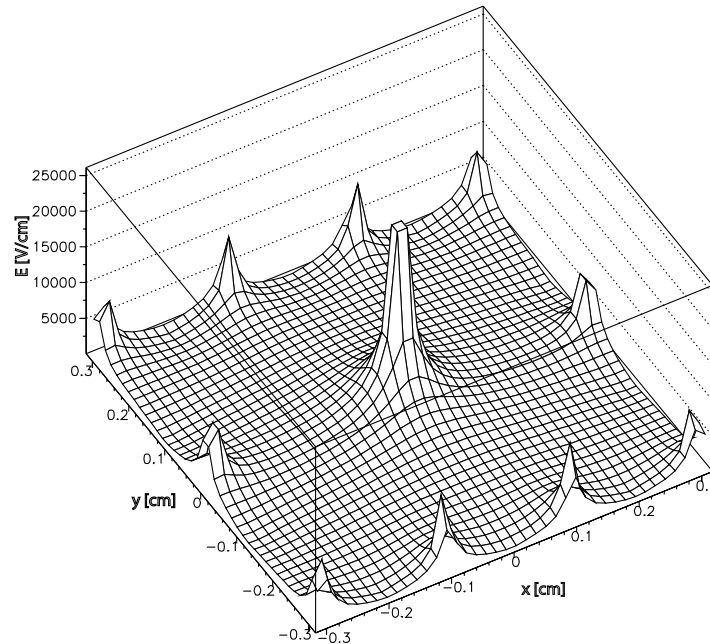
$$v_D = f \left[ konst \frac{E}{P} \frac{T}{T_0} \right]. \quad (2.22)$$

Je höher der Gasdruck (je dichter das Gas), desto wahrscheinlicher werden Stöße. Damit wird die Driftgeschwindigkeit kleiner. Die Driftgeschwindigkeit hängt also vom Betrag des Feldes  $E$  und dem Druck  $P$  des Gases ab. Bei gegebenen Werten für  $E$  und  $P$  (und konstanter Temperatur  $T$ ) ist sie konstant. Weiterhin hängt sie natürlich von der Gaszusammensetzung ab.

Die Abbildung (2.2) zeigt oben die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der reduzierten Feldstärke  $E/P$  für verschiedene Mischungsverhältnisse der Gaskonstituenten und für verschiedene Temperaturen. Die Daten entstammen einer Simulation mit MAGBOLTZ [Bia88] (siehe Anhang A).

### 2.3.4 Elektroneinfang

Die Drift freier Ladungsträger in einem elektrischen Feld setzt allerdings voraus, daß Elektronen und Ionen nicht rekombinieren und sich auch nicht an die Atome und Moleküle des Mediums anlagern. Die Wahrscheinlichkeit zur Anlagerung an Edelgase ist Null. Bei anderen Gasen kann sie jedoch endliche Werte annehmen. In Frage kommen vor allem Sauerstoff und Wasserdampf. Speziell bei niedrigen Driftfeldern ändert



Plotted at 17.32.07 on 27/07/00 with Gnuplot version 7.02.

Abbildung 2.3: Der Betrag der elektrischen Feldstärke ( $z$ -Achse) in einer MDC-Driftzelle ( $x$ - und  $y$ -Achse); der Signaldraht liegt bei  $(0, 0)$ . An den Kathoden- und Potentialdrähten liegt eine Hochspannung von  $-1850\text{ V}$  an.

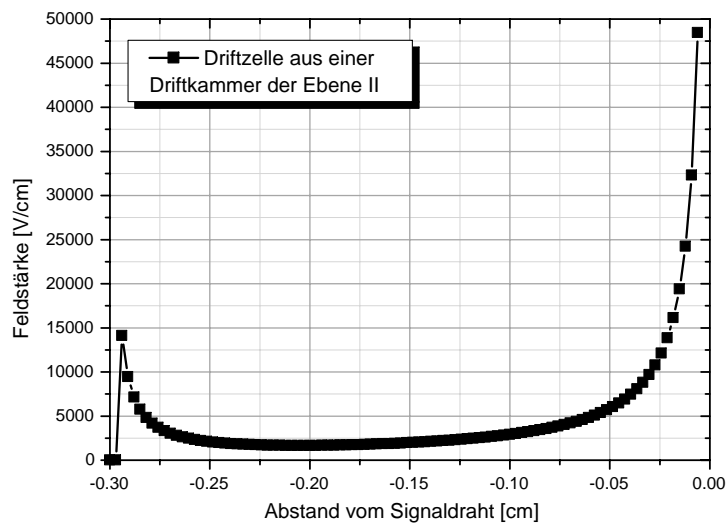


Abbildung 2.4: Der Betrag der elektrischen Feldstärke in einer Driftzelle aus der Ebene II entlang der Achse Potentialdraht-Signaldraht. Auf der  $x$ -Achse ist die Entfernung vom Signaldraht aufgetragen. Zum Signaldraht hin steigt die Feldstärke stark an.

zum Beispiel eine Beimischung von einem Promille Wasserdampf die Driftgeschwindigkeit um einen Faktor von beinahe zwei (Argon-Methan)[BR93]. Auch bei Helium-Isobutan-Mischungen verringern Wasserdampfbeimischungen die Driftgeschwindigkeit<sup>5</sup>. Bei höheren Feldstärken, wie sie in den HADES Driftkammern vorliegen, wird diese Verminderung geringer<sup>6</sup>. Dennoch sind diese Verunreinigungen unerwünscht und minimal zu halten. Sie verschlechtern nämlich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch Elektroneinfang. Die zum Signaldraht driftende Elektronenanzahl wird verringert. Das beeinträchtigt die Effizienz der Kammer<sup>7</sup>. Der Monitor, mit dem diese Arbeit beschäftigt, dient indirekt auch der Überwachung dieser Verunreinigungen. Die Abhängigkeiten der Driftgeschwindigkeit von Sauerstoff- und Wasserdampfbeimischungen sind in Abbildung (2.2) unten zu sehen.

## 2.4 Elektrostatik von Driftkammern

In einer idealen Driftzelle herrscht im gesamten Volumen ein konstantes elektrisches Feld. Lediglich in der näheren Umgebung des Signaldrahtes nimmt das Feld sehr hohe Werte an. Die Driftzellen der HADES MDC sind aus Signal-, Kathoden- und Potentialdrähten aufgebaut (siehe Abschnitt 1.3.1). Das Feld wird durch unterschiedlich große Potentiale an den Drähten generiert. Der Signaldraht liegt in Bezug auf die anderen Drähte auf einem positiven Potential. In den Abbildungen (2.3) und (2.4) ist die Verteilung des Betrages der elektrischen Feldstärke zu sehen.

Die Feldstärke ist nicht homogen über die Driftzelle verteilt. Eine reale Driftzelle unterscheidet sich so von der idealen. Indem man den Umstand ausnutzt, daß das verwendete Zählgas ein Plateau besitzt (siehe (2.2)), kann trotzdem in einem großen Bereich der Driftzellen eine annähernd konstante Driftgeschwindigkeit erreicht werden. Dazu muß die elektrische Feldstärke in den Driftzellen so gewählt werden, daß sie in einem möglichst großen Raumbereich mit dem Plateaubereich übereinstimmt.

In den beiden Abbildungen (2.2) ist der Betrag der lokalen Driftgeschwindigkeit in einer Driftzelle dargestellt. Über fast die gesamte Driftzelle hat sie Werte zwischen 2.2 und 4.4  $cm/\mu s$ . Am Signaldraht nimmt die Driftgeschwindigkeit aufgrund der hohen Feldstärke stark zu.

Passiert nun ein geladenes Teilchen die Driftkammer, so wird es einige der Driftzellen durchqueren und das Zählgas ionisieren. Entlang der Teilchenspur bilden sich die Elektronengruppen (*Cluster*). Sie bestehen bei typischen Driftkammergasen aus

<sup>5</sup>Siehe linke untere Abbildung in (2.2).

<sup>6</sup>Sie ist eher bedeutend für Time Projection Chambers (TPC's), in denen ein kleineres Driftfeld anliegt.

<sup>7</sup>Ein perfektes Driftkammersystem hätte in jeder Drahtebene eine Effizienz von 100%. Dann würde jede Teilchenspur in jeder der 24 Signaldrahtebenen ein Signal auslösen. Die Effizienz in allen 24 Ebenen wäre  $1^{24} = 1$ , also 100%. Beträgt die Effizienz einer Ebene jedoch nur 99%, so ist die Effizienz der 24 Ebenen schon nur noch  $0.99^{24} = 0.78$ , also 78%.

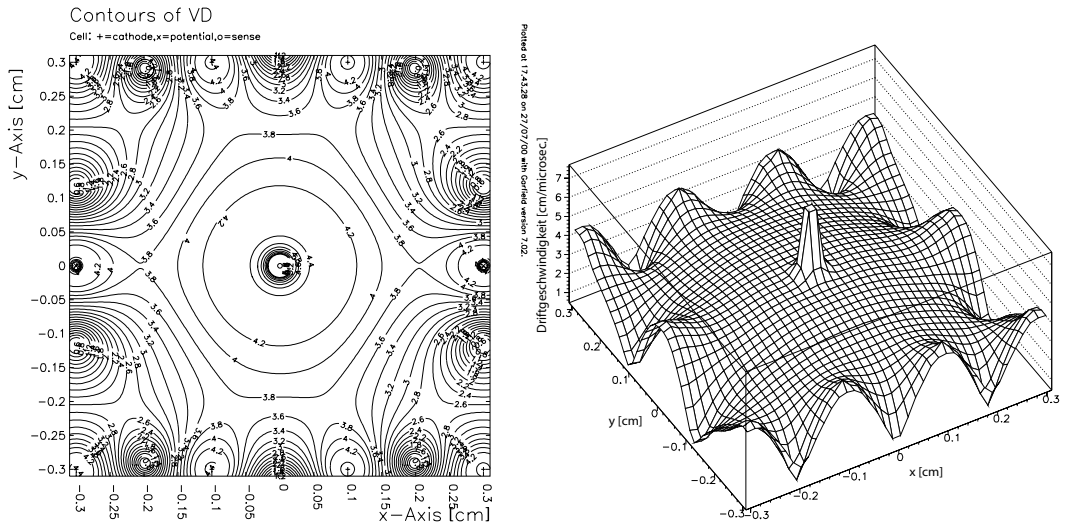


Abbildung 2.5: Der Betrag der lokalen Driftgeschwindigkeit  $v_D$  in einer MDC- Driftzelle aus der Ebene  $II$ . Die rechte Abbildung stellt  $v_D$  räumlich dar. Qualitativ gut zu sehen ist die große Zone relativ konstanter Driftgeschwindigkeit. In Randbereichen der Driftzelle ist  $v_D$  klein. Durchstößt eine Teilchenbahn diese Bereiche, kommt es zu verhältnismäßig langen Driftzeiten.

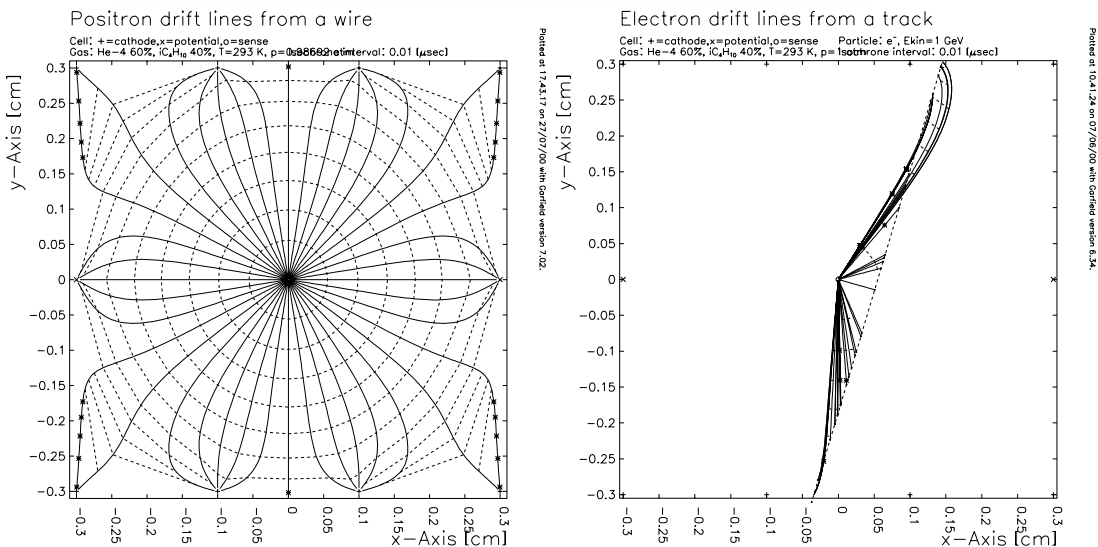


Abbildung 2.6: Die Driftlinien in einer MDC- Zelle (links). Außerdem sind die Isochronen (Linien konstanter Driftzeit) zu sehen. Rechts durchquert ein geladenes Teilchen die Driftzelle. Entlang der Spur bilden sich Elektronengruppen, die zum Signaldraht driften. Sie folgen dabei im wesentlichen den elektrischen Feldlinien. Die Ankunft der ersten Elektronen (mit der kürzesten Driftstrecke) an der Anode markiert den Beginn des Signals.

ein bis drei Elektronen. Gleich viele positiv geladene Ionen sind dann vorhanden. In Abbildung (2.6) sind rechts die Elektronendriftlinien einer simulierten Spur durch eine Driftzelle zu sehen. Sie entsprechen bei Abwesenheit eines Magnetfeldes im wesentlichen den elektrischen Feldlinien. Entlang dieser Linien driften die *Cluster* zur Anode. Das linke Bild in Abbildung (2.6) zeigt verschiedene mögliche Driftlinien in einer Driftkammerzelle. Elektronengruppen aus verschiedenen Teilen der Driftzelle haben eine unterschiedliche Driftzeit zur Anode. Davon kann die Signallänge und -form abhängen.

## 2.5 Gasverstärkung und Signalbildung

In Bereichen mit hohen elektrischen Feldstärken, wie sie in der Nähe des Anodendrahtes vorliegen, kommt es zur Gasverstärkung. Die Elektronen gewinnen zwischen zwei Stößen durch die Beschleunigung durch das elektrische Feld so viel Energie, daß sie wiederum weitere Atome ionisieren können. Diese sekundären Elektronen ionisieren dann ihrerseits weiter Gasatome. So bildet sich eine Elektronenlawine. Bezeichnet man mit  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge der Elektronen bis es ein weiteres Gasatom ionisiert, dann ist  $\alpha = 1/\lambda$  [1/cm] die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation pro Wegstrecke. Diesen Wert nennt man *Townsend-Koeffizient*.  $\alpha$  ist aufgrund des inhomogenen Feldes im allgemeinen eine Funktion des Ortes. Bei  $n$  vorhandenen Elektronen werden pro Wegelement  $dx$

$$dn = n\alpha(x)dx \quad (2.23)$$

neue Elektronen gebildet. Ist  $n_0$  die ursprüngliche Anzahl der vorhandenen Elektronen, so ist der Gasverstärkungsfaktor  $M$  gegeben durch:

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp\left(\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x)dx\right) \quad (2.24)$$

Der Verstärkungsfaktor beträgt für die HADES Driftkammern etwa  $2-3 \cdot 10^5$ . Wird  $M$  zu groß, kann es zum sogenannten *Breakdown* der Kammer kommen [Zen97].

Beim Prozeß der Lawinenbildung kommt es nicht nur zur Ionisation der Gasatome, sondern die Atome können auch in angeregte Zustände versetzt werden. Sie fallen dann unter Aussendung eines Photons schnell in den Grundzustand zurück. Die entstehenden Photonen haben ausreichende Energie, um mittels Photoeffekt weitere freie Elektronen zu bilden. Diese initiieren sehr schnell nach der ersten Lawine eine weitere Lawine. Diese ständigen Entladungen würden eine Pulsauflösung unmöglich machen. Um dieses zu verhindern, werden dem Gas sogenannte Löschgase zugesetzt. Dafür werden meist Kohlenwasserstoffmoleküle mit fünf oder mehr Atomen eingesetzt (z.B. Methan, Isobutan, Ethan). Diese wandeln die absorbierte Energie der Pho-

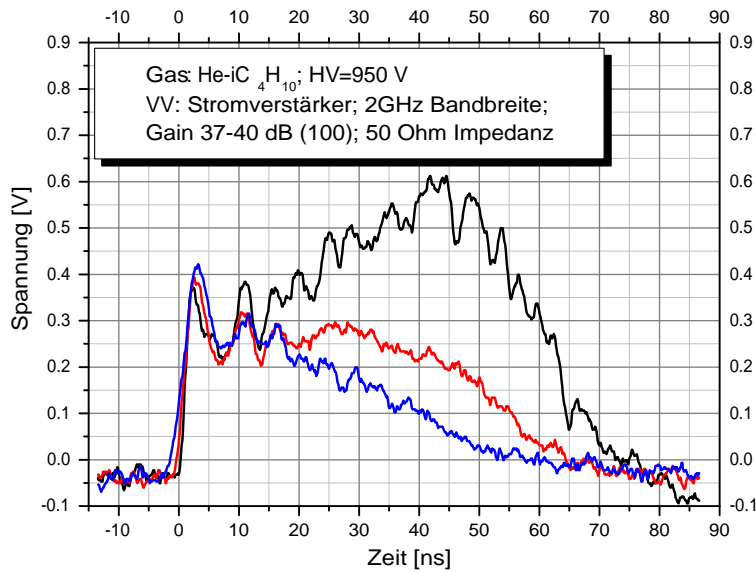


Abbildung 2.7: Drei mit einem digitalen Oszilloskop aufgenommene Pulse an einem Proportionalzählrohr. Verwendet wurde einer der Startzähler des Driftgeschwindigkeitsmonitors und ein schneller Vorverstärker (2GHz Bandbreite, Peter Moritz, GSI). Die Signale haben 2 ns Anstiegszeit.

tonen in Rotations- oder Vibrationsenergie um. Die Energie wird bei Stößen mit anderen Molekülen/ Atomen strahlungslos wieder abgegeben. In dem in den HADES Driftkammern verwendeten  $He - iC_4H_{10}$ -Gasgemisch dient das Helium als eigentliches Füllgas (*Low Mass Konzept*, siehe Abschnitt (1.3.1)). Das Isobutan übernimmt die Rolle des Löschgas-Zusatzes (*Quencher*).

Um den Anodendraht entsteht so eine Wolke von geladenen Teilchen. Die Elektronen erreichen bei hohen Driftgeschwindigkeiten von  $\approx 100 - 150 \text{ cm}/\mu\text{s}$  [Zen97] die Anode nach etwa  $1 \text{ ns}$ . Es ergibt sich ein kurzer Puls. Die verbleibenden Ionenrümpfe driften zur Kathode und erzeugen den Hauptanteil des Pulses. Dem elektrischen Feld wird zur Beschleunigung der freien Ladungen Energie entzogen. Diese Energie ist  $dW = CU dU$  und führt zu einer Abnahme der Spannung an der Driftzelle um den Betrag  $dU$ , der gemessen werden kann<sup>8</sup>. Dieser Kondensator wird dann über einen Vorwiderstand wieder auf die volle Spannung  $U$  aufgeladen.

<sup>8</sup>Eine Driftzelle kann als ein Kondensator mit Kathode und Anode betrachtet werden.



# Kapitel 3

## Konzeption des Gasqualitätsmonitors

Für die HADES Driftkammern sollte ein Monitorsystem aufgebaut werden, welches die Qualität des Zählgases in den Kammern überwacht. Die Gaskontrolle sollte grundsätzlich auf zwei Arten geschehen:

1. Zum einen sollten eventuelle Einflüsse der Gaszusammensetzung auf die für die Funktion der Driftkammern essentielle Driftgeschwindigkeit überwacht werden, indem direkt die Driftgeschwindigkeit im verwendeten Driftgas kontrolliert wird.
2. Zum anderen sollten mögliche Kontaminationen im Gas detektiert werden. Besondere Aufmerksamkeit gilt dem Sauerstoff, da Sauerstoff im Zählgas sich negativ auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis auswirkt (siehe Abschnitt (2.3.4)).

Der Aufbau und Test des Gasqualitätsmonitors war Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Von diesen Monitoren sollten zwei Stück in das Gassystem für die HADES Driftkammern integriert werden, einer für das Frischgas und einer für das Gas, welches aus den Kammern herausströmt. Im folgenden wird seine Funktionsweise und Auslese beschrieben. Die Ausdrücke Driftgeschwindigkeitsmonitor und Gasqualitätsmonitor beziehen sich im folgenden auf das gleiche Gerät.

### 3.1 Aufbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors

Um die Driftgeschwindigkeit  $v_D(E, p, T)$  von Elektronen in einem Gas zu messen, benötigt man grundsätzlich ein möglichst homogenes elektrisches Feld bekannter Stärke  $E$ , sowie zwei Signale, die den Beginn und das Ende der Drift zeitlich bestimmen. Aus der bekannten Driftlänge  $s$  und der Driftzeit  $t = t_{stop} - t_{start}$  kann bei konstanter Feldstärke die Driftgeschwindigkeit  $v_D = s/t$  bestimmt werden.

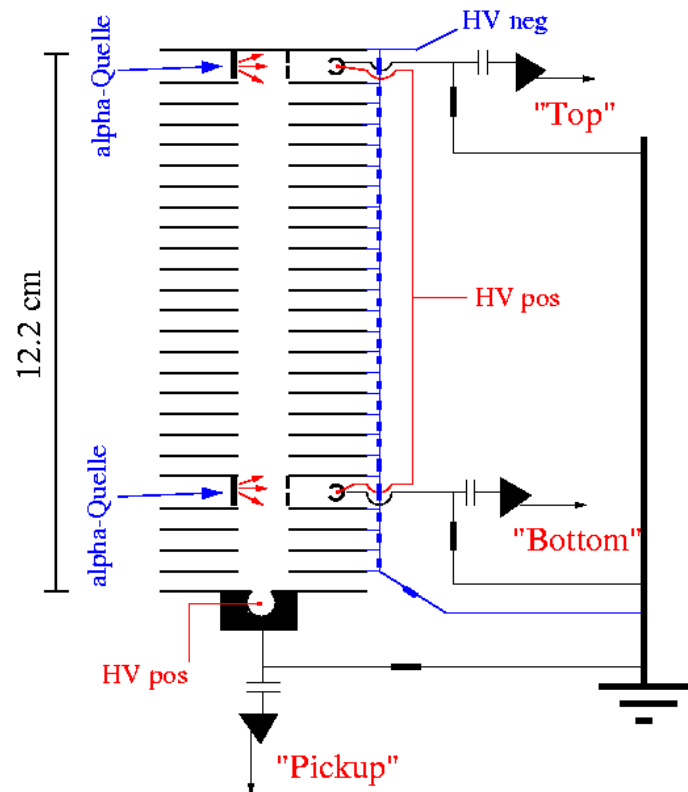


Abbildung 3.1: Der schematische Aufbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors. Der Driftfeldkäfing des Prototypen hatte eine Länge von  $14.4\text{ cm}$ , die endgültigen Versionen  $12.2\text{ cm}$ .

### 3.1.1 Verschiedene Konzepte

Der hier verwendete Driftgeschwindigkeitsmonitor beruht auf einer früheren Entwicklung für das Experiment NA49 am CERN [Mar95]. Es wurde jedoch ein etwas verändertes neues Design entwickelt. Dieser Driftgeschwindigkeitsmonitor erlaubt die Messung der Driftgeschwindigkeit in einem weitgehend homogenen elektrischen Feld. Der schematische Aufbau ist in Abbildung (3.1) gezeigt. Er besteht im wesentlichen aus einem (Drift-) Feldkäfing, zwei  $\alpha$ -Quellen ( $^{241}\text{Am}$ ), zwei Startzählern (siehe Abbildung (3.3)) und einem Stoppzähler am Ende des Driftfeldes. Die beiden im Abstand von  $9.7\text{ cm}$  liegenden  $\alpha$ -Quellen<sup>1</sup> emittieren unabhängig voneinander  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von  $5.486\text{ MeV}$  (siehe Anhang (E)). Die Rate ist etwa  $1 - 5\text{ Hz}$ . Einige der emittierten  $\alpha$ -Teilchen fliegen direkt in den gegenüberliegenden Startzähler und generieren dort ein Startsignal. Auf ihrem Weg in den Startzähler ionisieren sie das

<sup>1</sup>Beim Prototypen betrug der Abstand  $12.2\text{ cm}$ .

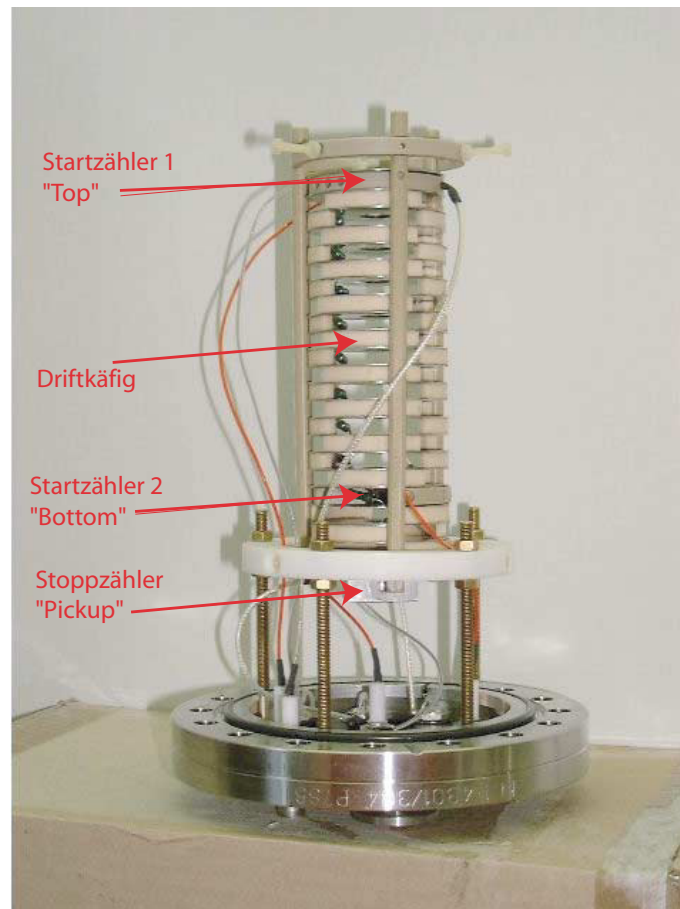


Abbildung 3.2: Der Driftgeschwindigkeitsmonitor. Der Monitor ist auf einem Vakuumflansch montiert, in dem sich die Durchführungen für das Gas, die Hochspannungs- und die Auslesedrähte befinden.

Zählgas im Driftkäfig. Die entstehenden Elektronengruppen driften entlang den elektrischen Feldlinien zum Stoppzähler. Der Driftfeldkäfig besteht aus äquidistant angebrachten, gelochten Stahlscheiben. Sie werden durch eine Widerstandskette auf die erforderlichen Potentiale gelegt und durch geviertelte Keramikringe auf einem Abstand von  $5\text{ mm}$  gehalten. Der Prototyp hat 26 Potentialscheiben, die endgültige Version nur noch 21. Der Grund für die Verkürzung ist die Erhöhung des Betrages der elektrischen Feldstärke des Driftfeldes bei gleicher angelegter Hochspannung.

Zu dem verwendeten Aufbau gibt es Alternativen [Buc96][Wir99]. Man hätte auch eine kleine Driftkammer aufbauen können, die aus einigen Driftzellen mit der gleichen Geometrie wie die Driftzellen in einer der Ebenen besteht. Genau wie die beiden  $0^\circ$ -Ebenen der Driftkammern wären zwei Ebenen mit parallelen Drähten um eine halbe Zellgröße gegeneinander verschoben anordnet. Aus einer kollimierten Strontiumquelle ( $^{90}\text{Sr}$ ) würden Elektronen emittiert. Diese würden zwei Zellen durchfliegen und an

beiden Signaldrähten ein Signal induzieren. Durch Vergleich der zwei Zeiten, zu denen die Signale entstehen, ließen sich Aussagen über die Driftgeschwindigkeit und deren eventuelle Variation in den Driftzellen machen. In Tabelle (3.1) sind die Vor- und Nachteile beider Monitorsysteme aufgelistet. Ein großer Teil der vorliegenden Arbeit beschäftigte sich mit der Minimierung der Nachteile des verwendeten Monitorsystems für das HADES Driftkammerzählgas. Er wurde auf Hochspannungsfestigkeit und maximale Driftfeldstärke hin optimiert<sup>2</sup>. Außerdem wird versucht, in höhere Feldstärkebereiche, wie sie in den Driftkammern vorzufinden sind, zu extrapolieren (siehe Abschnitt (4.1.5)).

	Vorteile	Nachteile
Nachgebaute MDC Driftzellen	<ul style="list-style-type: none"> <li>• gleiche Feldgeometrie wie in Driftkammern</li> <li>• direkt auf die Driftkammern übertragbare Informationen</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Elektronspur aus <math>^{90}\text{Sr}</math>-Quelle örtlich schlecht lokalisiert</li> <li>• Quelle sollte beweglich angebracht sein = baulicher Aufwand</li> </ul>
Verwendeter Monitor	<ul style="list-style-type: none"> <li>• direkte Messung der interessanten Größe <math>v_D</math></li> <li>• sehr genaue Messung</li> <li>• vorhandenes, getestetes Design</li> <li>• <math>v_D</math> reagiert bei niedriger Feldstärke stärker auf Variation bestimmter Gasparameter</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Feldgeometrie gleicht nicht der in den Driftkammern</li> <li>• Niedrigere Feldstärke als in den MDC</li> </ul>

Tabelle 3.1: Gegenüberstellung der Vor- und Nachteile der beiden Gasmonitorsysteme.

Im verwendeten Monitorsystem erhält man bei Driftzeitmessungen mit den beiden Startzählern *Top* und *Bottom* die beiden Zeiten:

$$t^{Top} = t_{Stopp}^{Pickup} - t_{Start}^{Top} \quad \text{und} \quad t^{Bottom} = t_{Stopp}^{Pickup} - t_{Start}^{Bottom}. \quad (3.1)$$

Der Grund für die Verwendung zweier Startzähler liegt in der Möglichkeit, systematische Fehler zu minimieren. Zwischen dem Zeitpunkt der Ionisation des Driftgases im Driftkanal<sup>3</sup> und dem Startsignal vergeht die Zeit  $t_{Flug}$  (die Flugzeit des ionisierenden Teilchens vom Ionisationsort innerhalb des Driftfeldes zum Startzähler):

$$t_{Flug} = \frac{a}{v_{\alpha}} = \frac{a}{2E_{kin}/m_{\alpha}} \approx \frac{(1 \pm 0.5)cm}{0.056c} \approx (60 \pm 30)ns \quad (3.2)$$

<sup>2</sup>Das bedeutete eine elektrostatisch möglichst stabile Konstruktion und eine Verkürzung des Driftkäfigs.

<sup>3</sup>Zu diesem Zeitpunkt beginnen die Elektronengruppen die Drift entlang der elektrischen Feldlinien zum Stoppzähler.

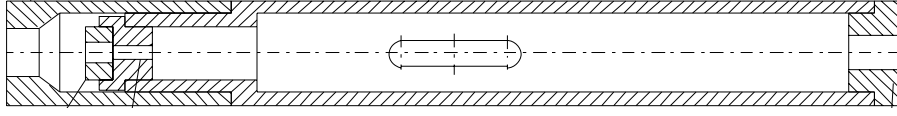


Abbildung 3.3: Die Startzähler des Driftgeschwindigkeitsmonitors. Der Schlitz, durch den die  $\alpha$ -Teilchen in den Proportionalzähler fliegen können, ist  $\approx 1 \times 4 \text{ mm}$  groß. Der Außendurchmesser des Aluminiumgehäuses beträgt  $4 \text{ mm}$ .

Dabei sind

- $a$  -die Flugstrecke des  $\alpha$ -Teilchens vom Driftkanal in den Startzähler ( $\approx (1 \pm 0.5) \text{ cm}$ )
- $v_\alpha$  -die Geschwindigkeit des  $\alpha$ -Teilchen ( $\approx 0.056 c$ )
- $E_{kin}$  -die kinetische Energie des  $\alpha$ -Teilchen ( $\approx 5.5 \text{ MeV}$ )
- $m_\alpha$  -die Masse des  $\alpha$ -Teilchen ( $\approx 3.5 \text{ GeV}$ )

Wegen  $m_\alpha c^2 \gg E_{kin}$  erfolgt die Rechnung nichtrelativistisch.

Aus der Tatsache, daß der Startort der Elektronendrift im Feldkäfig zum *Pickup*-Zähler nicht genau lokalisierbar ist, ergibt sich ein intrinsischer (totaler) Fehler von  $\Delta t_{int} = 30 \text{ ns}$  pro Messung. Er ist in jeder Einzelmessung enthalten. Darauf wird im Kapitel (3.3.3) nocheinmal zurückgekommen.

Um die Zeit  $t_{Flug}$  unterscheiden sich die Startzeit der Startzähler und die eigentliche Driftstartzeit:

$$\tilde{t}^{Top} = t_{Stopp}^{Pickup} - (t_{Start}^{Top} + t_{Flug}^{Top}) \quad (3.3)$$

und

$$\tilde{t}^{Bottom} = t_{Stopp}^{Pickup} - (t_{Start}^{Bottom} + t_{Flug}^{Bottom}). \quad (3.4)$$

Durch die Bildung der Differenz  $t = \tilde{t}^{Top} - \tilde{t}^{Bottom}$  wird dieser systematische Fehler  $t_{Flug}$  im Mittel über viele Messungen eliminiert, wenn die Feldgeometrien am *Top*- und *Bottom*-Zähler vergleichbar sind, wie es hier der Fall ist. Die Differenzdriftzeit  $t$  entspricht dann der Zeit, die die Elektronen zur Drift der Strecke zwischen den beiden Proportionalzählern brauchen. Ist diese Strecke bekannt, so hat man die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  bestimmt. Ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß man die Messung auf den Bereich des Driftkanals begrenzt, in dem das elektrische Feld am homogensten ist. In der Nähe des *Pickup*-Zählers steigt die Feldstärke etwas an (Siehe Abbildung (3.5)).

### 3.1.2 Eignung als Gasqualitätsmonitor

Einer der wichtigsten Parameter der Driftkammern ist die Ortsauflösung. Da diese direkt von der Driftgeschwindigkeit  $v_D$  in den Driftzellen abhängt, sind die Kenntnis und die Konstanz von  $v_D$  von entscheidender Bedeutung für den Erfolg des Detektorsystems.  $v_D$  hängt wiederum direkt von der Gaszusammensetzung ab. Ändert sich das Mischungsverhältnis der Gaskonstituenten oder enthält das Gas Verunreinigungen, so hat das direkte Konsequenzen auf die Driftgeschwindigkeit und damit das Ergebnis der Rekonstruktionen der Teilchenbahnen. Ziel ist es, ein Gasqualitätsmonitorsystem aufzubauen, welches Änderungen in der Gaszusammensetzungen nachweisen kann.

Nicht nur die Gaszusammensetzung hat Einfluß auf die Ortsauflösung. Auch Effekte in der Ausleselektronik und mechanische Toleranzen spielen eine Rolle. Um eine Ortsauflösung von  $100\ \mu\text{m}$  garantieren zu können, sollten die auf Gasschwankungen basierenden Effekte  $20\ \mu\text{m}$  nicht übersteigen. Nimmt man eine Driftstrecke von  $1.5\ \text{mm}$  an, so bedeutet das eine relative Ortsauflösung von etwa  $1\%$ . In der ersten Näherung entspricht dies wiederum einer relativen Driftgeschwindigkeitsänderung von  $\Delta v_D = 1\%$ . Simulationen ergaben, daß eine solche Driftgeschwindigkeitsänderung mit einer Änderung im Mischungsverhältnis der Gaskonstituenten von  $60\% - 40\%$  nach zum Beispiel  $58.5\% - 41.5\%$  erklärbar ist. Die im Driftgeschwindigkeitsmonitor gemessene Driftgeschwindigkeit muß dann ebenfalls variieren, da das gleiche Zählgas wie in den Driftkammern den Monitor durchspült. Die gemessene Variation wird hier ebenfalls  $1\%$  betragen<sup>4</sup>. Um eine solche Variation der Messgröße  $v_D$  zu detektieren, sollte der Fehler der Messungen deutlich kleiner als  $1\%$  sein. Ein Fehler von kleiner als  $0.5\%$  wird angestrebt.

In den beiden folgenden Abschnitten wird anhand von Simulationen gezeigt, welche Einflüsse die Geometrie des Driftgeschwindigkeitsmonitors auf das Driftverhalten der Elektronen im Driftkanal hat. Außerdem wird gezeigt, wie sich diese Erwartungen im Experiment bestätigen. Dabei wird nur auf geometrische und elektrostatische Besonderheiten eingegangen, ohne den Ergebnissen der Driftgeschwindigkeitsmessungen vorzugreifen.

### 3.1.3 Simulation mit GARFIELD

Bei der Optimierung der Geometrie des Driftgeschwindigkeitsmonitors wurde das Simulationsprogramm GARFIELD<sup>5</sup> verwendet[Gar00]. Die Potentialscheiben, die das Driftfeld generieren, wurden durch eine Anordnung von Drähten simuliert. Sie haben einen Abstand von  $0.6\ \text{cm}$ . Aus den vier Abbildungen in (3.4) kann entnommen werden, wie die erwarteten Driftlinien aussehen.

---

<sup>4</sup>Bei einer Feldstärke von  $300\ \text{V/cm}$ .

<sup>5</sup>Siehe Anhang (A) zum Programm GARFIELD.

### Perfektes Driftfeld

In der linken oberen Abbildung in (3.4) sind 20 simulierte Driftlinien im Driftgeschwindigkeitsmonitor ohne störende Potentiale zu sehen. Die Driftlinien verlaufen homogen im gesamten Driftkäfig. Diese Situation läßt sich in der Wirklichkeit leider nicht erreichen. Schon die beiden Startzähler beeinflussen das Driftfeld.

### Driftfeld mit Startzählern

Die Situation mit den beiden Startzählern ist in der rechten oberen Abbildung in (3.4) zu sehen. Der größte Teil der Primärelektronen wird vom Driftfeld in Richtung des *Pickup*-Zählers beschleunigt. Allerdings wird die Drift der Elektronen durch das Potential der positiven Anodendrähte und der geerdeten Kathoden der Startzähler beeinflusst. Es kann zu Startsignalen kommen, wenn zwar ein  $\alpha$ -Teilchen in den Driftkanal, nicht aber in den Zähler geflogen ist. Die Elektronen driften aus dem Driftkanal in einen der Zähler. Dies kann durch dünne Kohlenstoffolien ( $100 \mu m$ ) vor den Startzählern verhindert werden. Die  $\alpha$ -Teilchen können die Folie durchfliegen, driftende Elektronen bleiben in ihr stecken.

### Driftfeld mit Startzählern und Quelle

Bei dieser Simulation wurde die Tatsache außer Acht gelassen, daß die Quellen von leitendem Material umschlossen sind. Sind sie auf kein definiertes Potential gelegt, so laden sie sich mit der Zeit auf ein Potential auf, welches das Feld im Monitor verformt. Diesen Effekt sieht man in der linken unteren Abbildung in (3.4). Die besprochenen Aufladungseffekte wurden auch experimentell beobachtet. Es konnten direkt nach Anschalten des Driftfeldes keine Koinzidenzen beobachtet werden, da die (noch) auf Erdpotential liegenden Quellengehäuse das Driftfeld stark verformen. Nach einer Weile waren Signale am *Pickup*-Zähler zu sehen. Ihre Amplitude wuchs an, bis sie nach etwa drei Minuten eine konstante Größe hatten („Atmen“ des Zählers). Das lag daran, daß die Quellengehäuse sich auf das mittlere sie umgebende Potential aufgeladen hatten. In der linken unteren Abbildung in (3.4) ist diese Situation simuliert worden.

### Driftfeld mit Startzählern, Quelle und Schlitzblende

Um diese Problematik zu umgehen, müssen die Quellen auf ein definiertes Potential gesetzt werden, und zwar auf das Potential der darüber liegenden Potentialscheibe des Driftkäfigs. Somit wird das „Atmen“ des Zählers verhindert. Die feldverformende Wirkung der Quellenhalterung bleibt jedoch. Im getesteten Prototyp konnten viele „falsche“ Koinzidenzen zwischen *Top*- und *Pickup*-Zähler gemessen werden (siehe

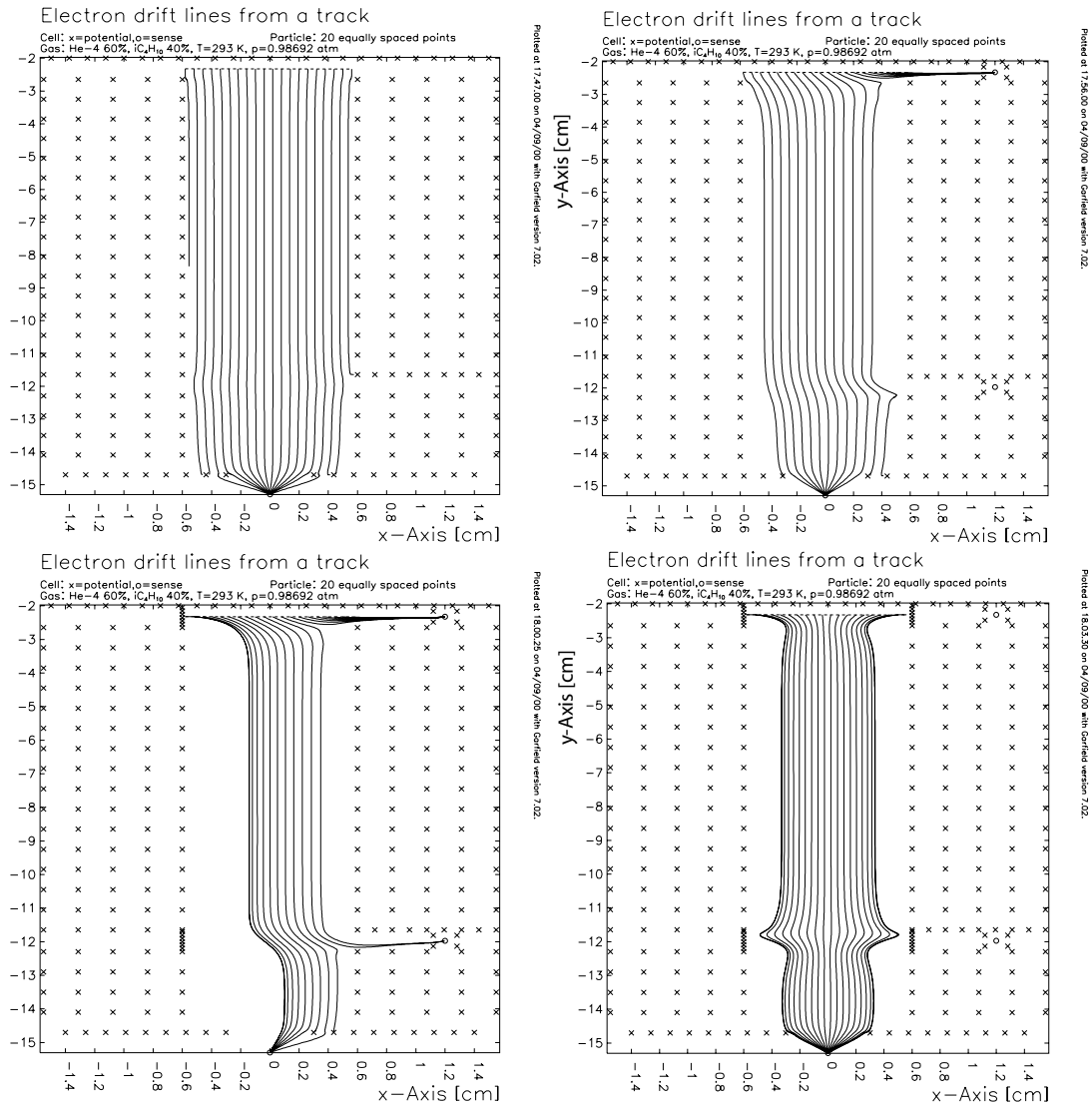


Abbildung 3.4: Die mit GARFIELD simulierte Driftlinien im Driftgeschwindigkeitsmonitor. Gezeigt werden 20 Elektronendriftlinien, die entlang einer Teilchenspur von der Quelle in den *Top*-Zähler beginnen. Links oben: keine Startzähler, Quellen, Schlitzenblenden. Rechts oben: Startzähler auf definiertem Potential. Links unten: Startzähler, Quellen auf definiertem Potential. Rechts unten: Quellen und Schlitzenblenden auf definiertem Potential. Die Verhältnisse links unten entsprechen denen bei den ersten Messungen mit dem Prototypen, die rechts unten entsprechen denen in den endgültigen Monitoren.



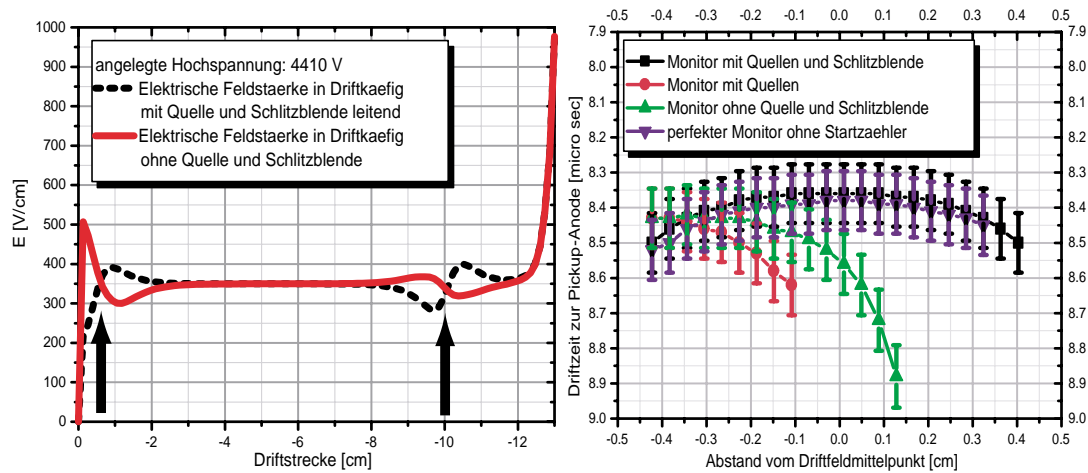


Abbildung 3.5: Links: Die simulierten elektrischen Feldstärken im Zentrum des Driftkanals mit und ohne die von der Quellenhalterung und der Schlitzelektrode ausgehenden Potentialverzerrungen. Die Pfeile markieren die Positionen im Driftkäfig, an denen sich die Quellen befinden. Rechts: Einfluß der Verzerrungen auf die Driftzeiten in den vier in Abbildung (3.4) behandelten Fällen. Die Fehlerbalken entsprechen der Ungenauigkeit in der Driftgeschwindigkeitssimulation mit dem Programm MAGBOLTZ (1%, siehe Anhang (A)).

nächster Abschnitt) . Um dem entgegenzuwirken, muß auf der der Quelle gegenüberliegenden Seite ein Potential angelegt werden, welches den Effekt kompensiert. Dies geschieht durch eine auf dem gleichen Potential liegende leitende Schlitzelektrode. Die  $\alpha$ -Teilchen können den Schlitz in der Elektrode ungehindert durchfliegen. Zusätzlich können diese Schlitzelektroden mit einer Kohlenstoffolie beklebt werden. Diese kann nur von  $\alpha$ -Teilchen durchfliegen werden. Eventuell im Driftkanal durch Ionisation entstandene und durch den Schlitz driftende Elektronen werden von der Folie abgefangen. Die resultierenden Driftlinien sind in der unteren rechten Abbildung in (3.4) zu sehen. Das Driftfeld ist nun symmetrisch und die Startzähler beeinflussen das Driftfeld nicht mehr.

Die Ausbeulungen des Driftfeldes entsprechen Bereichen erhöhter beziehungsweise erniedrigter Feldstärke. Abbildung (3.5) zeigt links den Betrag der elektrischen Feldstärke  $|E|$  im Zentrum des Driftkanals auf dessen gesamter Länge. Im Bereich der Quellen variiert die ansonsten konstante Feldstärke um etwa 17%. Durch die Symmetrie dieser Verzerrung bleiben die dadurch hervorgerufenen Effekte minimal. Dies zeigt die rechte Abbildung in (3.5). Wären die Quellenhalterungen und die Schlitzelektroden nicht vorhanden, so variiert  $|E|$  nur um 12%. Das Driftfeld wird in diesem Fall durch die an den Startzählern anliegenden Potentiale gestört. Dies entspricht der Situation in der rechten oberen Abbildung in (3.4). Die Störung ist zwar im Driftkanalmittelpunkt geringer, an den Rändern wird sie jedoch größer. Dies geht aus der

rechten Abbildung in (3.5) hervor. Dort sind die simulierten Driftzeiten von Elektronen von verschiedenen Punkten entlang einer Teilchenspur für die vier verschiedenen Simulationen gezeigt. Die Spur führt von der oberen Quelle in den gegenüberliegenden Startzähler *Top*. Der verwendete Monitor mit Schlitzblende entspricht im Driftzeitprofil am ehesten dem perfekten Monitor ohne Potentialstörungen<sup>6</sup>. Die beiden anderen simulierten Monitore<sup>7</sup> haben Driftzeitprofile, die eine starke Abhängigkeit der Driftzeit vom Entstehungsort der Elektronengruppen entlang der  $\alpha$ -Spur aufweisen. Die Abweichung zwischen verwendetem Monitor-Design und idealem Monitor ohne Störpotentiale beträgt nur 0.24%.

Aus der rechten Abbildung in (3.5) geht auch hervor, daß die Driftzeit eine gewisse Abhängigkeit vom Startpunkt entlang der Spur des  $\alpha$ -Teilchens hat. Dies ist nicht eine Folge der Feldverformungen im Bereich der Quellen. Elektronen, die die Drift im Randbereich beginnen, haben einen längeren Weg zur Anode des *Pickup*-Zählers zurückzulegen.

### 3.1.4 Bestätigung der GARFIELD-Optimierung am Prototypen

Ohne Blende und Kohlenstoffolie vor den Startzählern werden Elektronen, die durch Primärisation im Driftkanal entstehen, durch die große Potentialdifferenz in diesem Bereich zu den Startzählern „gesaugt“. So entstehen Startsignale, auch wenn kein  $\alpha$ -Teilchen in den Startzähler geflogen ist. Trotzdem ergeben sich Koinzidenzen mit dem *Pickup*-Zähler. Dieser Effekt ist in Abbildung (3.6) gezeigt.

Den Einfluß, den das Ein- und Ausschalten des Driffeldes auf die Startsignale hat, sieht man in Abbildung (3.7). Die Kohlenstoffolie und die Schlitzblende sind nicht installiert. Bei eingeschaltetem Driffeld verlängert sich die Signalabfallzeit. Dieser Effekt entsteht, wenn Elektronen von außerhalb der Startzählergehäuse in dieses hinein an die Anode driften. Grund ist die Potentialdifferenz zwischen der Kathode des Zählers und den sie umgebenden, auf negativem Potential liegenden Potentialscheiben. Die in den Zähler driftenden Elektronen erreichen die Anode erst nach dem eigentlichen Signal. Dadurch verändert sich die Signalform. Außerdem sind mehr Signale geringer Amplitude vorhanden. Diese entstehen, wenn das  $\alpha$ -Teilchen am Startzähler vorbeiflog. Trotzdem gelangen Primärelektronen in den Zähler.

## 3.2 Arbeitspunkte der Zähler

In diesem Abschnitt werden die Erfahrungswerte angegeben, die sich für die Einstellung der Hochspannungen an den Zählern ergeben haben.

<sup>6</sup>Diese gehen von der leitenden Quellenhalterung, der Schlitzblende und den Startzählern aus.

<sup>7</sup>1. Ohne Schlitzblende und 2. Ohne Quelle und Schlitzblende, aber mit Startzählern, die das Potential stören.

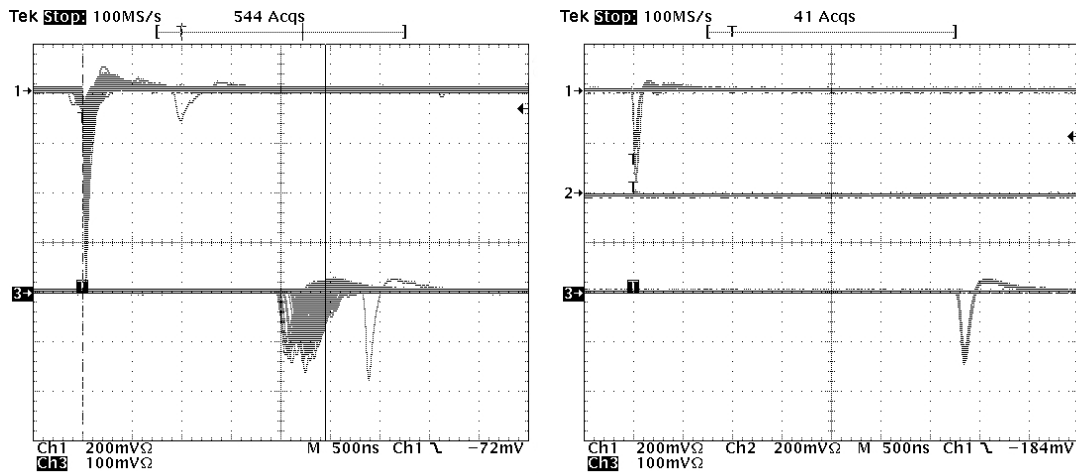


Abbildung 3.6: Aufnahmen mit einem digitalen Oszilloskop. Links: *Top-* (oberes Signal) und *Pickup-* (unteres Signal) Zählereignisse, keine Schlitze. Nur die wenigen hinteren STopsignale sind „echte“ Koinzidenzen. Rechts ist die gleiche Situation mit Schlitze gezeigt. Als Zählgas diente P10 (90% Argon, 10% Methan).

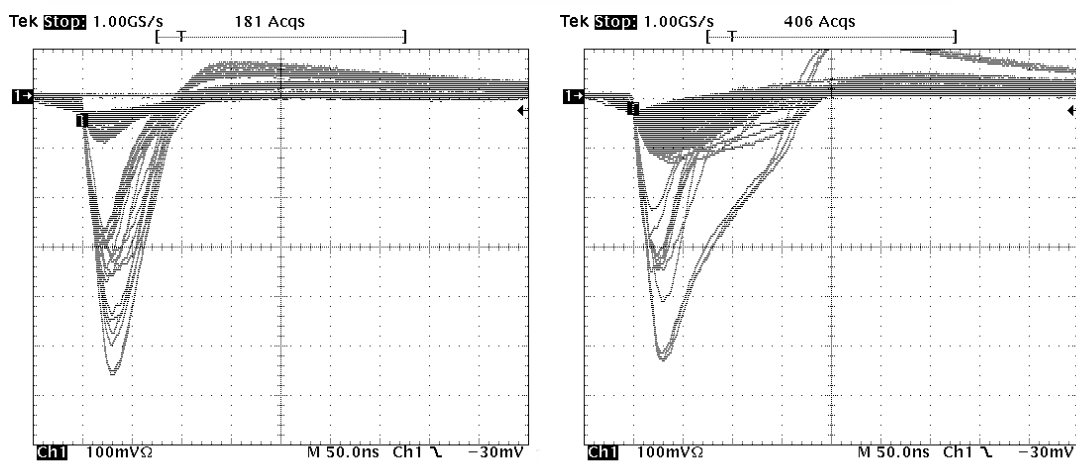


Abbildung 3.7: Mit einem digitalen Oszilloskop aufgenommene Signalformen am Startzähler. Links: bei ausgeschaltetem Driftfeld. Rechts: bei eingeschaltetem Driftfeld. Es ist keine Schlitze montiert.

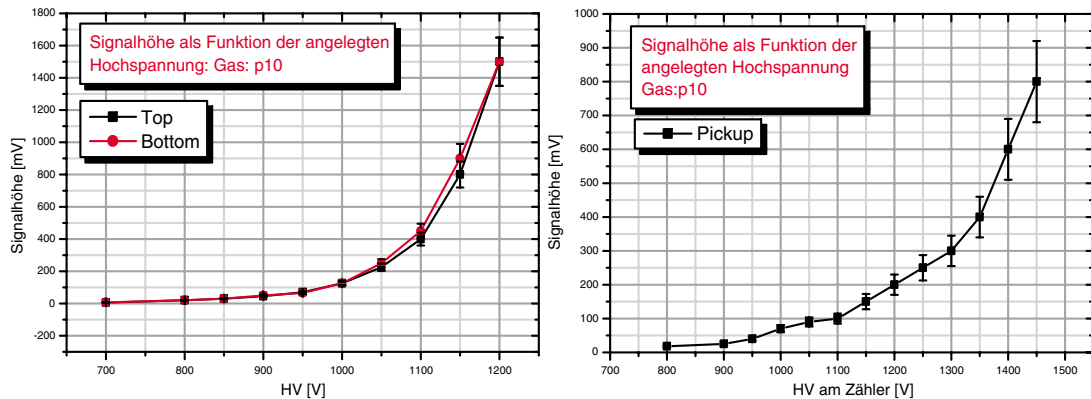


Abbildung 3.8: Die aufgenommenen Amplitudenkennlinien der Startzähler *Top* und *Bottom* (links) und des *Pickup*-Zählers (rechts) im Gas P10.

Abbildung (3.8) zeigt die aufgenommenen Amplitudenkennlinien der Proportionalzähler im Driftgeschwindigkeitsmonitor im Gas P10. Abbildung (3.9) zeigt links die Sättigungslinie der Startzähler. Der Plateaubereich beginnt bei etwa 900 V. Aufgrund der Gasverstärkung nimmt die Amplitude mit zunehmender Hochspannung zu. Die Arbeitsspannung für die Zähler muß so gewählt werden, daß sie sich im Plateaubereich befindet. Außerdem sollte das Signal-Zu-Untergrund-Verhältnis größer als 10/1 sein. Beim *Pickup*-Zähler hängt die Signalhöhe außerdem von der angelegten Drift-Hochspannung ab. In Tabelle (3.2) sind die Erfahrungswerte für die verschiedenen Hochspannungen angegeben.

Monitor	angelegte Driftspannung	$HV_{Top/Bottom}$	$HV_{Pickup}$
Prototyp	2500 V	1050 V	1650 V
endgültige Version	< 3000 V	950 V	1500 V
	3000 – 4000 V	950 V	1450 V
	4000 – 5000 V	950 V	1400 V
	5000 – 6000 V	950 V	1350 V

Tabelle 3.2: Arbeitsspannung an den Proportionalzählern und Driftspannung der Monitore.

Die maximal anlegbare Driftspannung betrug beim Prototypen 3kV. Dies entspricht einer Driftfeldstärke von etwa 175 V/cm. Bei höheren Spannungen konnte es zu Überschlägen zwischen *Top*-Zähler und Driftkäfig kommen. Hier ist die Potentialdifferenz auf geringer Strecke sehr hoch. Bei der Konstruktion der zwei endgültigen Driftgeschwindigkeitsmonitore wurde besondere Aufmerksamkeit der Hochspannungsfestigkeit beigemessen. Tatsächlich lassen sich an diesen Hochspannungen bis 8

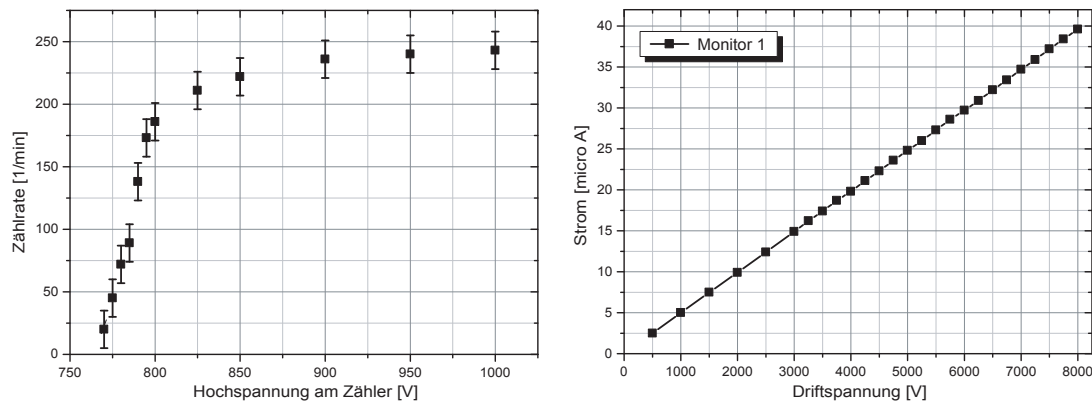


Abbildung 3.9: Links: Sättigungslinie am Beispiel eines der Startzähler. Aufgetragen ist die Zählrate gegen die angelegte Hochspannung. Bei etwa 900 V erreicht die Rate ein Plateau. Dies bedeutet, daß auch die Signale geringer Amplitude über dem Rauschen liegen. Alle  $\alpha$ -Teilchen, die den Zähler treffen, führen zu einem Signal (100% Effizienz). Rechts: Strom gegen die angelegte Drifthochspannung.

$kV$  ohne Überschlüge anlegen. Allerdings werden die Signale der Startzähler bei diesen Spannungen unruhig. Über mehrere Stunden war jedoch eine Driftspannung von 6100 V problemlos anzulegen. Auf die 12.2 cm Driftstrecke erzeugt dies eine elektrische Feldstärke von 500 V/cm. Die anlegbare Driftfeldstärke wurde im endgültigen Design gegenüber dem Prototypen fast verdreifacht.

Die Hochspannungen können vom PC aus gesteuert werden. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Steuerungsprogramm entwickelt. Zur Funktionsweise und Bedienung dieses Programmes siehe Anhang (B).

### 3.3 Auslese und Datenauswertung

Die Auslese des Driftgeschwindigkeitsmonitors sollte mit gebräuchlicher NIM- und CAMAC- Elektronik geschehen. Dabei wurde Wert darauf gelegt, daß der gesamte Aufbau unabhängig von anderen Systemen betrieben werden kann.

#### 3.3.1 Auslese des Driftgeschwindigkeitsmonitors

Die Anoden der drei Zähler (*Top*, *Bottom* und *Pickup*) des Driftgeschwindigkeitsmonitors liegen auf positiver Hochspannung. Sie sind mit SHV- Stecker-Durchführungen auf dem Vakuumflansch verbunden, auf dem der Monitor befestigt ist. Dort wird außen die Hochspannungszuführung angeschlossen. Die Kathoden (=Gehäuse) der Zähler werden ausgelesen. Sie sind mit BNC-Steckerdurchführungen auf dem Flansch

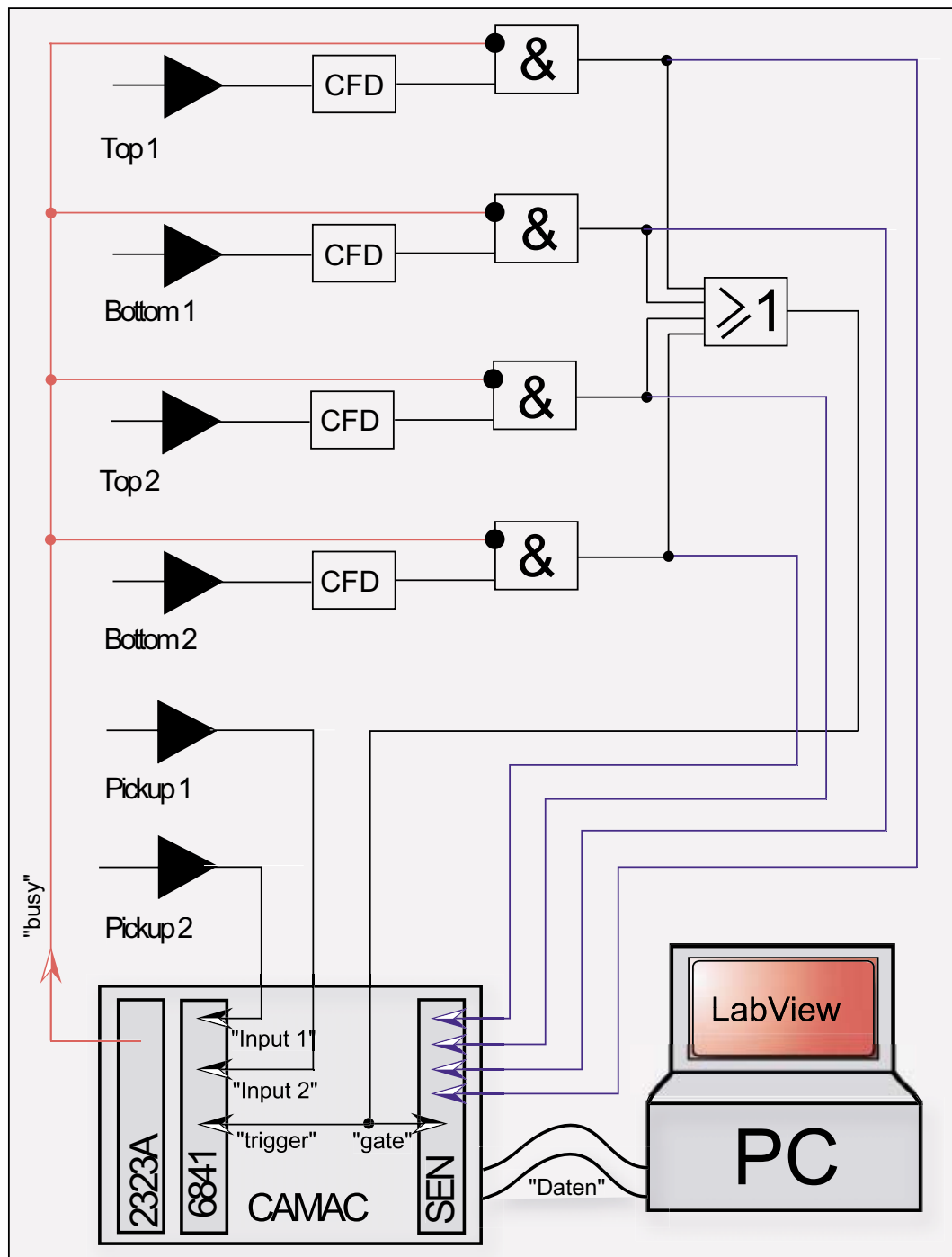


Abbildung 3.10: Das Schaltbild für die Auslese des Driftgeschwindigkeitsmonitors. Die Start- und Stoppsignale werden verstärkt und die Startsignale in logische Signale umgewandelt. Jedes der vier Startsignale kann den Ausleseprozeß des Transientenrecorders (LeCroy 6841 [LeC]) auslösen, wenn auf der „Busy“-Leitung kein Signal anliegt (LeCroy 2323A). Die Herkunft des Startsignals wird von einem SEN-Modul (2047 Pattern B, 16 Kanäle) bestimmt. Die Steuerung und Auslese der drei CAMAC Module geschieht vom PC aus.

verbunden. Dort werden die Kabel zum Vorverstärker (Zu den Vorverstärkern siehe Anhang (D).) angeschlossen. Über die Vorverstärker sind die Kathoden mit dem Erdpotential verbunden (über Widerstände, siehe Abbildung (3.1)). Die beiden verstärkten Startsignale der *Top*- und *Bottom*-Zähler werden diskriminiert<sup>8</sup>. Die diskriminierten Startsignale der vier Startzähler (zwei pro Driftgeschwindigkeitsmonitor) werden zusammen auf den Eingang „Trigger“ eines Transientenrekorders gegeben (LECROY Waveform Digitiser 6841) [LeC]. Der Transientenrekorder digitalisiert ständig in einen ringförmigen Speicher die auf die beiden Eingänge „Input“ 1 und 2 gegebenen Signalformen. In einem Register wird der korrespondierende Speicherort im Ringspeicher abgelegt, sobald ein „Trigger“-Signal erhalten wird. In die Eingänge 1 und 2 werden die verstärkten *Pickup*-Signale der beiden Monitore gegeben. Diese Signale werden digitalisiert. Auf eine typische Signallänge von 200 ns entfallen 20 Kanäle<sup>9</sup>. Die Daten können aus dem Ringspeicher über ein Interface ausgelesen werden. Aus Ihnen werden die Driftzeitinformationen gewonnen. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Ausleseprogramme sind in Anhang (C) beschrieben.

### 3.3.2 Datenauswertung

In Abbildung (3.11) sind 160 Koinzidenzen in einem Histogramm dargestellt. Die Messung wurde mit dem Prototypen und dem Gas Helium-Isobutan durchgeführt. Ein Eintrag im Histogramm an der Stelle  $x$  (Kanalzahl) bedeutet, daß an dieser Stelle ein Stoppsignal erkannt wurde. Dabei wird der Ort des Maximums der Amplitude des Stoppsignals verwendet. Ist  $x$  die Kanalzahl und  $f(x)$  die Signalamplitude an der Stelle  $x$ , so ist das Maximum diejenige Zahl  $x_{max}$  (auch reelle Zahl), an der gilt:

$$f'(x_{max}) = 0 \quad \wedge \quad f''(x_{max}) < 0. \quad (3.5)$$

Der Kanal 0 korrespondiert zum Zeitpunkt des jeweiligen Startsignals. Die Ereignisse im letzten Kanal des Histogramms entsprechen Startsignalen, denen innerhalb der voreinstellbaren Kanalzahl kein Stoppsignal folgte. Der Abstand der Maxima der beiden Verteilungen (Differenz der beiden ersten Momente) entspricht der Zeit, die ein Elektron zur Drift im Inneren des Driftkanals von der Höhe der oberen Quelle auf die Höhe der unteren benötigt. Die beiden ersten Momente der Verteilungen werden berechnet, indem der Mittelwert aller Werte  $x_{max}$  gebildet wird. Da die Herkunft des Startsignals (*Top* oder *Bottom*) bekannt ist, können die  $x_{max}$ -Werte dem richtigen Startsignal zugeordnet werden. Zufällige Koinzidenzen werden unterdrückt. Sie gehen nicht in die Berechnung der Mittelwerte ein.

<sup>8</sup>Sie werden in logische Rechteck-Signale umgewandelt. Dazu dient ein „Konstanter-Bruchteildiskriminator“ (CFD). Er zeichnet sich dadurch aus, daß der zeitliche Beginn des logischen Signals nur gering von der Signalthöhe und -breite abhängt.

<sup>9</sup>Bei einer Samplingrate von 100 MS/s.

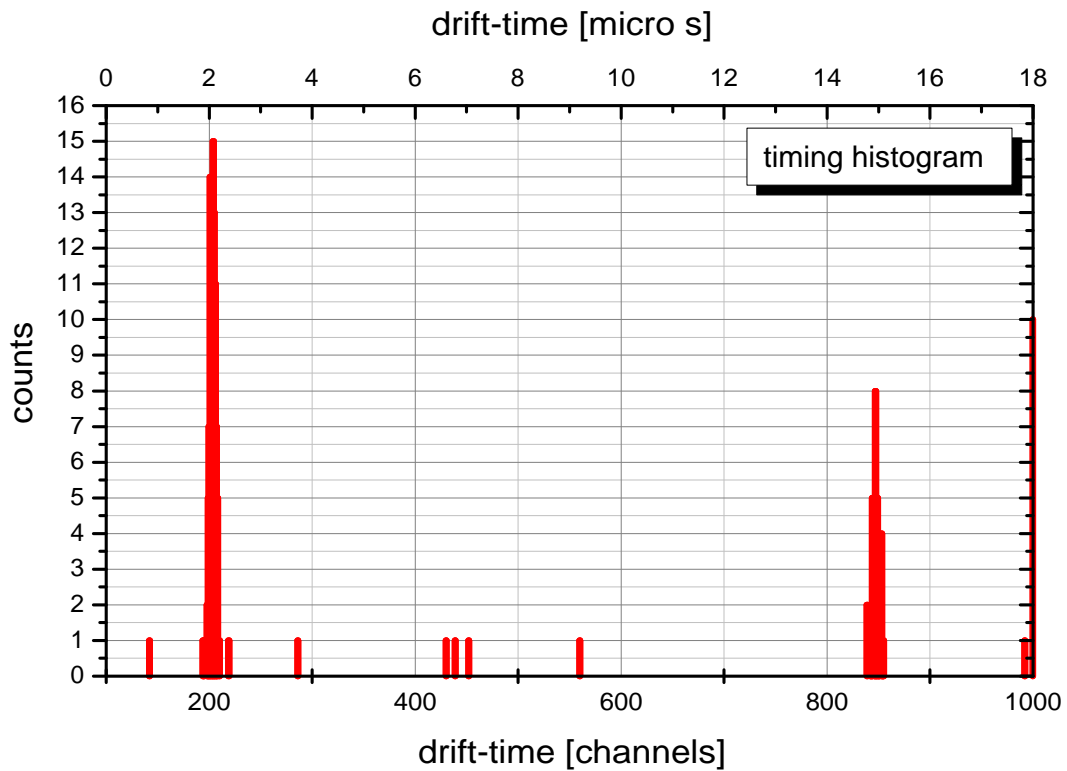


Abbildung 3.11: Histogramm der Driftzeit (in Kanälen). Die untere Skala ist die Kanalzahl, die obere Skala wurde in Mikrosekunden umgerechnet. Die zehn Ereignisse im letzten Kanal entsprechen einem Startsignal, dem innerhalb der untersuchten 1000 Kanäle kein Stoppsignal folgte.

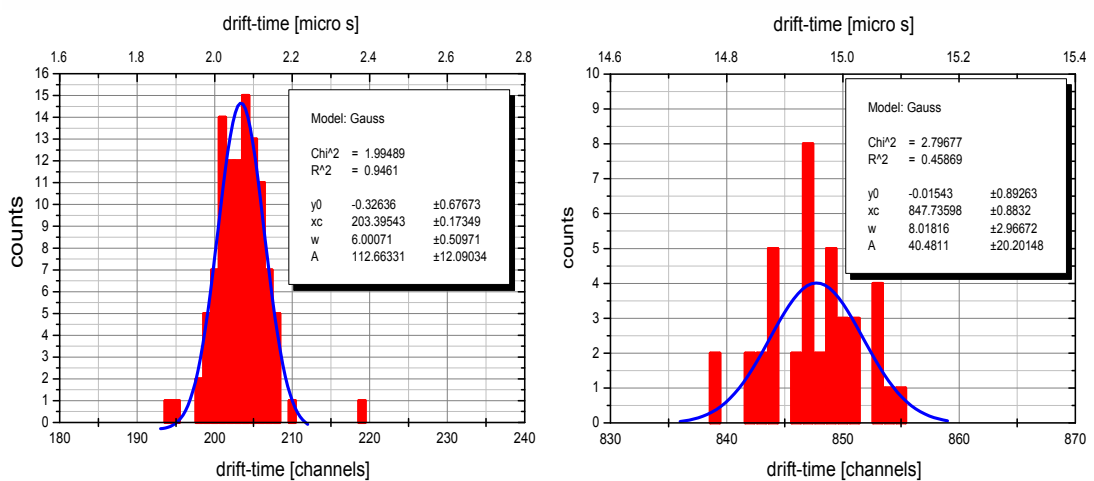


Abbildung 3.12: Die Driftzeitverteilungen für Elektronenwolken, die von der unteren (links) und der oberen (rechts)  $\alpha$ -Quelle zum *Pickup*-Zähler gedriftet kommen. Es handelt sich um 103 bzw. 41 Ereignisse.



Der Abstand zwischen den beiden Quellen beträgt bei den beiden endgültigen Monitoren  $9.7\text{ cm}$ . Je nach der am Modul 6841 voreingestellten Auslesefrequenz entspricht ein Kanal einer bestimmten Zeit. Im allgemeinen wird die höchste Frequenz verwendet ( $100\text{MS/s}$ ). Dann entspricht ein Kanal im Driftzeithistogramm  $10\text{ns}$ . Somit liegen alle Informationen vor, um die Driftgeschwindigkeit zu berechnen. Die beiden Monitore werden parallel ausgelesen und die Daten mit der beschriebenen Methode ausgewertet.

### 3.3.3 Fehlerabschätzung

Die totale Unsicherheit einer einzelnen Driftgeschwindigkeitsmessung ergibt sich aus den Unsicherheiten der Zeitmessung und der Messung von Driftstrecke und Driftfeldhochspannung:

$$\frac{\Delta v_D}{v_D} = \sqrt{\left(\frac{\Delta U_{Drift}}{U_{Drift}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta s}{s}\right)^2 + \left(\frac{\Sigma}{t}\right)^2} \quad (3.6)$$

Die Beiträge sind im einzelnen:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta U_{Drift}}{U_{Drift}} &\approx \frac{1\text{V}}{6000\text{V}} < 0.05\% \\ &\text{(Die Unsicherheit in der Driftfeldhochspannung.)} \\ \frac{\Delta s}{s} &\approx \frac{0.05\text{mm}}{97\text{mm}} = 0.05\% \\ &\text{(Die Unsicherheit in der Driftstrecke; systematischer Fehler.)} \\ \frac{\Sigma}{t} &\approx \frac{0.2\mu\text{s}}{13\mu\text{s}} = 1.5\% \\ &\text{(Die Unsicherheit in der Driftzeitmessung; siehe weiter unten.)} \end{aligned}$$

Die Unsicherheit wird dominiert vom Fehler der Driftzeitmessung. Die Unsicherheit in der Driftspannung ist vernachlässigbar. Der Fehler einer Driftzeitmessung wird aus den beiden Standardabweichungen  $\sqrt{(\sigma_j)^2}$  berechnet ( $j = 1, 2$ ; siehe die beiden Abbildungen(3.12)):

$$\Sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (3.7)$$

Im vorliegenden Fall ergeben sich ein absoluter Fehler von  $\approx 200\text{ns}$  und ein relativer Fehler von  $0.2/13 \approx 1.5\%$ . Dies ist der Fehler einer Einzelmessung. Für den Fehler des Mittelwertes bei mehreren (nämlich  $n$ ) aufeinanderfolgenden Messungen der Driftzeit ergibt sich:

$$\Sigma = \sqrt{\frac{\sigma_1^2}{n_1} + \frac{\sigma_2^2}{n_2}}, \quad (3.8)$$

wenn

$$n = n_1 + n_2 \quad (3.9)$$

mit

- $n_1$  = Anzahl der Ereignisse, die Elektronenwolken entsprechen, die von der oberen Quelle gedriftet sind, und  
 $n_2$  = Anzahl der Ereignisse, die Elektronenwolken entsprechen, die von der unteren Quelle gedriftet sind.

Man erhält hier zum Beispiel einen Fehler ( $\sigma/\sqrt{n}$ ) von 0.2%. Bei den Messungen in dieser Arbeit wurde die Driftgeschwindigkeit  $n = 50$  mal gemessen.

Der Fehler enthält den schon in Abschnitt (3.1.1) angesprochenen Beitrag  $\Delta t_{int}$ , der mit dem unbekanntem Startort der Elektronendrift entlang der  $\alpha$ -Teilchenbahn durch den Driftkanal zusammenhängt.

In Helium-Isobutan (60% – 40%) werden pro *cm* Flugstrecke eines ionisierenden Teilchens etwa 83 Ionenpaare gebildet. Die *Cluster*-Größe beträgt etwa 3 Elektronen/Ionen (siehe Abschnitt (2.1)). Damit erhält man im Mittel etwa alle 400  $\mu\text{m}$  eine Elektronengruppe. Alle diese Elektronengruppen beginnen ihre Drift zum *Pickup*-Zähler. Alle Elektronen, die nicht unterwegs durch Elektroneinfang verloren gehen, tragen so zur Signalbildung im *Pickup*-Zähler bei. Alternativ zu der Bestimmung des Driftzeitpunktes mit der Schwerpunktmethod wurde auch eine Methode getestet, bei der das Ende der Drift durch den Beginn des Signals gegeben war. Dabei diente das Erreichen eines bestimmten Schwellenwertes als Bedingung. Ist  $x$  die Kanalzahl,  $Thr$  der Schwellenwert und  $f(x)$  die Signalamplitude an der Stelle  $x$ , so ist der Schwellenwert diejenige Zahl  $x_{thr}$  (auch reelle Zahl), an der gilt:

$$f(x_{thr}) > Thr. \quad (3.10)$$

Nimmt man an, daß dies dem Ankunftszeitpunkt der ersten Elektronen am *Pickup*-Zähler entspricht<sup>10</sup>. Die mit dieser Methode erreichten Fehlerwerte bewegen sich im gleichen Bereich wie die mit der Schwerpunktmethod erreichten.

---

<sup>10</sup>Dies ist nicht exakt der Fall. Das Signal wird im Vorverstärker geformt. Je größer es ist, desto früher ist der Schwellenwert erreicht („Walk“).

# Kapitel 4

## Ergebnisse

In diesem Kapitel werden erste Ergebnisse von Messungen mit dem Gasqualitätsmonitor besprochen. Dies waren Messungen, die zum Nachweis der Funktionsfähigkeit des Monitorsystems durchgeführt wurden.

### 4.1 Driftgeschwindigkeit

Von der Messung und Überwachung der Driftgeschwindigkeit im Driftkammer-Zählgas erhofft man sich, zwei für den Betrieb der Driftkammern wichtige Aussagen treffen zu können. Zum einen möchte man aus eventuellen Variationen der Driftgeschwindigkeit bei konstanter Feldstärke Änderungen der Gasparameter<sup>1</sup> feststellen können. Diese würden nämlich die Driftgeschwindigkeit in den Driftkammern und damit die Ortsauflösung beeinflussen. Zum anderen möchte man eine Aussage machen können über den Betrag dieser Größe in den Driftzellen der Driftkammern. Diese haben aber eine andere Feldgeometrie und -stärke als der Driftgeschwindigkeitsmonitor (wie in Abschnitt (3.1.1) besprochen). Deshalb ist es auch das Ziel, einen Weg zu finden, aus den mit dem Monitor gemessenen Daten auf die Verhältnisse in den Driftzellen der Driftkammern zu schließen .

Die Messung mit dem Monitor kann bei verschiedenen elektrischen Feldstärken erfolgen. Grundsätzlich wird die Feldstärke konstant gehalten, um Aussagen über eventuelle Änderungen der Gasparameter treffen zu können. Man kann aber auch nacheinander verschiedene Hochspannungen anlegen (Siehe Abschnitt (4.1.5)). Man mißt also einige Punkte entlang der  $v_D \left( \frac{E}{p} \right)$ -Kurve (Siehe Abbildung (2.2)) nach. Durch Anpassen einer Modellfunktion an die Daten ist es möglich,

---

<sup>1</sup>Dies sind im wesentlichen, wie im Kapitel (2) besprochen, Mischungsverhältnis, Druck, Temperatur und eventuelle Kontaminationen.

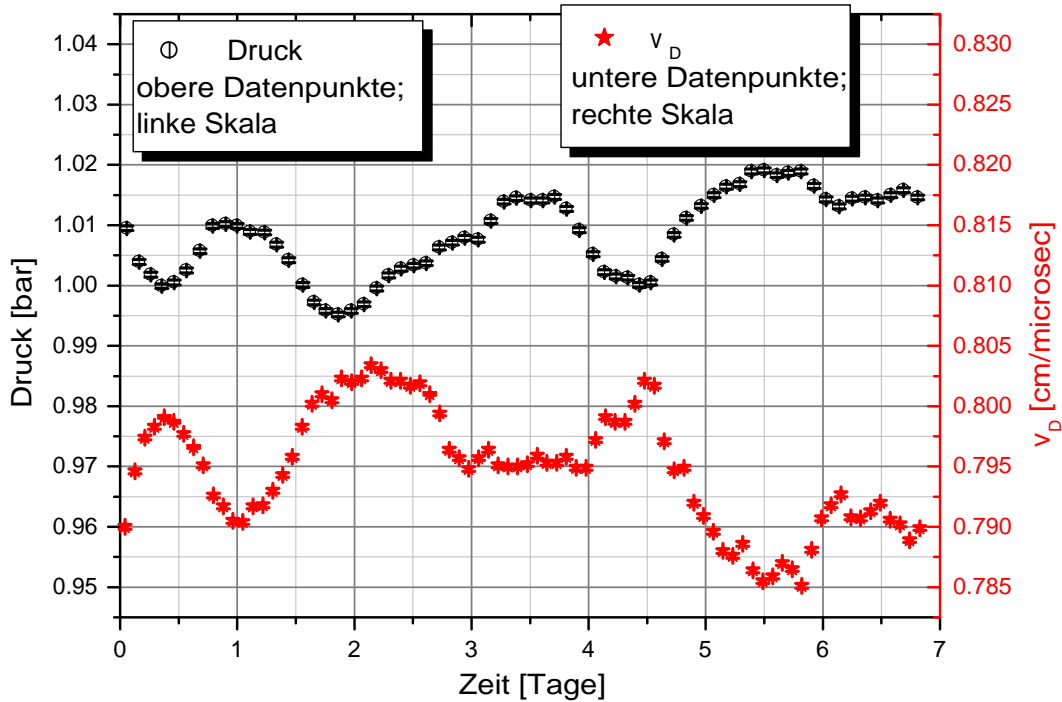


Abbildung 4.1: Der Verlauf der Driftgeschwindigkeit (untere Kurve) und des Druckes (obere Kurve) während der Strahlzeit im Mai 2000. Zur besseren Übersicht wurden je 24 Datenpunkte zusammengefaßt. Dadurch reduzieren sich die Fehler. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbolgröße. Unsinnige Daten wurden unterdrückt.

1. genauere Aussagen über die Gasqualität zu machen und
2. eine Extrapolation zu höheren Feldstärken, wie sie in den HADES Driftkammern vorherrschen, vorzunehmen.

### 4.1.1 Kontinuierliche Messung

Während der Strahlzeit im Mai 2000 wurde die Driftgeschwindigkeit über einen Zeitraum von einer Woche mit Hilfe des Prototypen des Driftgeschwindigkeitsmonitors gemessen. Der Monitor wurde parallel zu den zwei betriebenen Driftkammern in den Gasfluß integriert. In Zeitabständen von 5 min wurden jeweils  $n = 50$  Daten aufgenommen<sup>2</sup>. Die Genauigkeit der Messungen liegt bei etwa 0.2%. In der Abbildung sind jeweils 24 Datenpunkte in einen zusammengefaßt worden. Dadurch wird der Fehler weiter minimiert. Es wurde auch simultan der Druck in der Gasleitung vor dem Monitor aufgezeichnet. Der Druck im gesamten Gassystem liegt etwa 1.5 mbar über

<sup>2</sup>Für die kontinuierliche Messung bei konstanter Driftgeschwindigkeit ist es ausreichend, eine Meßreihe alle 15 min vorzunehmen (Erfahrungswert).

dem Atmosphärendruck und variiert mit diesem. Abbildung (4.1) zeigt, daß die Driftgeschwindigkeit wie erwartet umgekehrt proportional auf Druckänderungen reagiert. Insgesamt variiert die Driftgeschwindigkeit um  $\pm 3\%$ . Auch die Driftgeschwindigkeit in den Driftzellen der Driftkammern variiert mit dem Druck. Der Wert der Variation wird jedoch kleiner als  $3\%$  sein, da die Steigung der  $v_D \left(\frac{E}{p}\right)$ -Kurve bei Feldstärken um  $2 \text{ kV/cm}$  geringer ist als im Meßbereich des Monitors. Die Simulationen zeigen, daß der Betrag der druckabhängigen Variation (siehe auch rechte Abbildung in (4.3)) bei  $E = 2 \text{ kV}$  und  $p = 760 \text{ Torr}$  etwa nur ein Sechstel der Größe hat als bei  $E = 200 \text{ V}$  und  $p = 760 \text{ Torr}$ . Im vorliegenden Fall würde die lokale Driftgeschwindigkeit während des überwachten Zeitraumes in den Driftzellen der Driftkammern also um  $\pm 0.5\%$  variiert haben.

Wie in Abschnitt (3.1) besprochen, sollte die Ungenauigkeit der Driftgeschwindigkeitsaussagen kleiner als  $\pm 1\%$  sein. Somit ist schon mit dieser einfachen Messung vor einer Druckkorrektur der Daten sichergestellt, daß die Ortsauflösung in den Driftkammern während der Strahlzeit im Mai 2000 nicht von Driftgeschwindigkeitsschwankungen dominiert wurde. Gelingt es, den Einfluß des Druckes auf die Messung zu eliminieren, so lassen sich eventuell noch vorhandene Schwankungen der Meßergebnisse auf Variationen der verbleibenden Gasparameter  $T$  und Zusammensetzung zurückführen. Dies wird im Abschnitt (4.1.3) gezeigt.

#### 4.1.2 Vergleich mit Messungen an der Driftkammer

Um eine optimale Massenauflösung der  $\rho$ -Mesonen zu erreichen, wird eine Ortsauflösung von  $140 \mu\text{m}$  angestrebt ( $\sigma$ ; siehe Abschnitt (1.2.2)). Bei Messungen mit den Driftkammern unter Experimentbedingungen in der HADES Experimenthalle wurde eine Ortsauflösung von  $105 \mu\text{m}$  erreicht ( $\sigma$ ). Darin enthalten sind auch Effekte, die durch die Ausleselektronik hervorgerufen werden. In einem Protonen-Teststrahl wurden mit einer Driftkammer (Prototyp I) im April 1997 Ortsauflösungen  $< 70 \mu\text{m}$  erreicht ( $\sigma$ ; siehe Abbildung (4.2)). Dabei wurden auf beiden Seiten der Kammer als Referenz Siliziumdetektoren angebracht. Die so gemessene Ortsauflösung hängt zum Teil von Driftgeschwindigkeitsschwankungen ab. Nimmt man an, daß die Ortsauflösung nur durch Schwankungen in der Driftgeschwindigkeit bestimmt ist:

$$\sigma = 70 \mu\text{m} = \Delta v_D t, \quad (4.1)$$

so kann man eine Driftgeschwindigkeitsschwankung angeben:

$$\Delta v_D = \frac{\sigma}{t} = \frac{70 \mu\text{m}}{30 \text{ ns}} = 0.23 \left[ \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}} \right] \quad (4.2)$$

Dabei wurde eine Driftzeit von  $30 \text{ ns}$  angenommen. Dies ist die Zeit, die ein Elektron zur Drift von  $1.5 \text{ mm}$  Entfernung zum Signaldraht dorthin benötigt. Dies ist bei

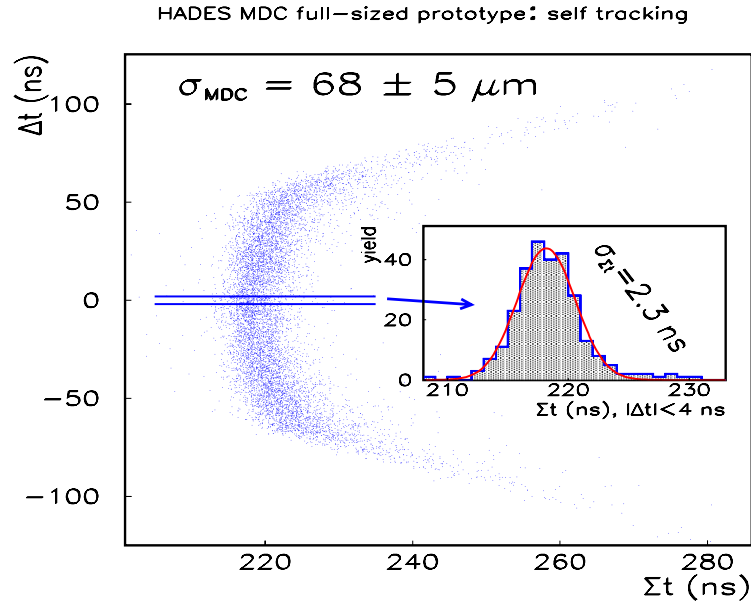


Abbildung 4.2: Die Ortsauflösung der Driftkammer Prototyp I, aufgenommen in der HADES Teststrahlzeit im April 1997[Mü97].

der verwendeten Driftkammer gerade die Hälfte der Strecke Potentialdraht-Signaldraht. Bei einer Driftgeschwindigkeit in den Driftkammern von  $4.25 \text{ cm}/\mu\text{s}$  entspricht die Schwankung einem Fehler von 5.4%.

Dieser Fehler ist um einen Faktor 25 größer als jene, die mit dem Monitor erreicht werden. Zwar bewegen sich die Werte in einem anderen Bereich (höheres Feld in den Driftkammern, ebenso höhere Driftgeschwindigkeit); Simulationen haben aber gezeigt, daß gasabhängige Schwankungen der Driftgeschwindigkeit bei niedrigerer Feldstärke sich in der gleichen Größenordnung bewegen oder sogar kleiner sind. Die Ortsauflösung in den HADES Driftkammern wird also nicht von Driftgeschwindigkeitsschwankungen dominiert.

### 4.1.3 Druckkorrektur

Die Driftgeschwindigkeit ist eine Funktion der Feldstärke, des Druckes und der Temperatur. Außerdem ist sie natürlich gasabhängig.

Der funktionale Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit  $v_D$  und  $E/p$  ist durch die vereinfachte Geradengleichung mit der lokal bestimmten gasabhängigen Steigung  $m = \frac{\partial v_D}{\partial (E/P)}$  und dem Y-Achsenabschnitt  $b$  gegeben:

$$v_D = m \left( \frac{E}{P} \right) \frac{E}{P} + b \quad (4.3)$$

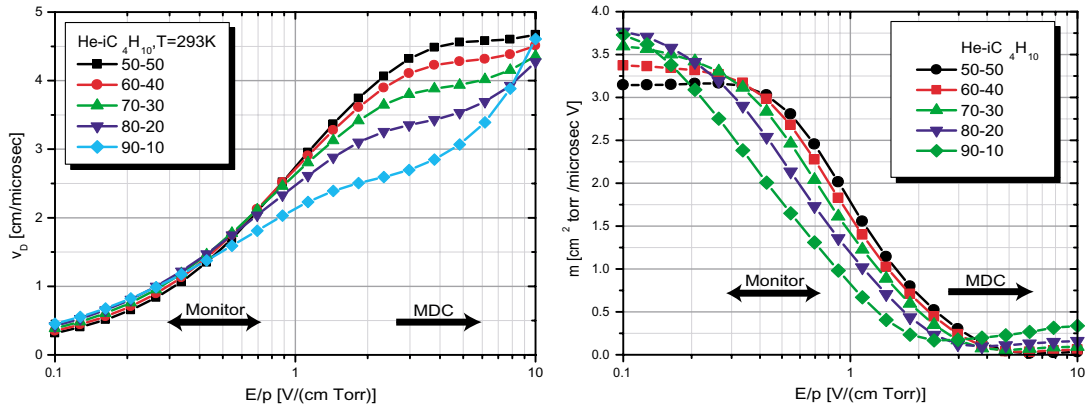


Abbildung 4.3: Links: die simulierten  $v_D \left( \frac{E}{p} \right)$ -Kurven. Rechts: Die Ableitungen der Kurven. Bei für den Driftmonitor typischen Feldstärken gilt für eine Gasmischung von etwa 60% – 40%:  $2 < m < 3.5 \left[ \frac{\text{cm}^2 \text{Torr}}{\mu\text{sV}} \right]$ .

Nimmt man nun weiterhin

$v_M$  -die im Monitor gemessene Driftgeschwindigkeit beim im Monitor herrschenden Druck  $p_M$  und Feld  $E$ , und

$v_{norm}$  -die auf Normaldruck  $p_{norm} = 1 \text{ atm} = 760 \text{ Torr}$  normierte Driftgeschwindigkeit bei gleicher Feldstärke  $E$ ,

so folgt:

$$v_M = m_1 \frac{E}{p_M} + b \quad \text{und} \quad v_{norm} = m_2 \frac{E}{p_{norm}} + b. \quad (4.4)$$

Man kann nun  $m_1 = m_2 = m$  setzen. Dies gilt näherungsweise bei kleinen Variationen von  $E/p$ . Dann folgt:

$$v_{norm} = v_D + m \left[ \frac{E}{p_{norm}} - \frac{E}{p_M} \right] \quad (4.5)$$

Mit der Kenntnis von  $m$  läßt sich also eine Druckkorrektur vornehmen. Den Wert von  $m$  entnimmt man entweder einer Driftgeschwindigkeitsmessung bei verschiedenen Feldstärken<sup>3</sup> oder einer Simulation. Im vorliegenden Fall werden die Daten einer MAGBOLTZ-Simulation verwendet (siehe rechte Abbildung in (4.3)). Nimmt man ein Gasgemisch von 60% Helium und 40% Isobutan an, so liest man  $m = 3.35 \frac{\text{cm}^2 \mu\text{s}}{\text{VTorr}}$  für  $E = 175 \text{ V/cm}$  ab. Die druckkorrigierten  $v_{norm}$ -Werte aus der Strahlzeit im Mai 2000 sind in Abbildung (4.4) zu sehen.

<sup>3</sup>Indem man die gemessene  $v_D \left( \frac{E}{p} \right)$ -Kurve ableitet.

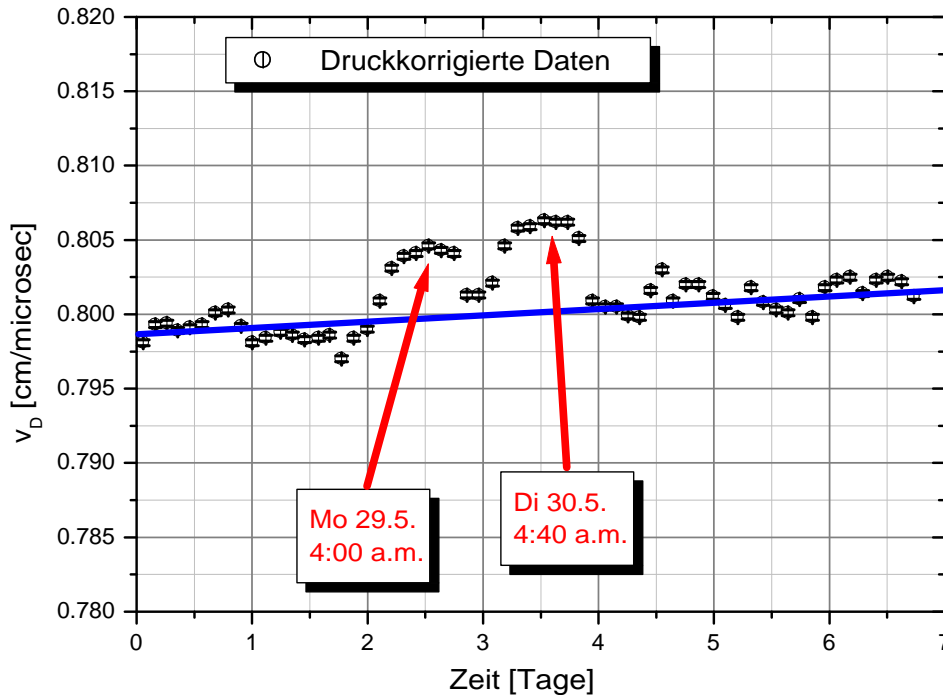


Abbildung 4.4: Der Verlauf der druckkorrigierten Driftgeschwindigkeit  $v_{norm}$  während der Strahlzeit im Mai 2000. Zur besseren Übersicht wurden je 24 Datenpunkte zusammengefaßt. Dadurch reduzieren sich die Fehler. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbolgröße. Unsinnige Daten wurden unterdrückt.

An den druckkorrigierten Daten erkennt man, daß der Betrag der Driftgeschwindigkeit im Verlauf der Woche um etwa 0.6% ansteigt. Dies kann noch ein Effekt der ständigen Gasspülung im Driftgeschwindigkeitsmonitor sein. Der Monitor wurde kurz vor Beginn der Messungen erst ins Gassystem integriert. Das Gas im Monitor kann noch einen größeren Anteil von Sauerstoff und Wasserdampf enthalten. Das Gasvolumen wird konstant erneuert, da frisches Gasgemisch vom Gassystem in den Monitor geleitet, und das sich im Monitor befindliche „ältere“ Gas langsam verdrängt wird. Zu zwei Zeitpunkten gibt es eine auffällige Variation von  $v_{norm}$  um 0.6%. Die Maxima sind jeweils in den frühen Morgenstunden erreicht, danach fallen die Daten wieder ab. In Frage kommen Änderungen der Gaszusammensetzung oder eine Erhöhung der Temperatur des Gases zu diesen Zeiten. Insgesamt sind die Schwankungen kleiner als  $\pm 0.7\%$ . Man kann davon ausgehen, daß die Schwankungen im in den Driftkammern vorherrschenden Feldstärkebereich ebenfalls in dieser Größenordnung ist. Der Temperatureinfluß auf die Driftgeschwindigkeit sinkt mit steigender Feldstärke auf ein Drittel (siehe nächster Abschnitt). Rechnet man die gesamte Schwankung innerhalb der einen Woche (etwa  $\pm 1.3\%$ ) auf eine Ortsauflösung in den Driftkammern um, so erhält man einen Wert von etwa  $20 \mu m$ .



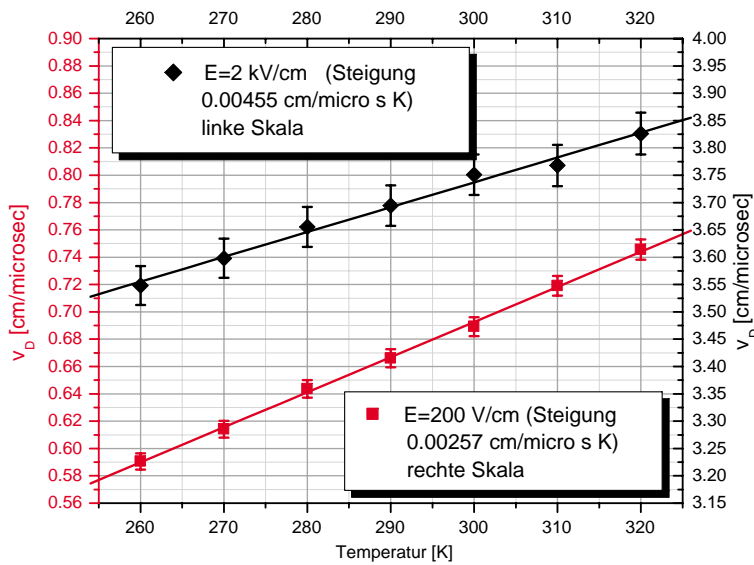


Abbildung 4.5: Die Driftgeschwindigkeit als Funktion der Temperatur bei zwei Feldstärken:  $200 \text{ V/cm}$  und  $2 \text{ kV/cm}$ . Der Druck beträgt  $760 \text{ Torr} = 1 \text{ Atm}$ . Die temperaturabhängige Variation bei hoher und niedriger Feldstärke unterscheidet sich um den Faktor  $1/3$  [Bia88].

#### 4.1.4 Temperatur

Die HADES Experimenthalle ist klimatisiert ( $20^\circ\text{C}$ ), Temperaturschwankungen sind gering. Eine Temperaturmeßeinrichtung an verschiedenen Stellen in der Halle ist vorgesehen.

Eine Temperaturänderung von  $0.5^\circ\text{C}$  ändert die Driftgeschwindigkeit bei einer Feldstärke von  $200 \text{ V/cm}$  um  $0.2\%$ . Bei einer Feldstärke von  $2 \text{ kV/cm}$  ändert sie sich dann um nur  $0.06\%$  (Siehe Abbildung (4.5)). Diese Werte sind am Rande der Meßgenauigkeit des Driftgeschwindigkeitsmonitors.

#### 4.1.5 Extrapolation zu höheren Feldstärken

Der mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor erreichbare elektrische Feldstärkenbereich endet, bevor die in einer Driftzelle der HADES Driftkammern herrschenden Feldstärken erreicht sind. Um jedoch eine Aussage über die Driftgeschwindigkeit in den HADES MDC treffen zu können, ist ein Modellierungsprogramm entwickelt worden, mit dem eine vorgegebene Funktion  $v_D(E/p)$  den Daten angepaßt wird. Dabei wird die nichtlineare LEVENBERG-MARQUART-Methode verwendet [Lab00]. Das Aufnehmen verschiedener Datenpunkte und Modellieren der Funktion erfolgt mit dem Programm vollautomatisch. Ausgabeparameter sind die (vom Programm unter bestimmten Annahmen berechnete) Heliumkonzentration  $K$  und die extrapolierte Driftgeschwindigkeit bei einer Feldstärke von  $2 \text{ kV/cm}$ . Die Modellfunktion wurde mit Hilfe mehrerer MAGBOLTZ-Simulationen bei verschiedenen Helium-Isobutan Gasmischungen erhalten. Den MAGBOLTZ-Kurven zu gegebener Heliumkonzentration  $K$  wurde zuerst ein Polynom sechster Ordnung angepaßt:

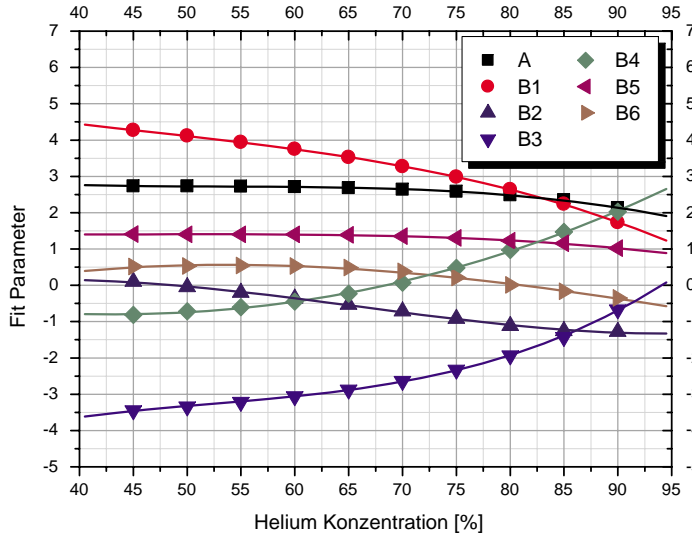


Abbildung 4.6: Die Fitparameter  $A$  und  $B1$  bis  $B6$  in Abhängigkeit der Heliumkonzentration. Den Daten werden wiederum Modellfunktionen angepaßt. So lassen sich die sieben Parameter auf einen reduzieren ( $K$ ). Dieser entspricht der Heliumkonzentration.

$$\log(v_D) = A + \sum_{i=1}^6 B_i \left[ \frac{E}{p} \right]^i \quad (4.6)$$

Es ergeben sich sieben Parameter:

$$A, B_i \quad \text{mit } i \in \{1, 6\}.$$

Die Werte dieser Parameter in Abhängigkeit von  $K$  sind in Abbildung (4.6) zu sehen. Alle sieben Parameter sind eine Funktion der Heliumkonzentration  $K$ . Den 10 Werten der sieben Parameter in Abhängigkeit von  $K$  wurden ebenfalls wieder Polynome angepaßt, diesmal ein Polynom dritter Ordnung.

Das ergibt folgende sieben Parametergleichungen:

$$\begin{aligned} A &= 4.37494 - 0.09132K + 0.0017K^2 - 1.06997 \cdot 10^{-5}K^3 \\ B1 &= 6.984 - 0.11279K + 0.00173K^2 - 1.24962 \cdot 10^{-5}K^3 \\ B2 &= -2.65166 + 0.17177K - 0.00319K^2 + 1.24962 \cdot 10^{-5}K^3 \\ B3 &= -8.96318 + 0.27617K - 0.00479K^2 + 3.05007 \cdot 10^{-5}K^3 \\ B4 &= 1.23826 - 0.09029K + 9.01773 \cdot 10^{-4} + 2.24095 \cdot 10^{-6}K^3 \\ B5 &= 1.8812 - 0.0315K + 6.84385 \cdot 10^{-4}K^2 - 4.89455 \cdot 10^{-6}K^3 \\ B6 &= -2.80744 + 0.14001K - 0.00171K^2 + 5.04486 \cdot 10^{-6}K^3 \end{aligned}$$

Setzt man diese Parametergleichungen in Gleichung (4.6) ein, so ergibt sich eine Modellfunktion für  $\log\left(v_D\left(\frac{E}{p}\right)\right) = f(K)$  mit nur einem Parameter  $K$ .

In Abbildung (4.7) ist eine Messung der Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen elektrischen Feldstärken gezeigt. Es wurden drei verschiedene Heliumkonzentrationen

nen  $K_{in}$  verwendet. Diese wurden durch Messung der Gasflüsse in den Monitor bestimmt. Dann wurden in 250 V-Schritten Hochspannungen zwischen 2 kV und 6 kV angelegt und die Driftgeschwindigkeit zu jeder dieser Hochspannungen gemessen. Anschließend wurde bei den drei Meßreihen die Modellkurve den Daten angepaßt. Der Fehler der Modellierung ist ebenfalls angegeben<sup>4</sup>. Auf diese Art und Weise läßt sich zuverlässig auf die Gaszusammensetzung schließen. Schon geringe Änderungen am Gasfluß lassen den Fitparameter  $K$  signifikant variieren. Die Werte sind in Tabelle (4.1) angegeben.

$K_{in}$	$K$	mse	$v_D(2kV/cm)$
$55 \pm 2$	53.99	42.7	4.11 cm/ $\mu$ s
$60 \pm 2$	59.73	63.2	3.99 cm/ $\mu$ s
$67 \pm 2$	64.08	30.9	3.89 cm/ $\mu$ s

Tabelle 4.1: Die Ergebnisse der Datenmodellierung bei drei verschiedenen Gasmischungen.  $K_{in}$  ist die Heliumkonzentration, die sich durch Eichen der Gasflüsse ergab und  $K$  der Modellierungsparameter.

In der rechten unteren Abbildung in (4.7) sind die drei sich ergebenden Modellkurven in höhere Feldstärkebereiche extrapoliert. Eine Gasmischung, die im Monitor die Driftgeschwindigkeit gegenüber einer Mischung von 60% – 40% verringert, erhöht dieselbe in der Driftzelle einer HADES Driftkammerzelle. Die Variation der Driftgeschwindigkeit in der Driftkammer ist bei den drei untersuchten Gasmischungen signifikant. Die Driftgeschwindigkeit bei 2 kV/cm (wie in den Driftkammern) ergibt sich für diese drei Fälle durch Einsetzen von  $\log(\frac{2kV/cm}{760Torr}) \approx 6.3$  in die Modellkurve<sup>5</sup>. So läßt sich durch das Modellieren der Kurve mit den gemessenen Driftgeschwindigkeitsdaten etwas über die in den Driftzellen der HADES Driftkammern vorherrschenden Verhältnisse bei viel höheren elektrischen Feldstärken aussagen. Die Ergebnisse zu den vorliegenden Daten können Tabelle (4.1) entnommen werden.

## 4.2 Pulshöhe

Bestimmte Variationen der Gasparameter lassen sich über eine Driftgeschwindigkeitsmessung nicht kontrollieren. Ein wichtiges Beispiel ist der Sauerstoffgehalt des Zähl-gases. Wegen der negativen Folgen einer Sauerstoffkontamination auf die Effizienz

<sup>4</sup> $mse = \text{mean squared error} = \frac{1}{n} \sum_i^n (f_i - y_i)^2$ . Es sind  $f_i$  die aus der Modellkurve erhaltenen Werte und  $y_i$  die Datenpunkte.

<sup>5</sup>Die parametrisierte Modellkurve entstammt Simulationen, die die Driftgeschwindigkeit bis zu einem Wert von 10 V/(cm Torr) (Das sind 7.6 kV/cm bei Normaldruck.) wiedergeben. Es lassen sich also auch andere Werte bis 7.6 kV/cm hier eingeben.

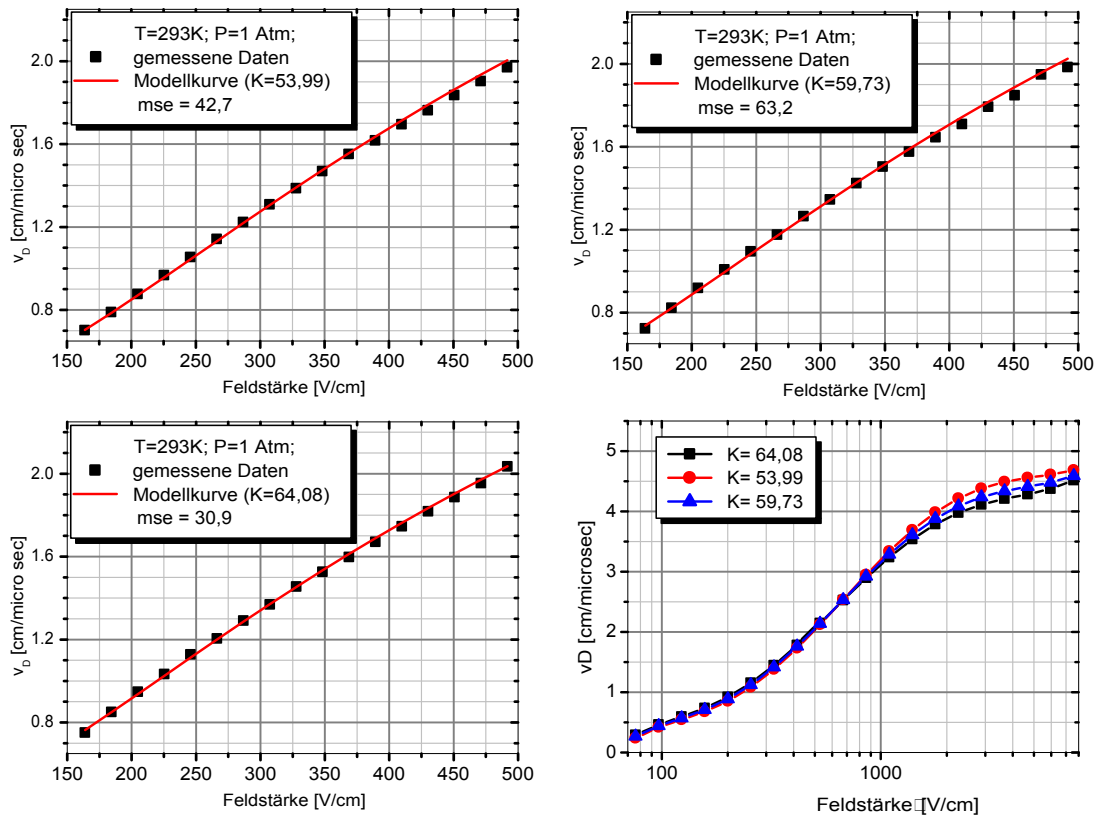


Abbildung 4.7: Oben und links unten: Gemessene Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen elektrischen Feldstärken und drei verschiedenen Mischungsverhältnissen von Helium und Isobutan. Außerdem sind die drei Modellkurven, die den Datenreihen am besten entsprechen, abgebildet. Die Fehler der gemessenen Daten sind kleiner als die Symbolgröße. Rechts unten: Extrapolation der drei Modellkurven zu größeren Feldstärken.

der Driftkammern sollte eine Methode gefunden werden, diese Kontaminationen zu detektieren und damit zu überwachen.

#### 4.2.1 Sauerstoffbeimischungen

Die Elektronenwolken driften auf ihrem Weg von der unmittelbaren Umgebung der beiden  $\alpha$ -Quellen zum *Pickup*-Zähler etwa  $s_{Top} = s_1 = 12.2$  bzw.  $s_{Bottom} = s_2 = 2.5$  cm durch das zu untersuchende Zählgas. Sind Sauerstoff- oder Wasserdampfmoleküle im Gas vorhanden, so steigt die Wahrscheinlichkeit für eine Absorbierung der Elektronen mit der Länge der Driftstrecke  $s$ . Die Anzahl  $N$  der Elektronen in einer Gruppe, die den *Pickup*-Zähler erreichen, wird sinken, je mehr von den Verunreinigungen im Gas vorhanden sind:

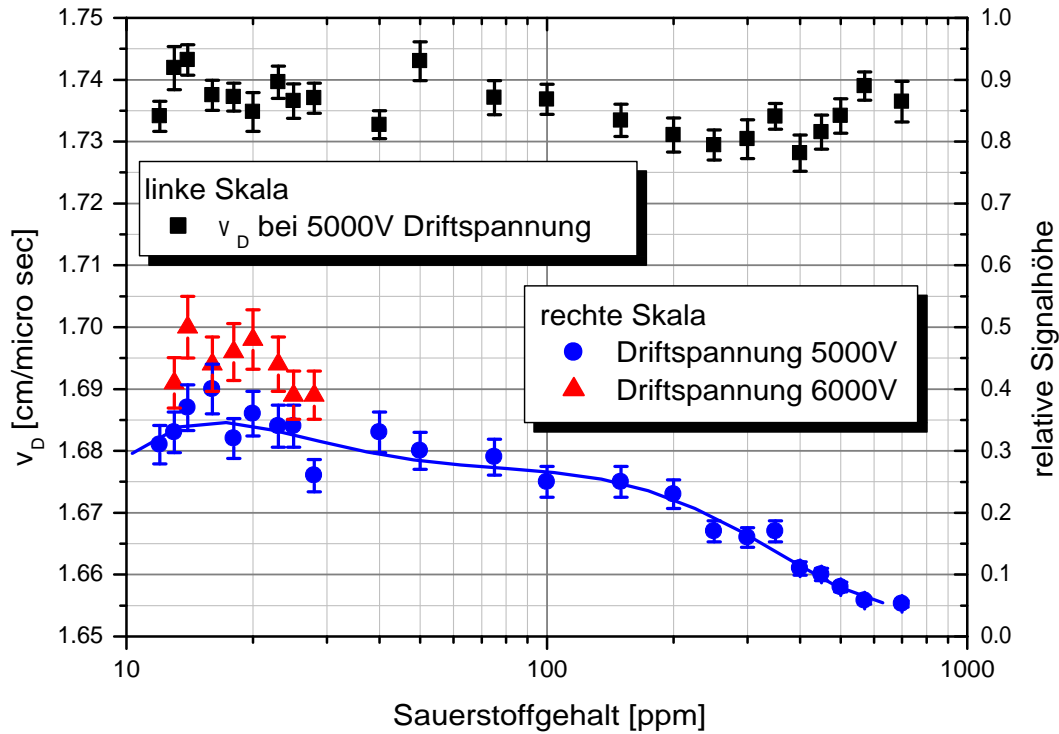


Abbildung 4.8: Die relative Amplitude (untere Datenpunkte) und die Driftgeschwindigkeit (obere Datenpunkte) in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt.

$$N = N_0 e^{-\alpha s}. \quad (4.7)$$

$\alpha$  ist ein Absorptionskoeffizient, der vom Sauerstoffgehalt abhängt. Die Amplituden  $A$  der *Pickup*-Signale sind näherungsweise proportional abhängig von der Anzahl der Elektronen  $N$ , die den Zähler erreichen:  $A \sim N$ . Man kann die absolute Amplitude des Signals überwachen, welches durch Elektronengruppen entsteht, die von der oberen Quelle gedriftet sind. Die absolute Amplitude hängt jedoch sehr stark von der Höhe der Driftfeldhochspannung ab. Sind

- $A_1$  -Amplitude des *Pickup*-Signals, welche von Elektronengruppen ausgelöst wird, die von der oberen Quelle gedriftet sind,
- $A_2$  -Amplitude des *Pickup*-Signals, welches von Elektronengruppen ausgelöst wird, die von der unteren Quelle gedriftet sind,

so gilt für die relative Amplitude  $A_{rel}$  der beiden Signale:

$$A_{rel} = \frac{A_1}{A_2} = \frac{N_0 e^{-\alpha s_1}}{\widetilde{N}_0 e^{-\alpha s_2}} = \frac{N_0}{\widetilde{N}_0} e^{-\alpha(s_1 - s_2)} = e^{-\alpha \Delta s}. \quad (4.8)$$

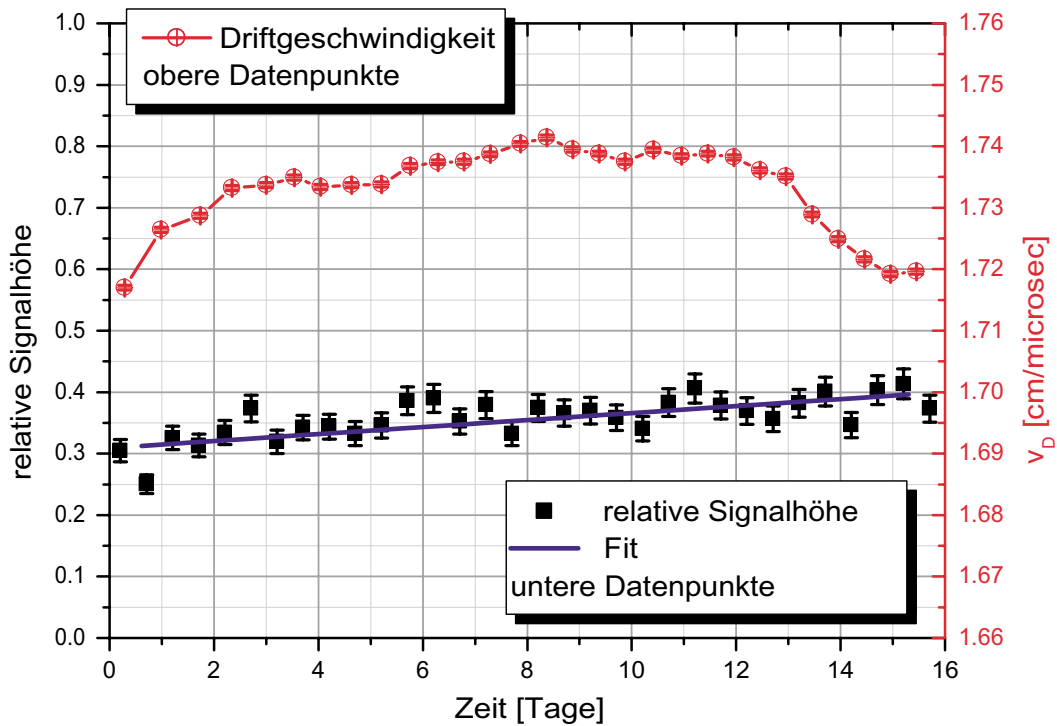


Abbildung 4.9: Die relative Amplitude des *Pickup*- Signals (untere Datenpunkte, rechte Skala) und die Driftgeschwindigkeit bei 5 kV (obere Datenpunkte, linke Skala). Zur besseren Übersicht wurden je 6 Datenpunkte zusammengefaßt. Dadurch reduzieren sich die Fehler. Unsinnige Daten wurden unterdrückt.

Dabei wurde die Annahme gemacht, daß im Mittel über viele Messungen  $N_0 = \widetilde{N}_0$  ist. Es gilt nun:

$$r = e^{-\alpha \Delta s} \quad \text{und} \quad \alpha = -\frac{\log(r)}{\Delta s} \quad (4.9)$$

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  kann bei der Annahme dieses einfachen Modells also aus der relativen Signalhöhe berechnet werden. Selbst kleine Sauerstoffgehaltänderungen im 5 ppm-Bereich wirken sich signifikant auf die relative Signalhöhe aus.

In Abbildung (4.8) sind der Betrag der Driftgeschwindigkeit bei einer angelegten Hochspannung von 5 kV und die relative Signalhöhe bei 5 kV und 6 kV gegen den Sauerstoffgehalt des Zählgas aufgetragen. Der Sauerstoffgehalt wurde bei dieser Messung bis auf etwa 15 ppm reduziert<sup>6</sup>. Er wurde am Gasausfluß des Monitors gemessen [Orb]. Bei Sauerstoffgehalten von über 50 ppm ist schon bei einer Messung

<sup>6</sup>ppm = parts per million =  $10^{-4}\%$

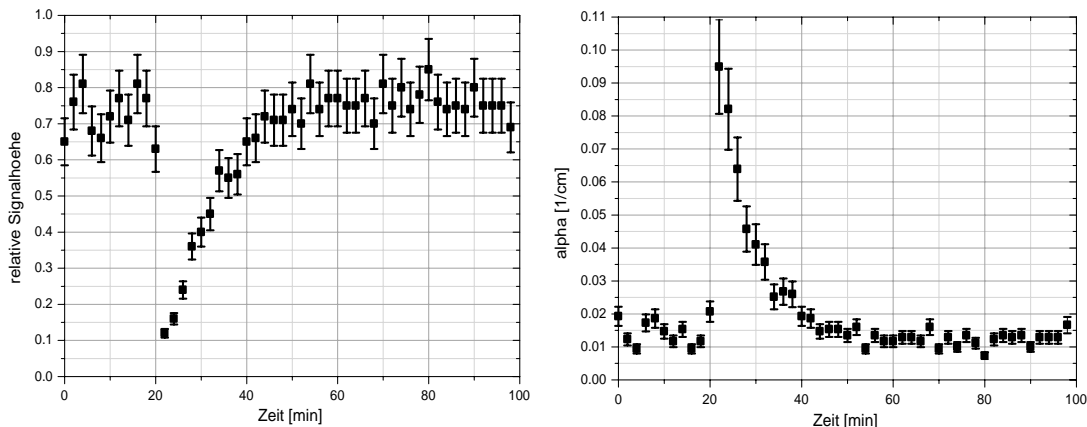


Abbildung 4.10: Links: Die relative Amplitude über einige Minuten bei einem kurzen Öffnen des Gassystems. Rechts der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  während des gleichen Prozesses.

mit dem Monitor und mit  $n = 100$  ein deutlicher Einfluß auf die relative Signalthöhe zu erkennen. Für das Gassystem der HADES Driftkammern kommt jedoch ein Sauerstoffgehalt von  $< 20 \text{ ppm}$  in Frage. Für eine Aussage in diesem Bereich ist die Anzahl der Messungen  $n = 100$  zu gering<sup>7</sup>. Indem man jedoch die Amplitudenmessung in die kontinuierliche Driftgeschwindigkeitsmessung über einen längeren Zeitraum integriert, steigt die Statistik, und es lassen sich Aussagen über den Sauerstoffgehalt machen. Dies geht aus Abbildung (4.9) hervor. Über 16 Stunden wurden bei konstanter elektrischer Feldstärke ( $HV_{Drift} = 5 \text{ kV}$ ) Driftgeschwindigkeit und relative Amplitude aufgezeichnet. Die Driftgeschwindigkeit ist nicht druckkorrigiert und schwankt im wesentlichen mit dem Außendruck. Die relative Signalthöhe nimmt von  $\approx 0.3$  auf  $\approx 0.4$  signifikant um etwa 30% zu. Im gleichen Zeitraum sank der Sauerstoffgehalt von  $14 \text{ ppm}$  auf  $9 \text{ ppm}$ . Es ist zu vermuten, daß der Anstieg in der relativen Amplitude mit dem Sinken des Sauerstoffgehaltes korreliert ist. Das bedeutet, daß der Driftgeschwindigkeitsmonitor auf Änderungen des Sauerstoffgehaltes im  $5 \text{ ppm}$ -Bereich sensitiv ist.

Der bei diesen Messungen verwendete Flansch<sup>8</sup> war aufgrund undichter BNC-Steckerdurchführungen nicht vollkommen gasdicht. Ein Austauschen wirkte sich sofort auf die relative Amplitude aus. Sie verdoppelte sich im Mittel auf 0.8. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die Anwendbarkeit dieser Methode zum Detektieren des Sauerstoffgehaltes. Abbildung (4.10) zeigt links die relative Amplitude, die über einen Zeitraum von  $100 \text{ min}$  aufgenommen wurde. Während der Messung wurde kurz ( $5 \text{ sec}$ ) das Gassystem geöffnet, so daß Luft ins Gasgemisch kam. Sofort sank die relative

<sup>7</sup> $n$  ist die Zahl der Messungen.

<sup>8</sup>Auf diesem Flansch ist der Monitor montiert. Er ist mit Steckerdurchführungen für die Signal und Hochspannungsleitungen versehen.

Amplitude auf fast Null. Nach etwa 30 Minuten stabilisierte sich die relative Amplitude wieder auf dem vorherigen Wert. Die rechte Abbildung in (4.10) zeigt den nach Gleichung (4.9) aus der relativen Signalhöhe berechneten Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  gegen die Zeit aufgetragen. Er steigt zu dem Zeitpunkt stark an, zu dem das Gassystem offen war.



# Kapitel 5

## Ausblick

Für den kompletten Aufbau des HADES Experimentes sind zwei Gasqualitätsmonitore für den Einbau in das Gassystem für die Driftkammern vorgesehen. Der Driftgeschwindigkeitsmonitor reagiert sehr sensitiv auf Änderungen von Gasparametern wie Heliumkonzentration, Druck und Temperatur. Zusätzlich ist er sensitiv auf Änderungen des Sauerstoffgehalts im *ppm*-Bereich. Der verwendete Aufbau hat sich als zuverlässig und im Betrieb stabil erwiesen. Die Gasüberwachung kann mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor kontinuierlich am Gaseinlaß und am Gasauslaß erfolgen. Somit ist ein direkter Vergleich der Gasqualität des einströmenden Frischgases und des schon durch die Driftkammern geströmten Gasgemisches möglich.

Zur Bestimmung der absoluten Gastemperatur und des Gasdruckes in den Driftkammern wird ein zusätzliches, umfassendes Monitorsystem angestrebt. Die Auslese der Driftgeschwindigkeit ist um eine automatische Bestimmung der  $v_D(E/p)$ -Kurve erweitert worden. Diese Daten sollten zusammen mit den Druckmessungen zur Kalibrierung des Driftgeschwindigkeitsmonitors verwendet werden. Somit kann die aktuelle normierte Driftgeschwindigkeit im Monitor *online* bestimmt werden. Außerdem wird eine automatisierte Übergabe der ausgelesenen Informationen an das HADES *slow control system* EPICS aufgebaut [Ros00]. Somit werden die Driftgeschwindigkeit (mit Fehler), die relative Amplitude des *Pickup*-Signals zusammen mit allen anderen überwachten Parametern in eine Datenbank geschrieben, wo sie zu jeder Zeit abgerufen werden können.

Eine Bestimmung der Driftgeschwindigkeit in den Driftkammern (bei höherer Feldstärke) ist bereits möglich. Dazu wird eine Modellkurve den gemessenen Driftgeschwindigkeitsdaten bei verschiedenen Feldstärken angepaßt.

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor wird in der vorliegenden Version voraussichtlich von verschiedenen anderen Experimenten (GSI/ CERN) zur Gaskontrolle verwendet werden. Zum Nachbau sind im Anhang alle technischen Zeichnungen angefügt, die zum Aufbau des monitors nötig sind.



# Anhang A

## Die Simulationsprogramme GARFIELD und MAGBOLTZ

Sowohl bei der Suche nach Kammergasen mit bestimmten Eigenschaften als auch bei der Optimierung von Driftkammern und deren Arbeitspunkten kann man auf Simulationsprogramme zurückgreifen. Dabei wird man zumindest Anhaltspunkte erhalten, in welche Richtung man seine experimentellen Untersuchungen lenken muß oder wie man das mechanische Design optimieren kann.

GARFIELD ist ein Driftkammersimulationsprogramm, mit dem verschiedene Kammergeometrien und deren Eigenschaften studiert werden können[Gar00]. Im Allgemeinen werden die Geometrien zweidimensional und anhand einer endlichen Anzahl von Drähten dargestellt. Das heißt, daß komplexere Konstruktionsformen, wie z.B. feldformende Potentialscheiben, durch eine genügende Anzahl von Drähten angenähert werden müssen.<sup>1</sup> Diese Approximation ist für die meisten Probleme ausreichend. GARFIELD berechnet zunächst aus den Angaben über die an den Drähten anliegenden Potentialen das elektrische Feld mit einer Genauigkeit von  $10^{-8}$ . Man kann dann Teilchenspuren auswählen, von denen GARFIELD Elektronen losdriften läßt. Die Ankunftszeit des schnellsten Elektrons wird als Driftzeit ausgegeben. Weiterhin kann GARFIELD Orts-Driftzeit-Beziehungen und Ankunftszeitverteilungen berechnen, sowie das am Anodendraht induzierte elektrische Signal simulieren.

MAGBOLTZ [Bia88] gestattet die Bestimmung verschiedener Gasparameter für verschiedene Gasmischungen, die aus bis zu vier Komponenten bestehen können. Die dabei zugrunde liegende Gleichung ist die BOLTZMANNsche Transportgleichung:

$$\frac{\partial(nf)}{\partial t} + \vec{\omega} \frac{\partial(nf)}{\partial \vec{r}} + \frac{e\vec{F}}{m} \frac{\partial(nf)}{\partial \vec{\omega}} = B(t) \quad (\text{A.1})$$

---

<sup>1</sup>Die neueste GARFIELD-Version läßt auch die Simulation ausgedehnter dreidimensionaler Objekte zu. Für die vorliegende Arbeit reichte aber eine zweidimensionale Darstellung anhand einer endlichen Anzahl von Drähten aus.

Sie beschreibt die Änderung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $f(\vec{\omega}, \vec{r}, t)$  der Elektronen als Ergebnis der verschiedenen physikalischen Prozesse, denen die Elektronen unterworfen sind. Dabei ist  $n = n(\vec{r}, t)$  die Dichte der freien Elektronen im Gas und  $\vec{\omega}$  deren Geschwindigkeit.  $\vec{F}$  ist die äußere Kraft auf ein Elektron ( $\vec{F} = e\vec{E}$  im elektrischen Feld) und  $m$  die Masse des Elektrons.  $B(t)$  ist der sogenannte Stoßterm, der unter anderem die Verteilungsfunktionen der Stoßpartner enthält. Die (partielle) zeitliche Änderung der Größe  $nf$  setzt sich demzufolge aus Änderungen infolge der Eigenbewegungen (zweiter Term links) der Elektronen, der Wirkung äußerer Kräfte (dritter Term links) und Stößen zusammen. Die BOTZMANNsche Transportgleichung beschreibt also die Drift und Diffusion von Elektronen in Gasen unter dem Einfluß von elektrischen und magnetischen Feldern. MAGBOLTZ löst diese Gleichung numerisch in einer Reihenentwicklung mit einer Genauigkeit von 0,1%. Die Berechnungen basieren auf gemessenen Eingabeparametern wie den Wirkungsquerschnitten für elastische und inelastische Stöße der Elektronen im Gas. Ausgabeparameter sind für gegebene elektrische und magnetische Felder und gegebene Werte von Druck und Temperatur die Driftgeschwindigkeit, der Diffusionskoeffizient und der Lorentzwinkel.

Für Helium-Gasgemische liegt die Genauigkeit der MAGBOLTZ-Daten bei 1% [Vee00].

# Anhang B

## Hochspannungssteuerung

Die Hochspannungen, die für die verschiedenen Proportionalzähler sowie zur Erzeugung des Driftfeldes benötigt werden, werden durch zwei Hochspannungsmodule der Firma ISEG geliefert [Ise00]. Es handelt es sich um die Modelle ISEG NHQ232L ( $U_a = 0 \dots 2 \text{ kV}$ ;  $I_a = 0 \dots 100 \text{ } \mu\text{A}$ ; NIM-Standard; CAN-Interface) und NHQ238L ( $U_a = 0 \dots 8 \text{ kV}$ ;  $I_a = 0 \dots 1 \text{ mA}$ ; NIM-Standard; CAN-Interface). Mit den beiden Modulen kann von einem PC mit CAN Interface Karte aus kommuniziert werden. Es wird ein National Instruments PCI CAN Interface [PCI00] verwendet. Die Funktionen zum Zugriff auf den CAN-Bus sind in der LABVIEW Programmbibliothek *NI\_CAN.llb* enthalten [Lab00]. Zur Steuerung der beiden HV Module wurde ein LABVIEW Programm geschrieben, welches den Namen *main\_iseg.vi* trägt und die Bibliotheken *main\_iseg.llb* und *ni\_can.llb* benötigt. Es erlaubt die simultane Steuerung von vier Hochspannung (zwei Kanäle in zwei Modulen) und überwacht ständig die Ströme und den Status. Es beruht auf einem *NI\_CAN Network Interface Object* ohne Verwendung von *NI\_CAN Object*'s.

Zum Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors wird entweder die Hochspannung von Hand direkt an den beiden Modulen eingestellt oder mit dem Programm *main\_iseg.vi* vom Computer aus gesteuert. Wird dieses Programm verwendet, ist festzulegen, ob der Driftgeschwindigkeitsmonitor bei konstanter Drifthochspannung betrieben werden soll, oder ob die Anpassung der  $v_D \left( \frac{E}{p} \right)$ -Modellkurve an Driftgeschwindigkeitsdaten bei verschiedenen Hochspannungen durchgeführt werden soll. Für beide Aufgaben gibt es verschiedene Programme zur Auslese des Transientenrecorders LECROY 6841 (Siehe nächster Abschnitt (C)). Je nach Vorhaben muß im *Frontpanel* des Programms *main\_iseg.vi* eine bool'sche Variable auf *Fit* (für Messung bei verschiedenen vom Ausleseprogramm *main\_fit.vi* extern gesteuerten Hochspannungen mit anschließendem Anpassen der Modellkurve (*Fit*, Siehe Abschnitt (4.1.5).) oder auf *Cont* (für *kontinuierliche Messung* bei konstanter Feldstärke) gestellt sein. Sowohl die Drifthochspannung als auch die Hochspannung am *Pickup*-Zähler werden vom externen Programm *main\_fit.vi* kontrolliert. Die Sollspannungen werden einer globalen Variable zugeordnet. Diese werden dann vom Programm *main\_iseg.vi* gelesen und über den

main\_iseg.vi  
 E:\USER\Lippmann\LV\MAIN\MAIN\_ISEG\main\_iseg.vi  
 Letzte Änderung am 08.09.00 um 19:48  
 Gedruckt am 12.09.00 um 11:47

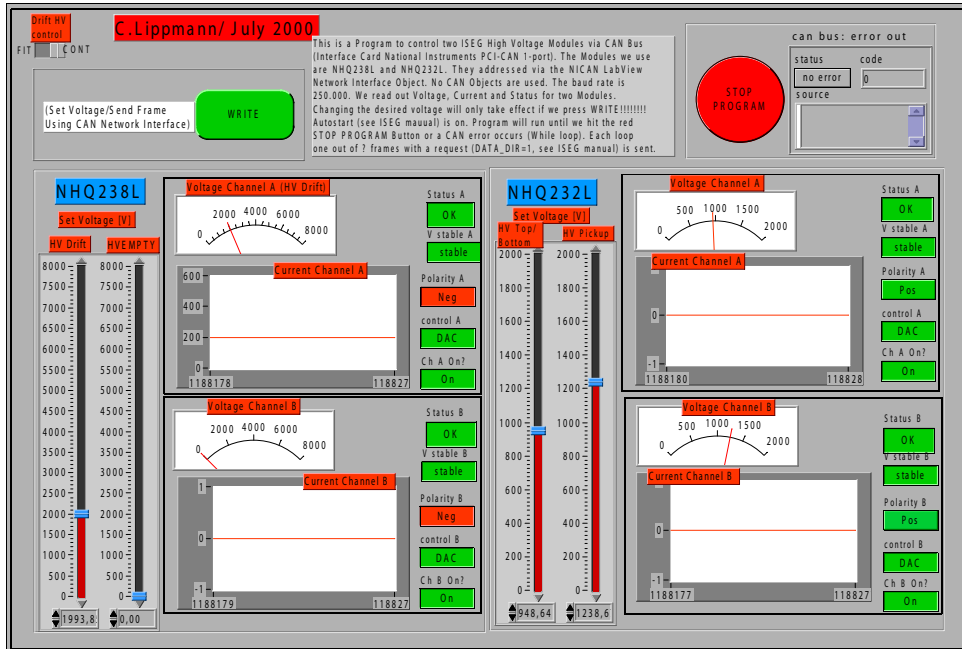


Abbildung B.1: Die LabView Bedienoberfläche des Programmes main\_iseg.vi.

CAN-Bus zu den Hochspannungmodulen gesendet. Diese wurden beim Start des Programmes *main\_iseg.vi* auf „Autostart“ geschaltet. Das bedeutet, daß sie nach Erhalten einer neuen Sollspannung diese sofort unter Einhalten der ebenfalls beim Start voreingestellten Spannungsrampe ( $V/s$ ) an den betreffenden Kanälen anlegen. Die globalen Variablen, die den Sollspannungen entsprechen, werden also entweder von Hand am *Frontpanel* des Programmes *main\_iseg.vi* eingestellt und bleiben auf diesem Wert bis zur nächsten Änderung (Schalterstellung *Cont*) oder vom Fitprogramm *main\_fit.vi* gesteuert. Ein Schreiben der Sollspannung auf den CAN-Bus geschieht nur, wenn der Schalter „Write“ betätigt wird. Er ist ebenfalls eine globale Variable, die von Hand im Programm *main\_iseg.vi* oder extern vom Programm *main\_fit.vi* betätigt wird.

# Anhang C

## Auslese des Transientenrecorders

Die Start- und Stoppsignale des Driftgeschwindigkeitsmonitors werden mit einem Transientenrecorder der Firma LECROY (6841) ausgewertet. Bei diesem handelt es sich um ein CAMAC-Modul. Die Steuerung und Auslese des Modules geschieht anhand eines HYTEC CAMAC-Interfaces 1330 [Hyt] und einer dazugehörige PC-Interfacekarte. Als Kontroll-, Auslese- und Datenverarbeitungssoftware dient LABVIEW 5.11 [Lab00]. Die von mir verwendeten Programme basieren auf der Arbeit von Christina Markert [Mar95]. Die ausgelesenen Daten werden in einem eindimensionalen Array gespeichert. Der Index entspricht der Kanalzahl ab Erhalt des Startsignals (=Triggers), der Wert an einem bestimmten Index entspricht der Signalamplitude an dieser Stelle. Die Index- bzw. Kanalzahl entspricht dem Inversen der eingestellten *Samplingrate* (im allgemeinen 100 *MS/s*).

Der maximale Wert im Array entspricht der maximalen Signalhöhe des *Pickup*-Signals auf dem Eingang des Transientenrekorders. Der Index dieses Wertes<sup>1</sup> wird als Stoppzeit gespeichert. Dies ist der Wert der Driftzeit (in Kanälen) einer Elektronenwolke vom *Top*- oder *Bottom*- zum *Pickup*-Zähler, wenn nicht eine zufällige Koinzidenz vorliegt.

Zum Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors stehen zwei verschiedene LABVIEW Programme zur Auswahl. Benötigt werden in jedem Fall die Programmbibliotheken *main\_drift.llb* und *New\_HYTEC.llb* zur Kommunikation über das *Hytec* Interface. Das Programm *main\_fit.vi* benötigt zusätzlich die Bibliothek *fit\_VD.E.llb*

**main\_drift.vi** Das Programm startet die Auslese des Transientenrecorders in bestimmten Zeitabständen, die in der Einheit *ms* voreingestellt werden muß. Es empfiehlt sich eine Meßreihe alle 15 *min* = 900000 *ms*. Jede Meßreihe enthält *n* Messungen, wobei *n* ebenfalls voreingestellt wird. Hier empfiehlt sich eine Anzahl

---

<sup>1</sup>Eine reelle Zahl, sie kann auch zwischen zwei Kanälen liegen. Sie wird durch Bildung der ersten und zweiten Ableitungen der Signalamplituden  $f(x)$  in Abhängigkeit vom Index  $x$  gebildet:  $f'(x) = 0 \wedge f''(x) < 0$ .

main\_drift.vi  
 E:\USER\lippmann\LV\MONMAIN\_DRIFT\main\_drift.vi  
 Letzte Änderung am 11.09.00 um 18:08  
 Gedruckt am 11.09.00 um 19:06

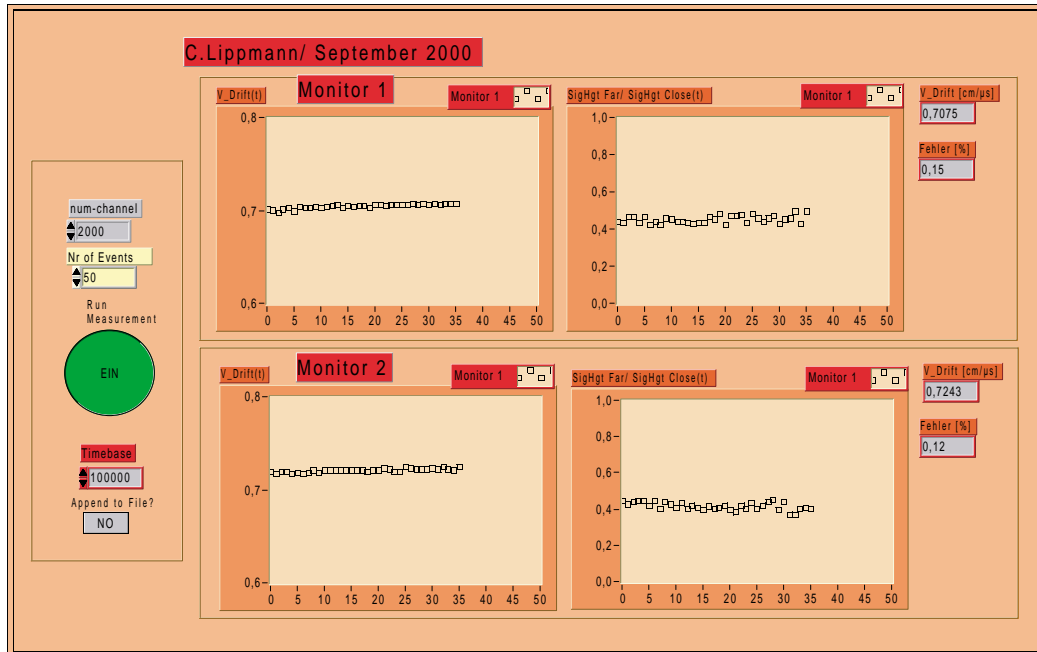


Abbildung C.1: Die LabView Bedienoberfläche des Programmes main\_drift.vi.

von  $50 < n < 100$ . Ein großes  $n$  wirkt sich positiv auf den Fehler der Meßreihe aus. Die Drifthochspannung (und damit das elektrische Feld in den Driftgeschwindigkeitsmonitoren) ist konstant zu halten. Sie kann manuell direkt an den Hochspannungsmodulen oder über den CAN-Bus anhand des Programms *main\_iseg.vi* gesteuert werden. Eine Hochspannung bis zu 6100 V (Dies entspricht einer Feldstärke von 500 V/cm.) ist problemlos anlegbar. Die gemessenen Driftgeschwindigkeitswerte werden zusammen mit der relativen Signalhöhe und mit Datum, Uhrzeit und Fehler in zwei ASCII-Dateien (für zwei Monitore) geschrieben. Die Bedienoberfläche ist in Abbildung (C.1) zu sehen.

**main\_fit.vi** Das Programm wird einmal aufgerufen und liest dann bei verschiedenen Drifthochspannungen die Daten des Transientenrecorders aus. Zu jeder Drifthochspannung werden  $n$  mal die Driftzeitdaten gemessen und ausgewertet.  $n$  kann bei diesem Programm ebenfalls voreingestellt werden. Es empfiehlt sich ebenfalls eine Anzahl von  $50 < n < 100$ . Die Drifthochspannung wird von einem Startwert in Stufen auf einen Endwert hochgefahren. Diese drei Werte müssen vorgegeben werden. Das Programm durchläuft eine Schleife, bis die Endspannung erreicht ist. Es schreibt die Sollspannungswerte auf die entsprechenden globalen Variablen, sendet den „Write“-Befehl (ebenfalls eine globale



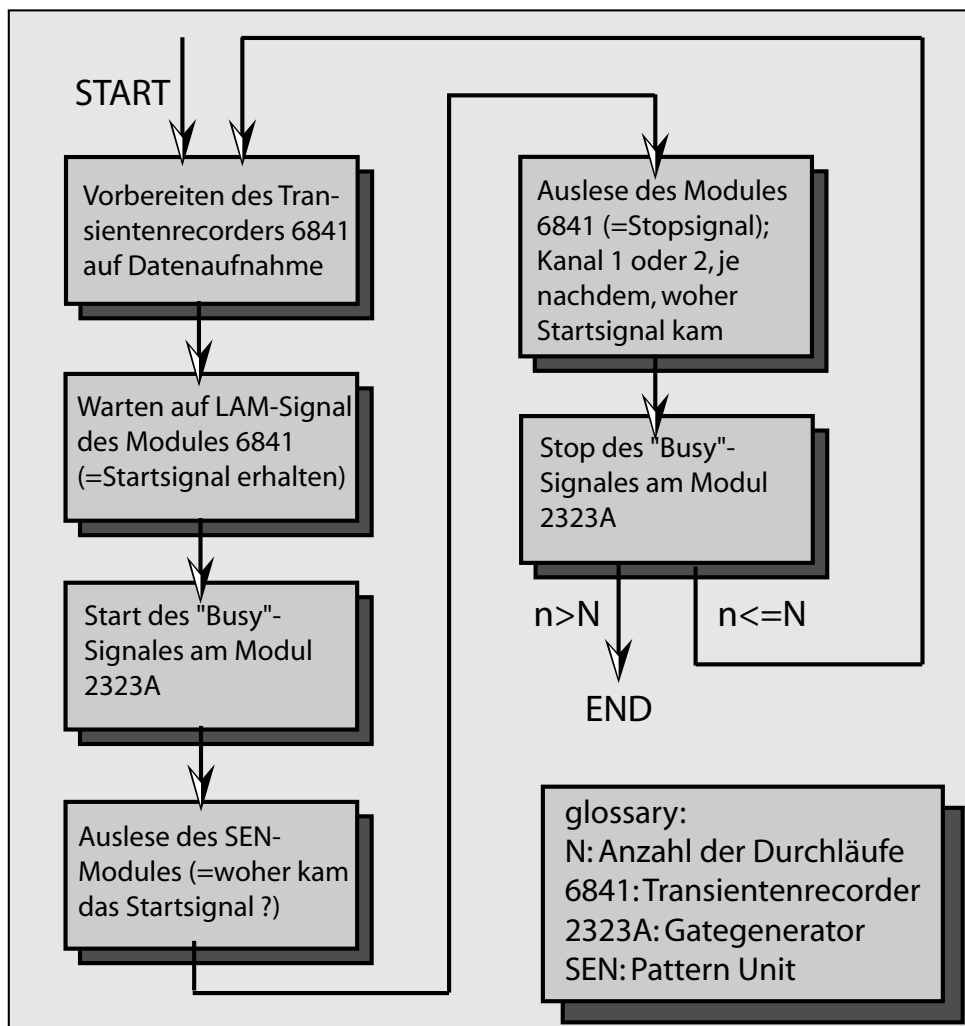


Abbildung C.2: Schema der Ausleseschleife des Driftgeschwindigkeitsmonitors. Bis die voreingestellte Zahl  $n$  der Messungen erreicht ist, wird diese Schleife ausgeführt.

main\_fit.vi  
 E:\USER\lippmann\LV\MONMAIN\_DRIFT\main\_fit.vi  
 Letzte Änderung am 22.09.00 um 15:23  
 Gedruckt am 22.09.00 um 15:23

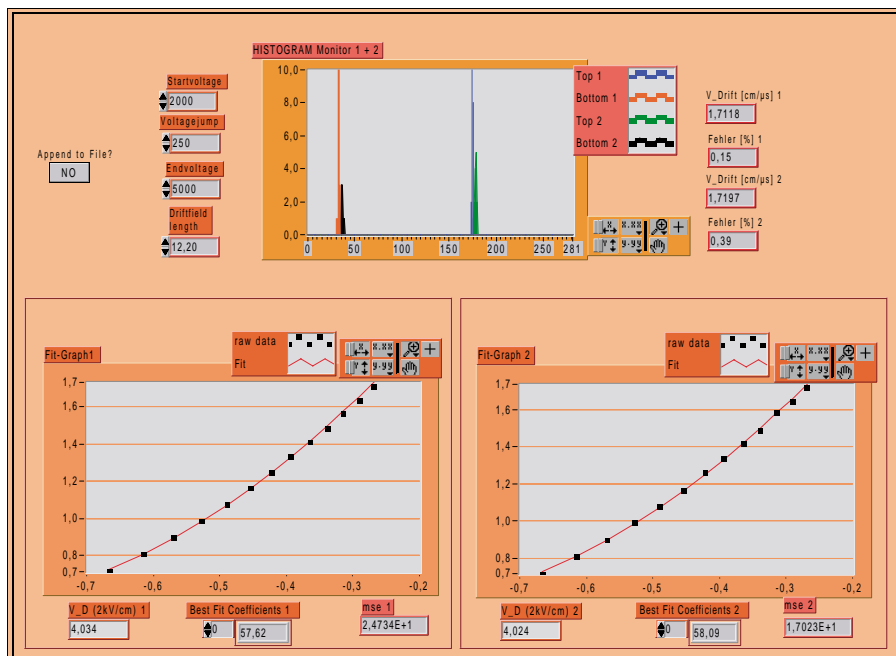


Abbildung C.3: Die LabView Bedienoberfläche des Programmes main\_fit.vi.

(bool'sche) Variable), wartet, bis die Sollspannung erreicht ist (Wartezeit wird aus Spannungsdifferenz und Spannungsrampe ( $100 \text{ V/cm}$ ) berechnet.) und startet dann die Meßreihe. Für eine Anpassung der Modellkurve an die Daten müssen mindestens 8 Datenpunkte aufgenommen werden. Die gemessenen Driftgeschwindigkeitswerte werden zusammen mit der relativen Signalhöhe, der angelegten Hochspannung und mit Datum, Uhrzeit und Fehler in zwei ASCII-Dateien (für zwei Monitore) geschrieben. Die Bedienoberfläche ist in Abbildung (C.3) zu sehen.

Die Hierarchie der VI's ist in Abbildung (C.4) gezeigt. Die wichtigsten Unterprogramme sind:

**vdrift.vi** Dieses Programm ist das eigentliche Ausleseprogramm. In ihm können alle Parameter zur Einstellung des Transientenrecorders verändert werden, außerdem übernimmt es die Anzahl der Messungen  $n$ , die Anzahl der auszulesenden Kanäle (*num\_channel*), die Distanz zwischen *Top*- und *Bottom*-Zähler  $s$  und den Umrechnungsfaktor zwischen Kanalzahl und Zeit (*LeCroy\_channel* [ $\mu\text{s}$ ]) als Eingabeparamter. Ausgabeparameter sind für beide Monitore die Orte der Maxima im Driftzeithistogramm mit Fehlern, die Differenz der Driftzeiten, die daraus berechnete Driftgeschwindigkeit, der Fehler der Driftgeschwindigkeit und die relative Signalhöhe. Außerdem steuert es noch die beiden anderen CAMAC-Module LECROY 2323A (ein steuerbarer *gate generator*) und SEN 2047 (16-Kanal *pattern unit*). Das Modul 2323A generiert ein „busy“, während eine Auslese läuft. Während dieser Zeit kann kein weiteres „Trigger“-Signal den Transientenrecorder erreichen. Das SEN-Modul hat auf seinen vier Eingängen die vier Startsignale und kann die Herkunft des „Trigger's“ bestimmen, wenn es ausgelesen wird. Der Auslesezyklus, der erst unterbrochen wird, wenn die Anzahl der Ausleseprozeße für beide Monitore die Zahl  $n$  erreicht hat, ist in Abbildung (C.2) dargestellt.

**Data Handling.vi** Hier werden aus den ausgelesenen *Datenarrays* das Driftzeithistogramm, die Orte der Maxima im Driftzeithistogramm mit Fehlern, die Differenz der Driftzeiten, die daraus berechnete Driftgeschwindigkeit, der Fehler der Driftgeschwindigkeit und die relative Signalhöhe für beide Monitore und für die  $n$  erfolgten Messungen berechnet.

**CNAF.vi** Hier werden die CAMAC CNAF's über das Interface zum CAMAC Modul geschickt (C=Crate, N=Station, A=Subadresse, F=Funktion). Es nimmt Daten entgegen und sendet sie an das angesprochene Modul ( $F = 16$  bis 31) oder gibt Daten vom Modul aus ( $F = 0$  bis 15). Außerdem gibt es die Antworten  $Q$  und  $X$  aus.

**Fit\_VD\_EP\_and\_Plot.vi** Dieses Programm benötigt die Bibliothek *Fit\_VD\_E.llb*. Es paßt die im Unterprogramm *Poly6\_Target\_Fnc\_& Deriv\_NonLin.vi* aus dieser

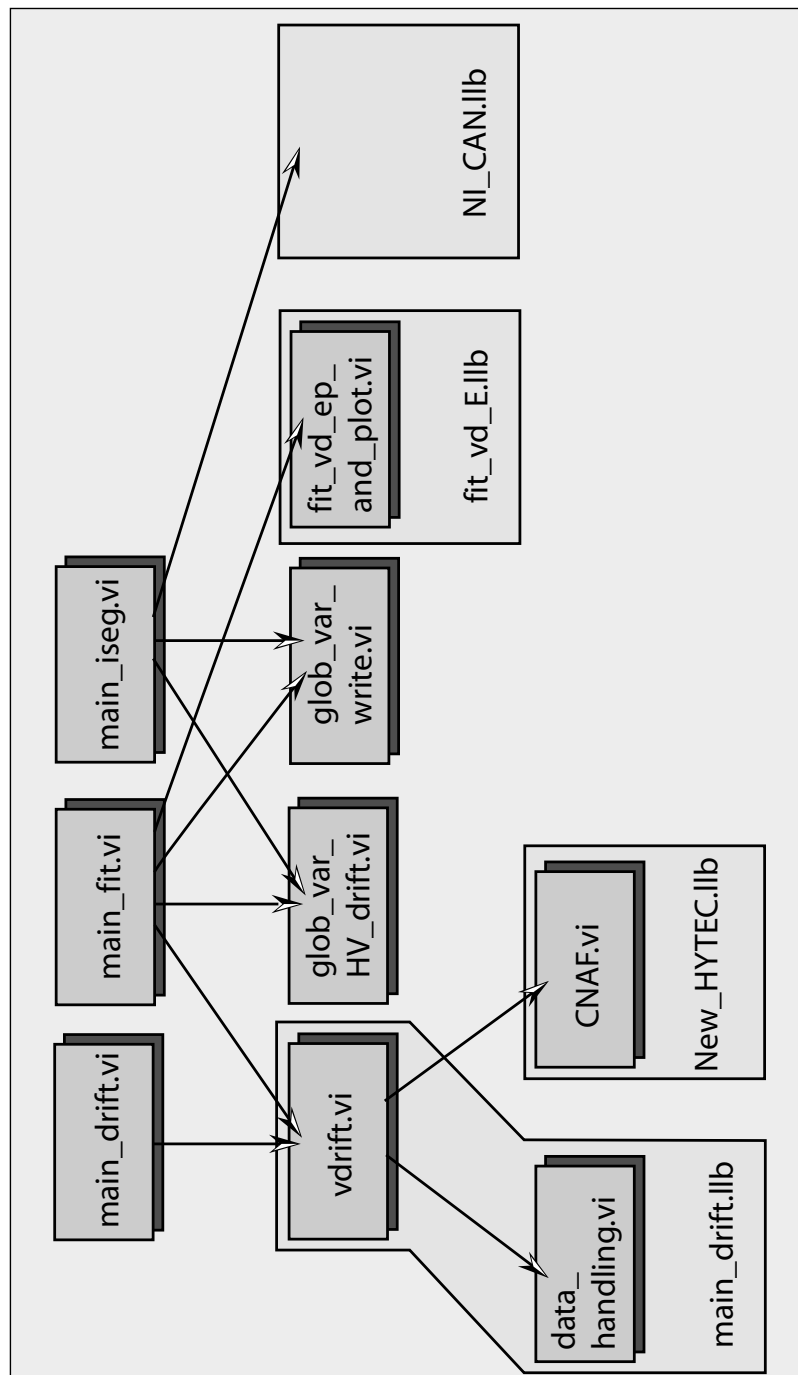


Abbildung C.4: Die Hierarchie der für die Programme `main_drift.vi`, `main_fit.vi` und `main_iseg.vi`. Es sind nur einige (die wichtigsten) verwendeten Sub-VI's angegeben. `main_fit.vi` und `main_iseg.vi` teilen sich globale Variablen.

Bibliothek vorgegebene Funktion (Polynom sechsten Grades) den über das Programm *main\_fit.vi* gemessenen Driftgeschwindigkeiten bei verschiedenen Feldstärken an. Ausgabeparameter sind die Heliumkonzentration  $K$  und die extrapolierte Driftgeschwindigkeit bei  $E = 2 \text{ kV/cm}$ .

**Glob\_Var\_PU\_Sig.vi** Diese globale Variable enthält die ausgelesenen *Arrays* mit dem Signal des *Pickup*-Zählers. Wenn man das *Frontpanel* dieser globalen Variablen während des Ablaufs eines der beiden Ausleseprogramme betrachtet, läßt sich die Signalform verfolgen. Dabei wechseln sich die Signale beider Monitore ab.



# Anhang D

## Vorverstärker

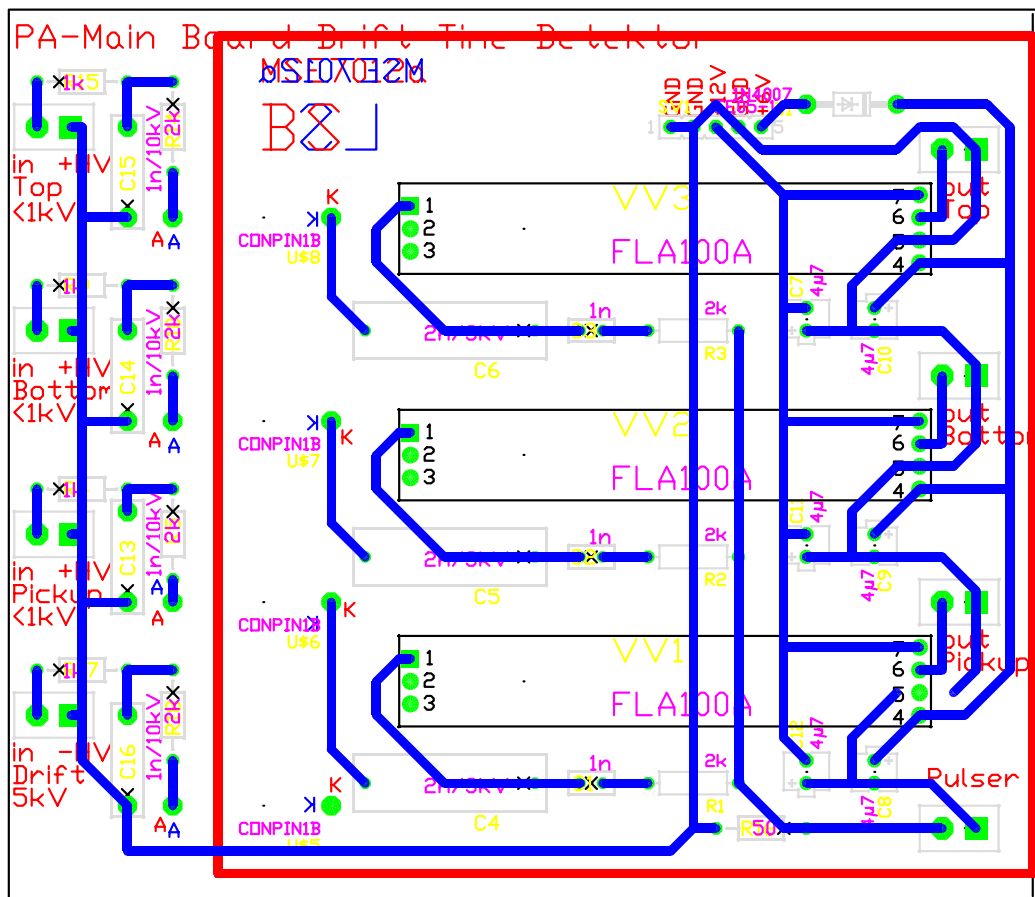


Abbildung D.1: Das Layout der Vorverstärkerboards. Auf dieses werden die drei Vorverstärkerplatten aufgesetzt.

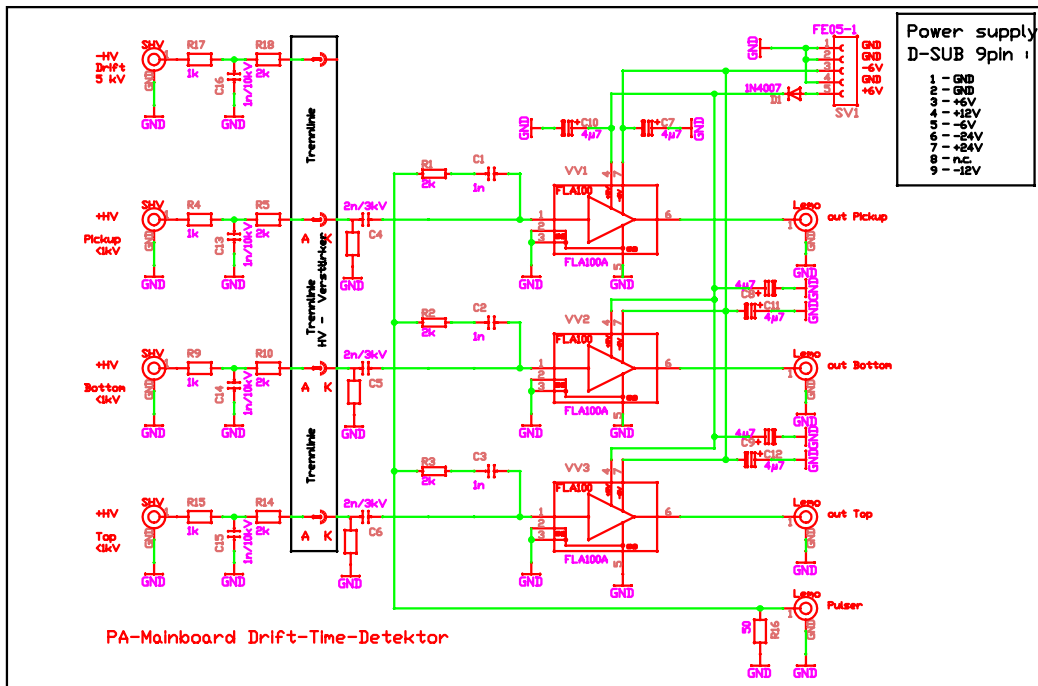


Abbildung D.2: Der Schaltplan der Vorverstärkerboards. Auf diese werden die drei Vorverstärkerplatten aufgesetzt.

Die beiden Monitore beherbergen zusammen sechs Proportionalzähler. Somit müssen sechs Signale verstärkt werden. Die drei Vorverstärker zu jedem Monitor sitzen zusammen in einem Gehäuse. Das Gehäuse enthält eine Hauptplatine mit Halterungen für die Vorverstärkerplatten, die auf diese aufgesteckt und ausgetauscht werden können. Außerdem enthält es auf der Hauptplatine Hochspannungsfiler für die drei Hochspannungen. Die Betriebsspannungen der Vorverstärker sind  $+6\text{ V}$  und  $-6\text{ V}$ . Er verfügt weiterhin über einen *Pulser*-Eingang zum Testen der Vorverstärkerplatten. Die Vorverstärker sind Stromverstärker mit einer Shapingzeit von  $60\text{ ns}$ . Gebaut wurden sie von Rolf Schulze (GSI).





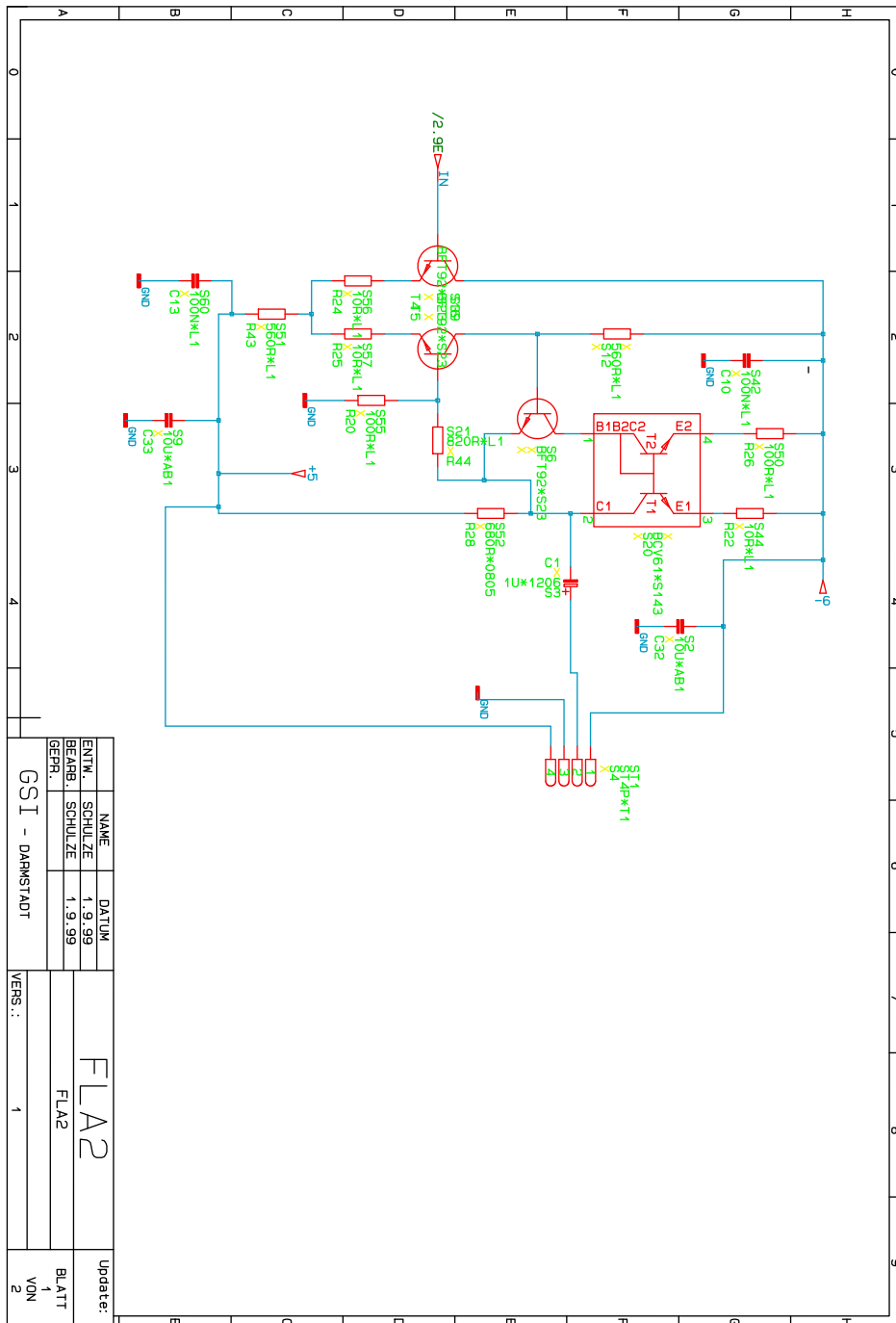
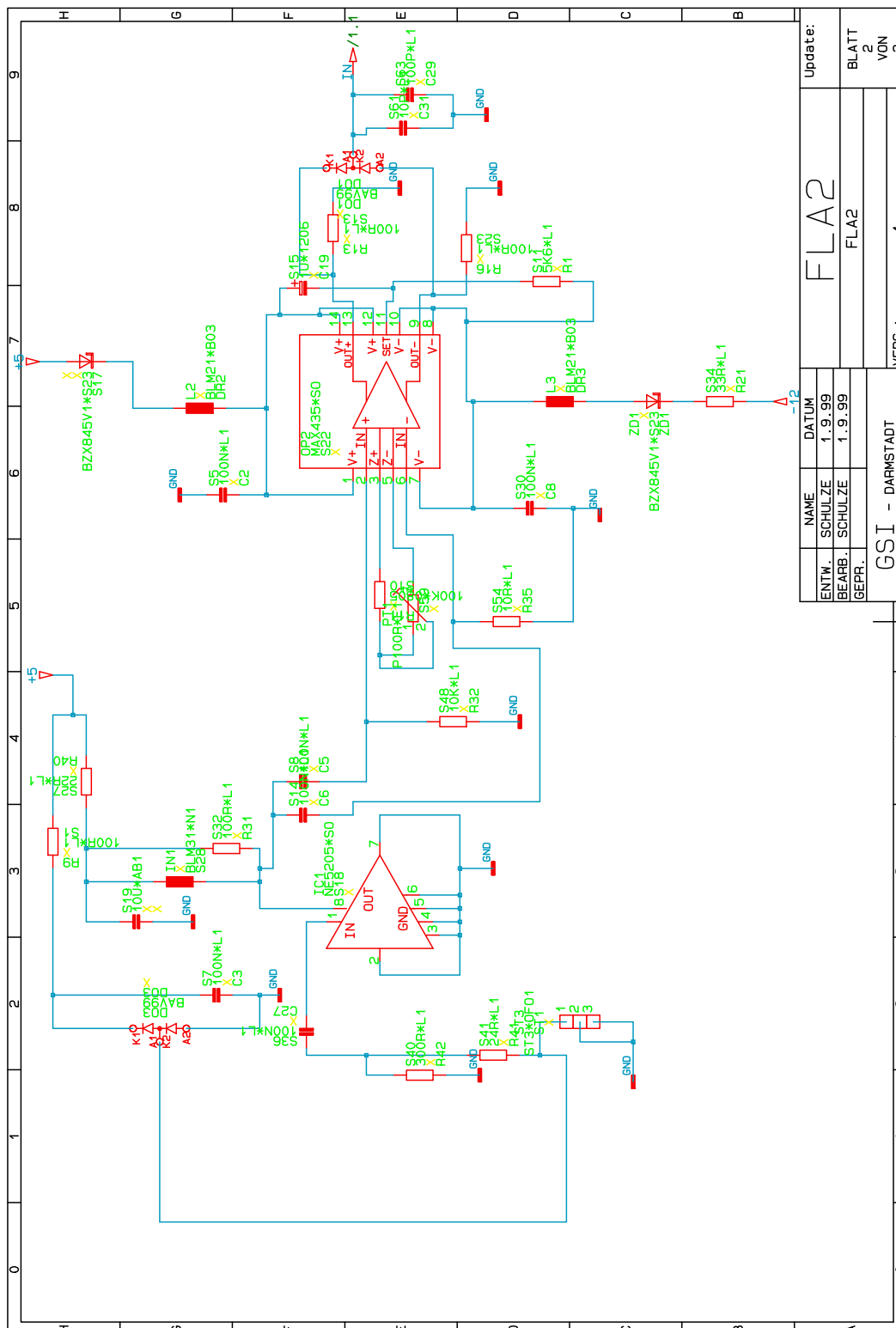


Abbildung D.4: Der Schaltplan 1 der Vorverstärkerplatten.



Update:	
NAME	FLA2
ENTW. SCHULZE	1.9.99
BEARB. SCHULZE	1.9.99
GEPR.	
GSI - DARMSTADT	
VERS.:	1
BLATT	2
VON	2

Abbildung D.5: Der Schaltplan 2 der Vorverstärkerplatten.







# Anhang F

## Technische Zeichnungen

In diesem Abschnitt werden die technischen Zeichnungen angefügt, die zum Bau der beiden endgültigen Driftgeschwindigkeitsmonitore verwendet wurden. Die Beschriftung der technischen Zeichnungen sind im folgenden links, und die Verwendung im Monitorsystem rechts aufgelistet:

<b>Halterung</b>	-untere Halterung der Driftgeschwindigkeitsmonitore
<b>Halterung f. Gasmonitor</b>	-obere Halterung für Driftgeschwindigkeitsmonitore
<b>Stange</b>	Rahmen für Driftkäfig
<b>Scheibe</b>	Potentialscheiben des Driftkäfigs
<b>Quellen- und Zählerhalterung</b>	Halterung für die $\alpha$ -Quellen und für die <i>Top-/Bottom</i> -Zähler
<b>Quellenhalterung</b>	-setzt Quelle auf definiertes Potential
<b>Schlitzblende</b>	-Blende vor <i>Top-/Bottom</i> -Zähler
<b>Röhrchen</b>	-Röhrchen aus Peek (Sie sitzen über Anschlüssen an <i>Top-/Bottom</i> -Zähler)
<b>Gasdetektor</b>	- <i>Top-/Bottom</i> -Zähler, komplett
<b>Teil 1</b>	-Gehäuse der <i>Top-/Bottom</i> -Zähler
<b>Teil 2</b>	-Kathodenverbindung der <i>Top-/Bottom</i> -Zähler
<b>Teil 3</b>	-Anodenhalterung der <i>Top-/Bottom</i> -Zähler (1)
<b>Teil 4</b>	-Anodenhalterung der <i>Top-/Bottom</i> -Zähler (2)
<b>Teil 5</b>	-Anodenhalterung der <i>Top-/Bottom</i> -Zähler und der <i>Pickup</i> -Zähler
<b>Gehäuse</b>	-Gehäuse der <i>Pickup</i> -Zähler
<b>Deckel 1</b>	-Anodenhalterung der <i>Pickup</i> -Zähler 1
<b>Deckel 2</b>	-Anodenhalterung der <i>Pickup</i> -Zähler 2

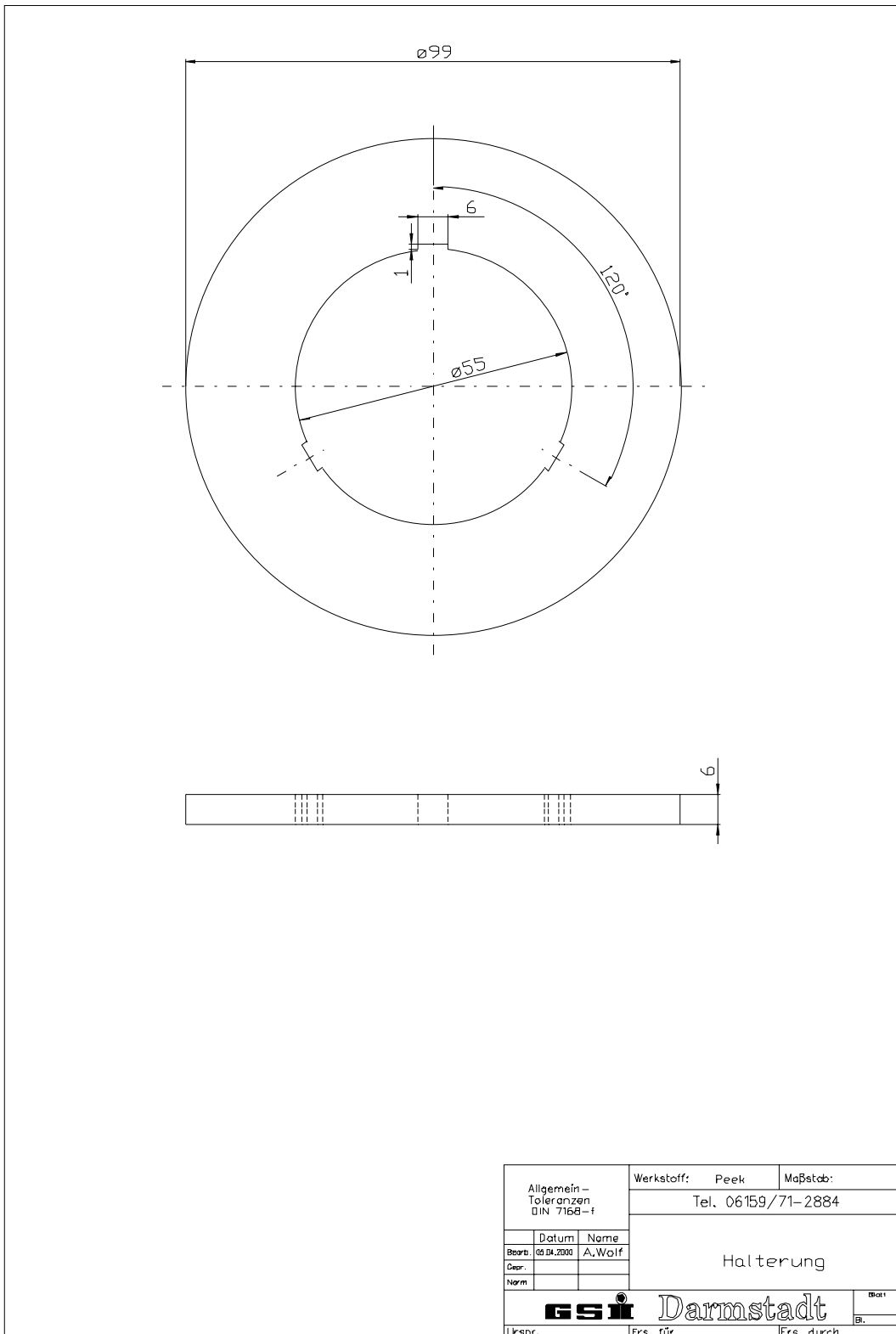


Abbildung F.1: Die untere Halterung des Driftgeschwindigkeitsmonitors.



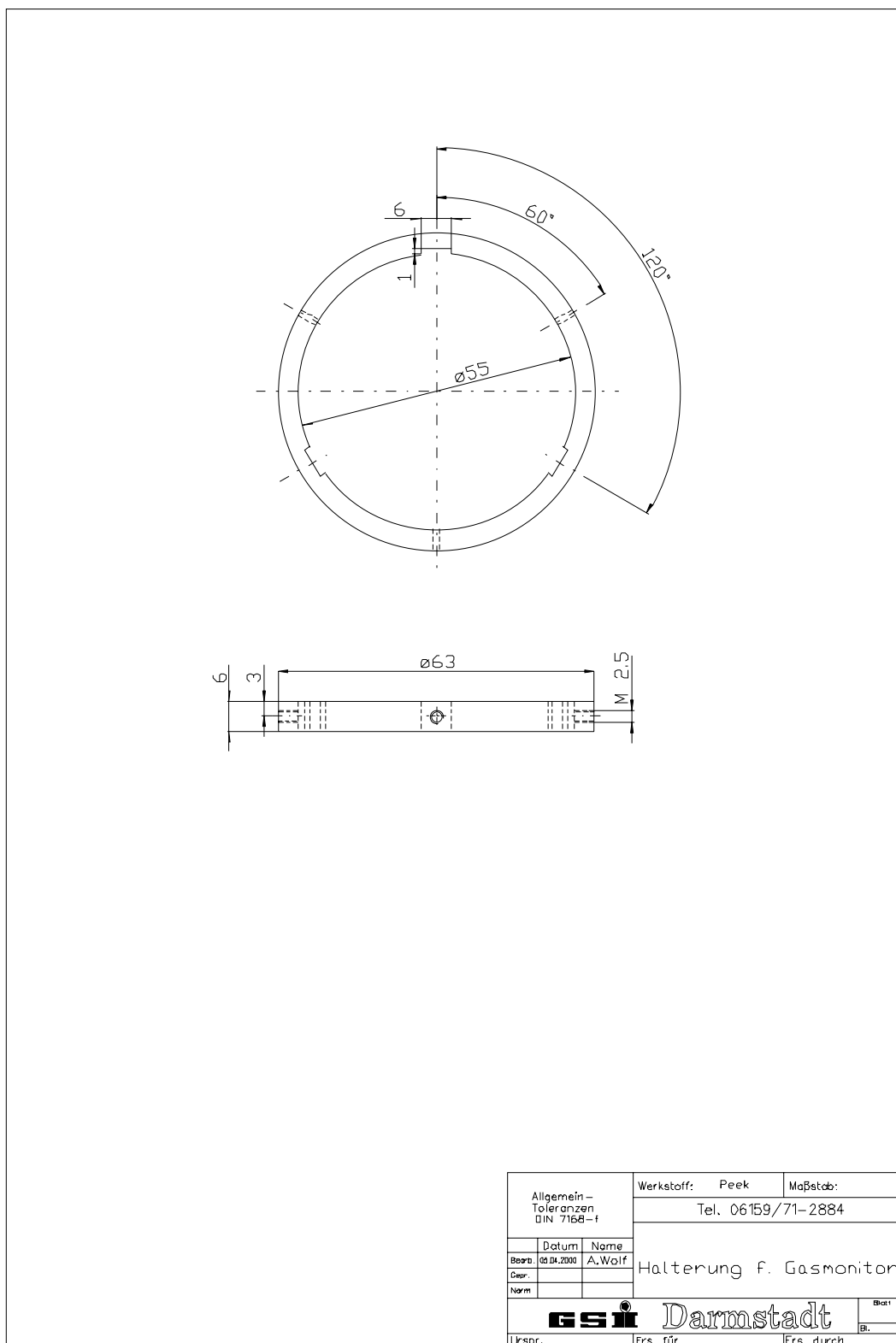
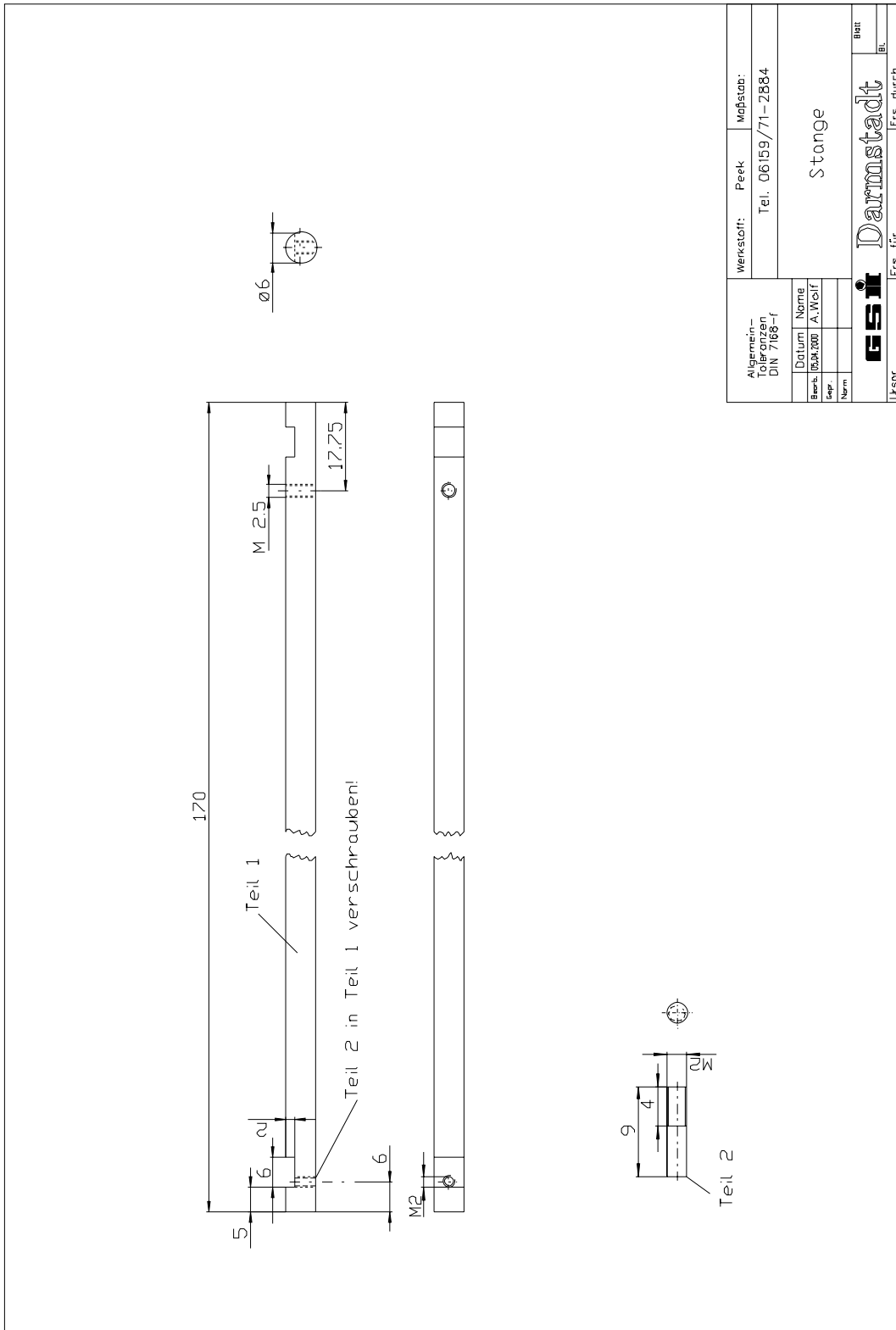


Abbildung F.2: Die obere Halterung des Driftgeschwindigkeitsmonitors.



Werkstoff: Peek Maßstab:		Teil: 06159/71-2884	
Allgemein- Toleranzen DIN 7168-f		Stange	
Datum	Name		
Bereit.	Gepr.		
	Norm		
Urspr.		Ers. durch	
<b>GS i Darmstadt</b>		Blatt	
		Bl.	

Abbildung F.3: Die seitliche Halterung des Driftgeschwindigkeitsmonitors.

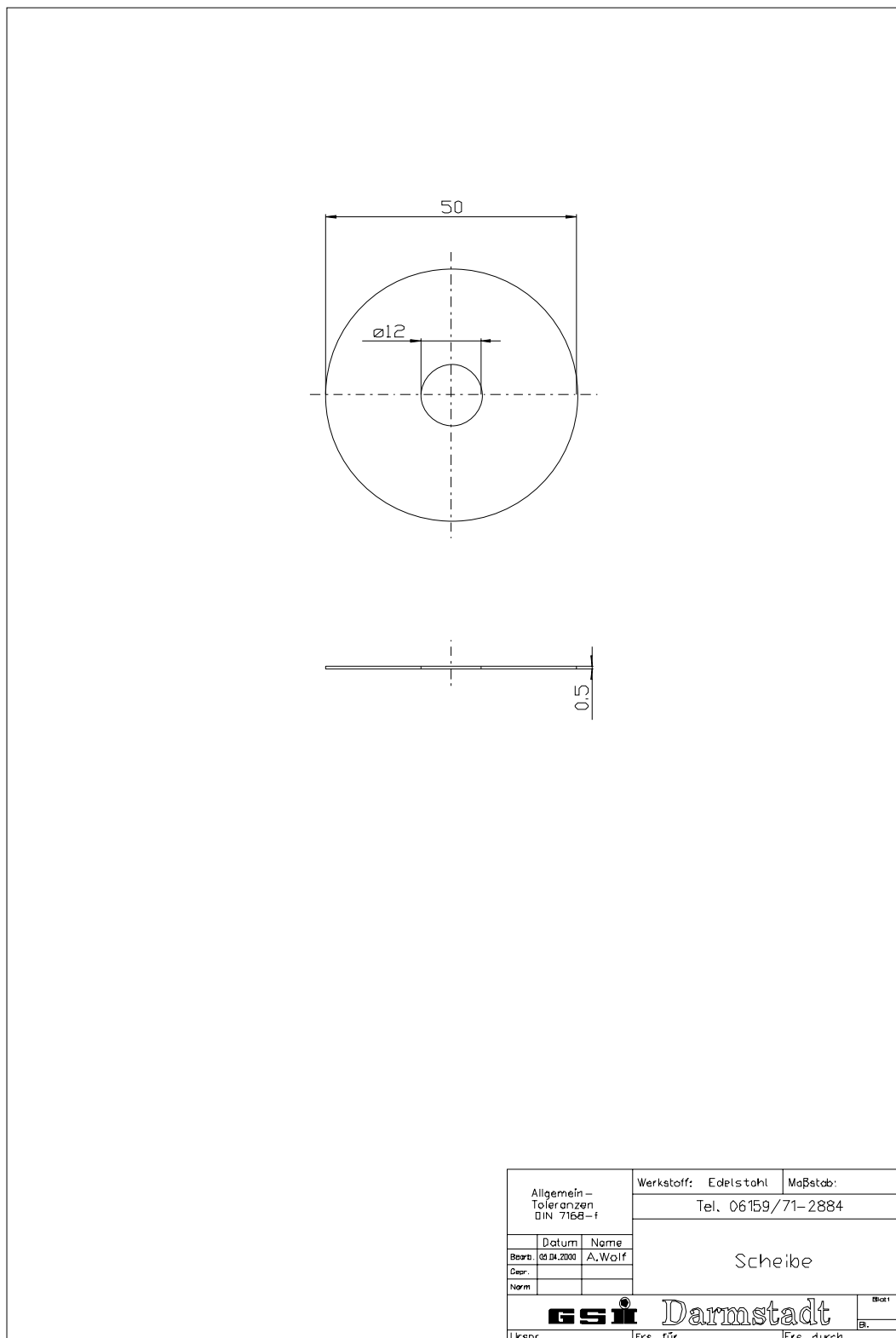


Abbildung F.4: Die Potentialscheiben für das Driftfeld des Driftgeschwindigkeitsmonitors. Die oberste Scheibe hat kein Loch.

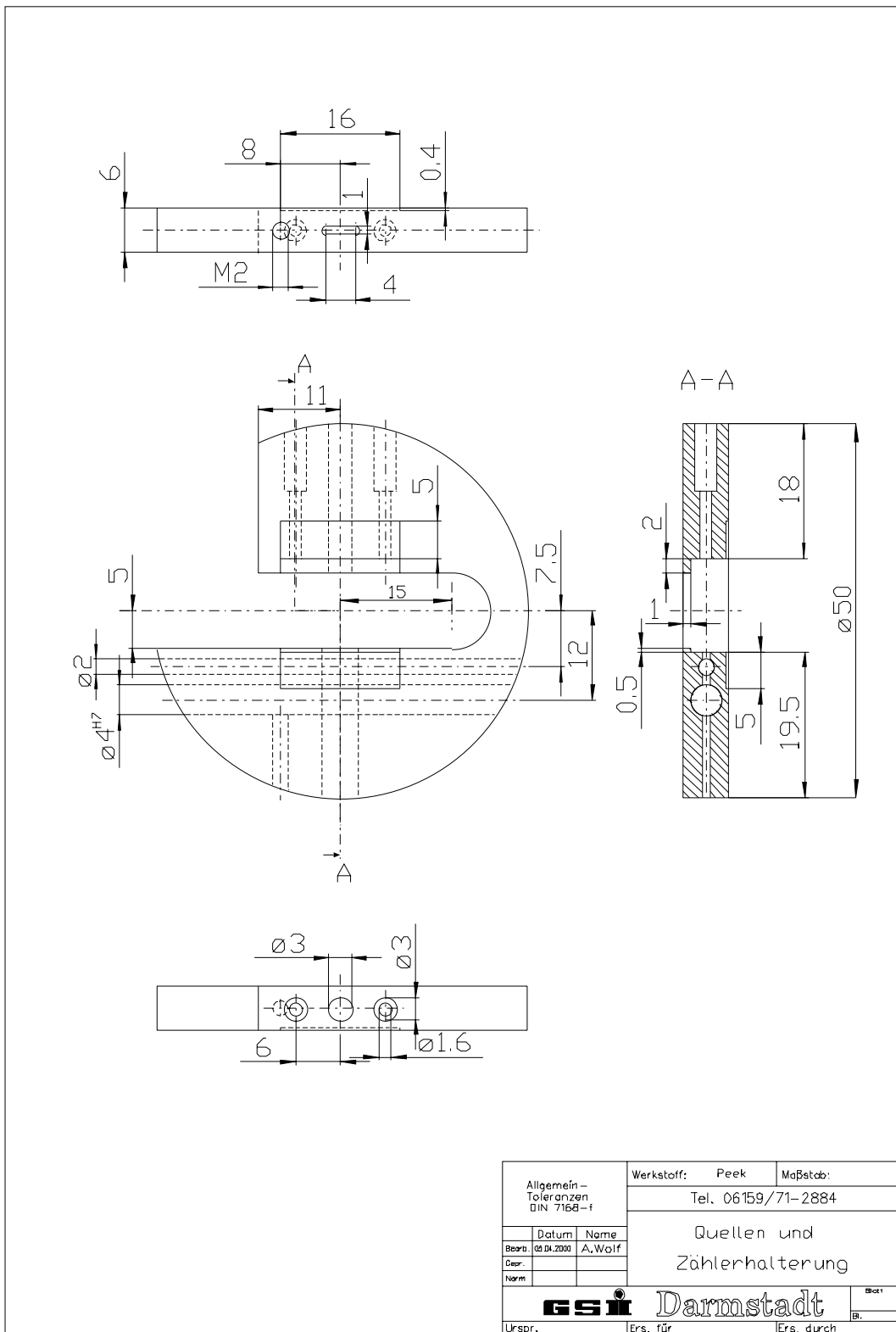


Abbildung F.5: Die Halter für die Quellen und die Startzähler des Driftgeschwindigkeitsmonitors.

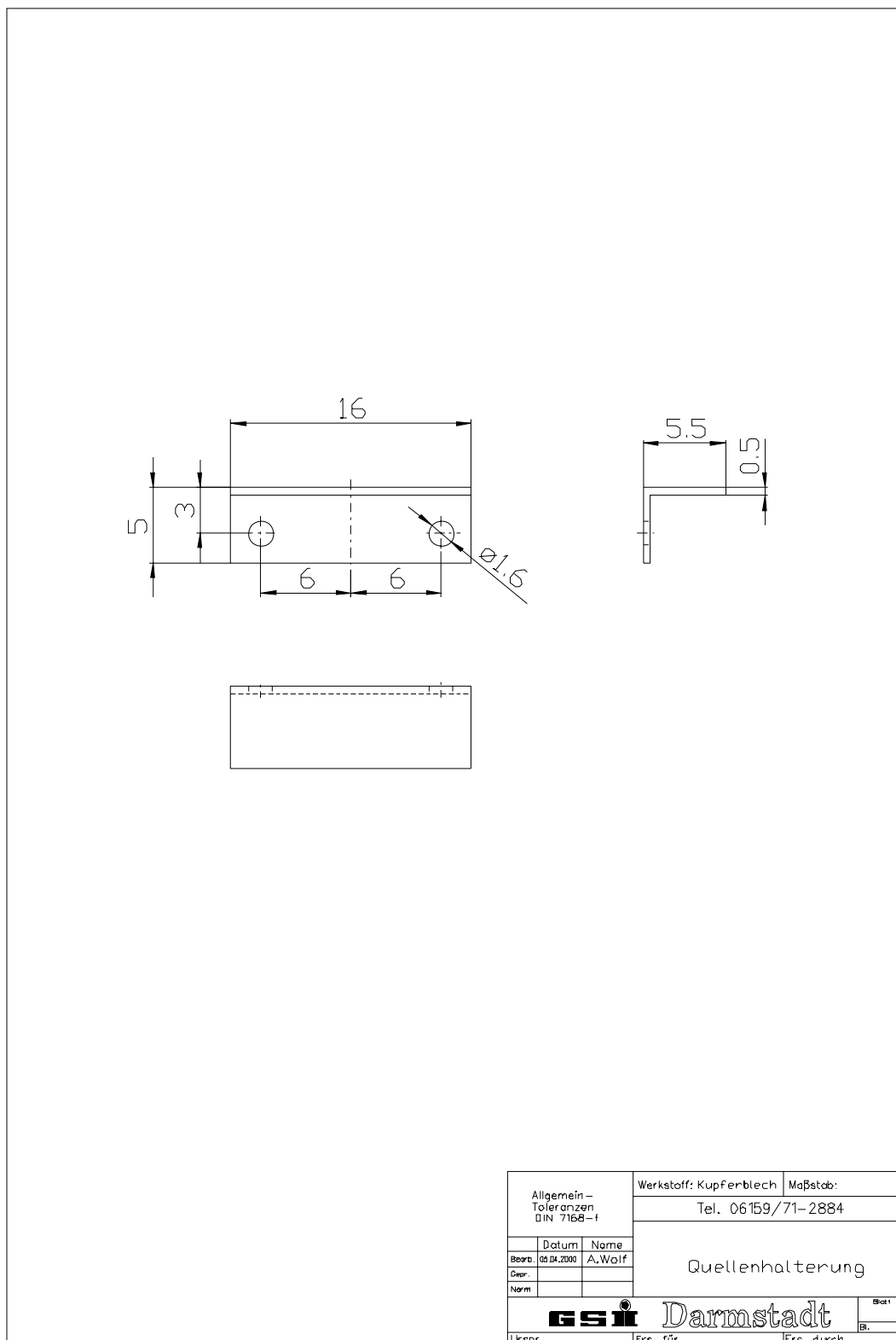


Abbildung F.6: Die Halterung für die  $\alpha$ -Quellen des Driftgeschwindigkeitsmonitors. Diese verbindet die leitende Quellenummantelung mit der über ihr liegenden Potentialscheibe.

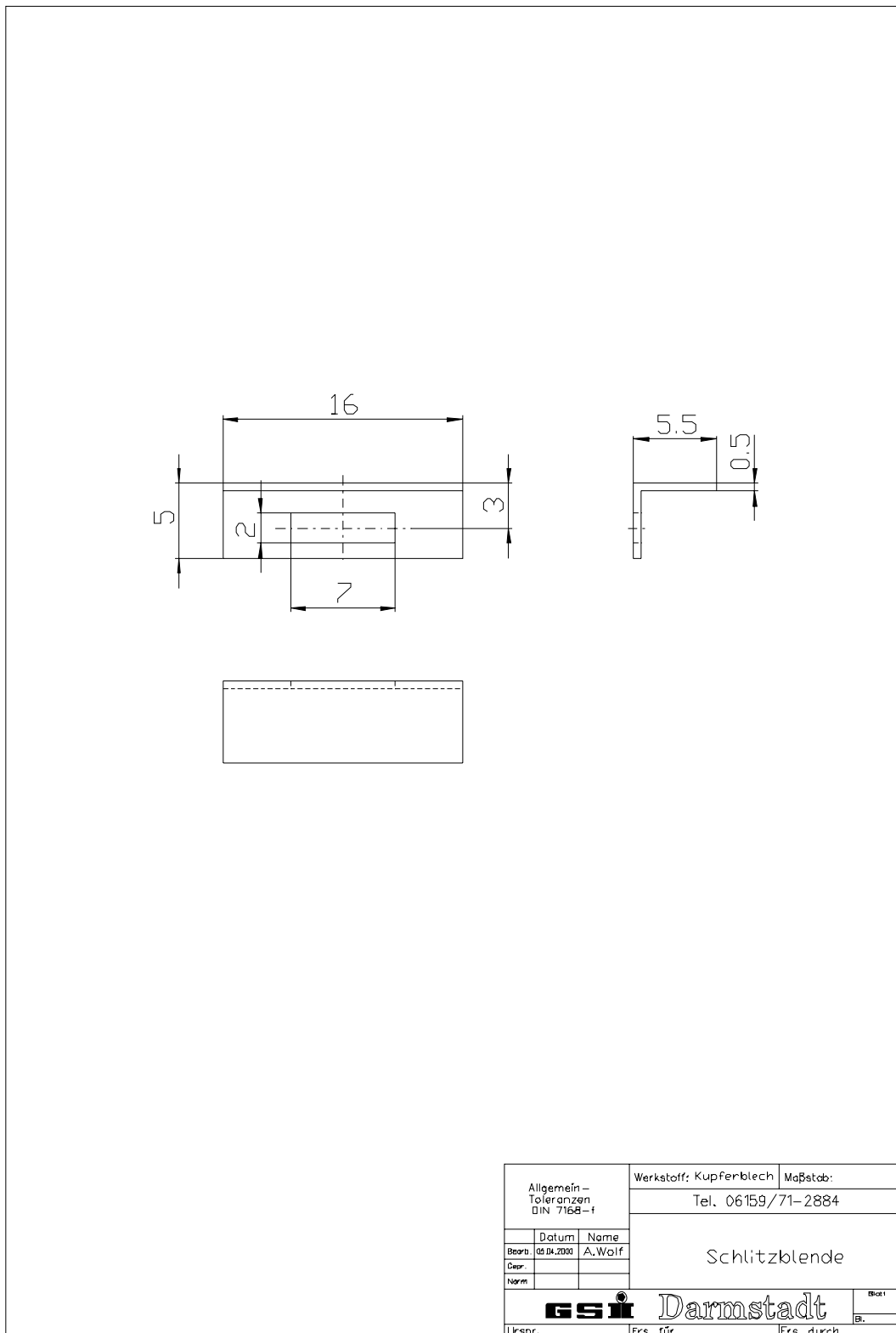


Abbildung F.7: Die Schlitzblende für den Driftgeschwindigkeitsmonitor. Sie umgibt die Eintrittsöffnung in die Startzähler und liegt auf dem Potential der über ihr liegenden Potentialscheibe.

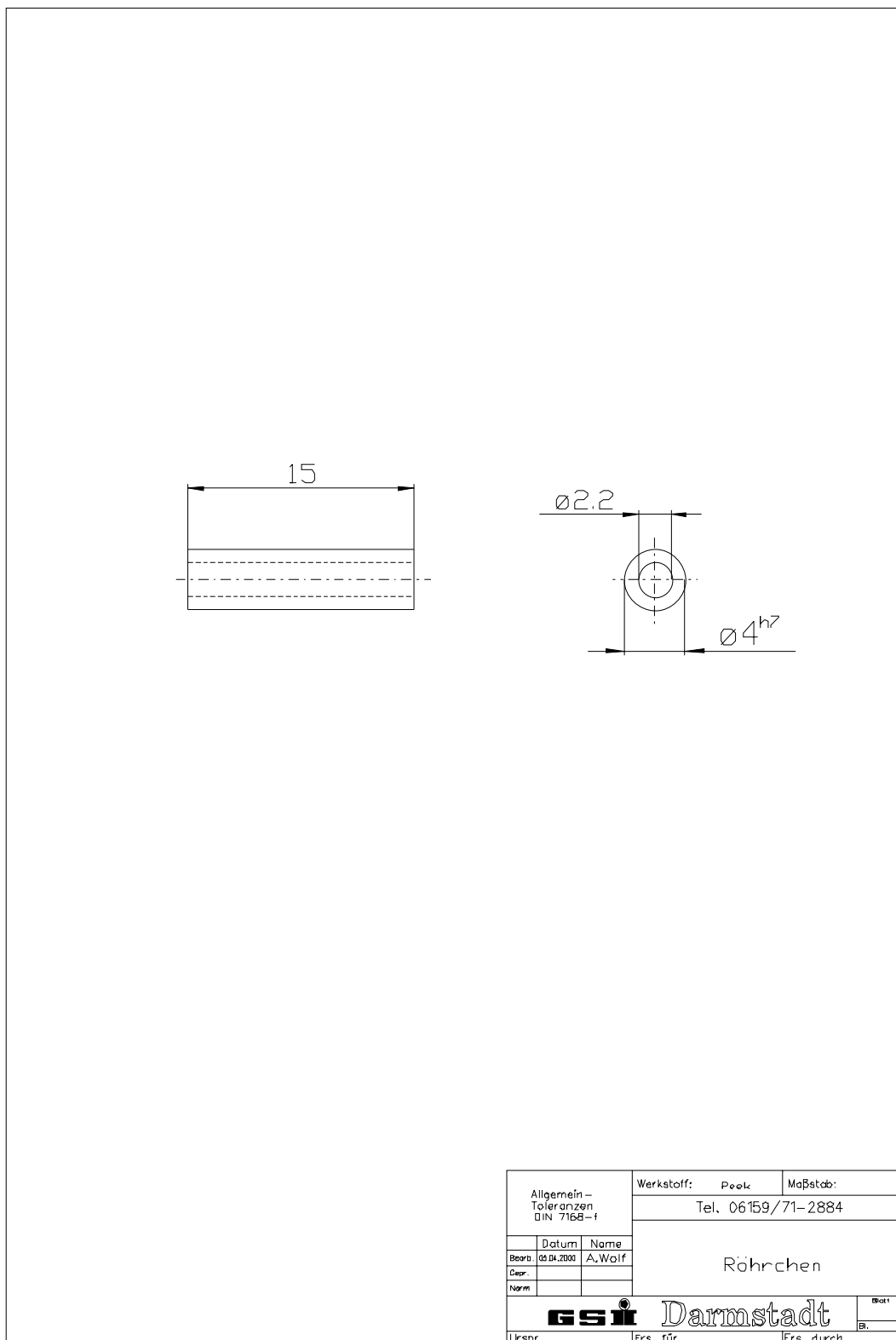


Abbildung F.8: Die Röhrchen zum Schutz der Hochspannungs- und Auslesedraht-zuführungen zu den Startzählern des Driftgeschwindigkeitsmonitors.

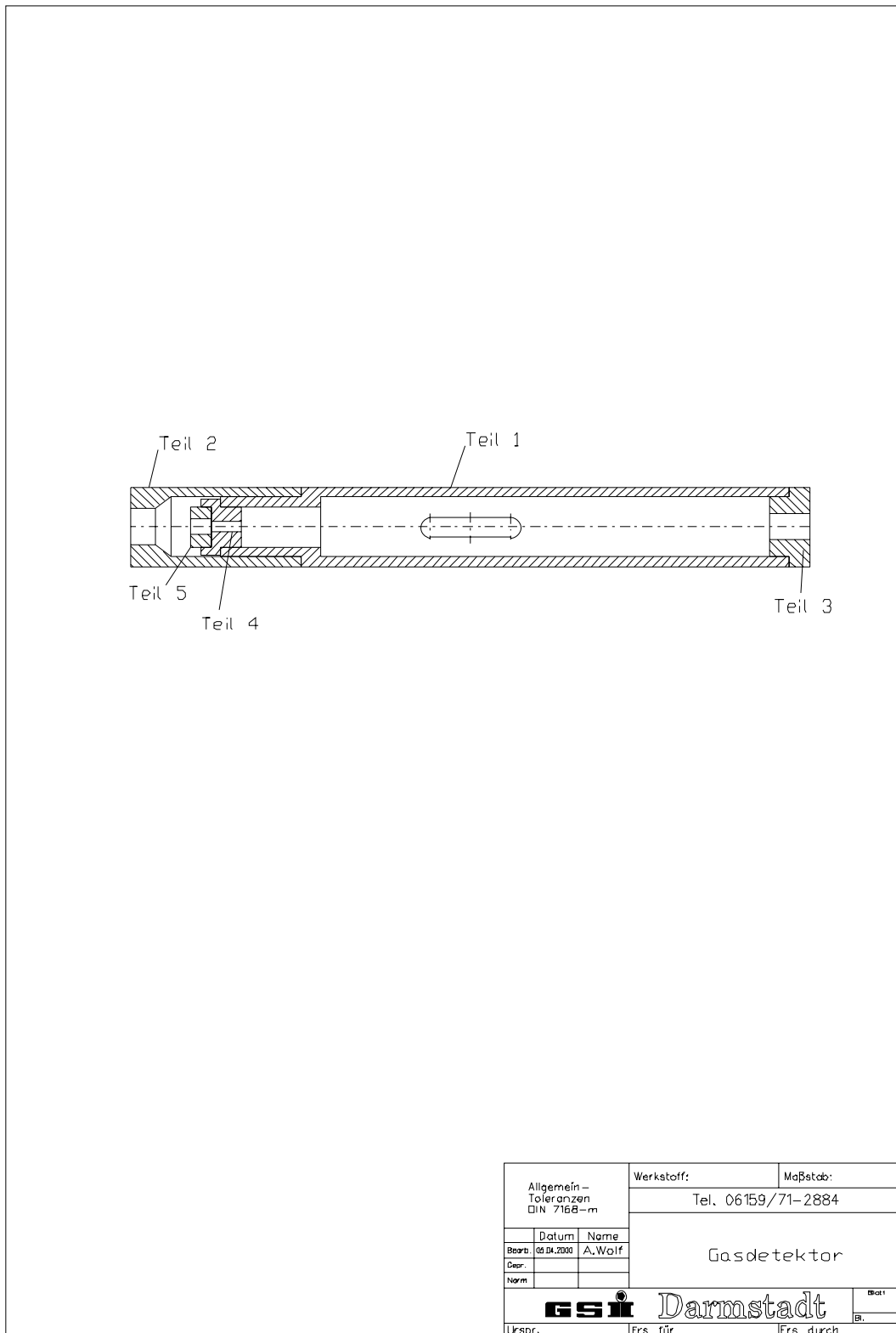


Abbildung F.9: Die Startzähler des Driftgeschwindigkeitsmonitors.



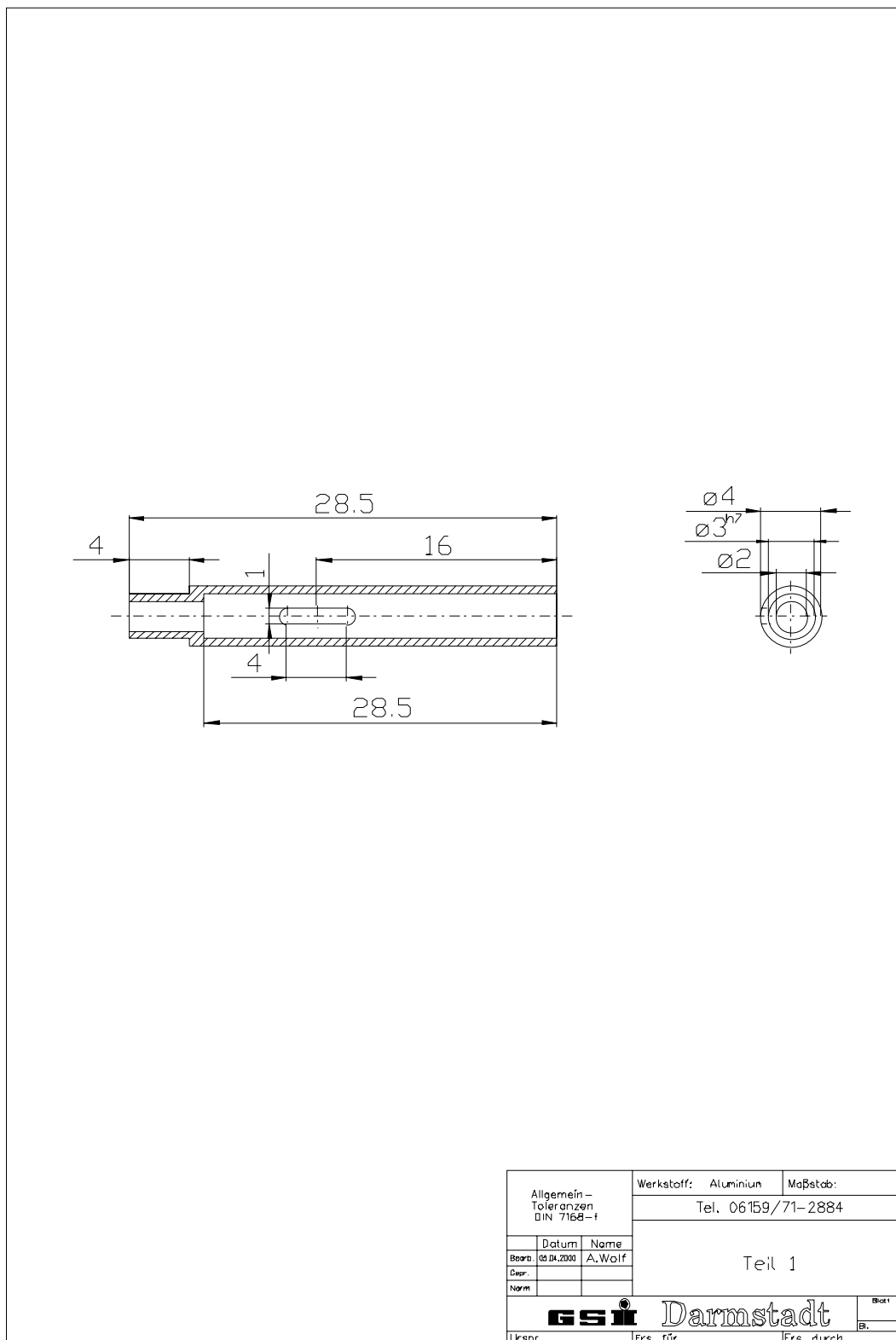


Abbildung F.10: Die Gehäuse der Startzähler des Driftgeschwindigkeitsmonitors.

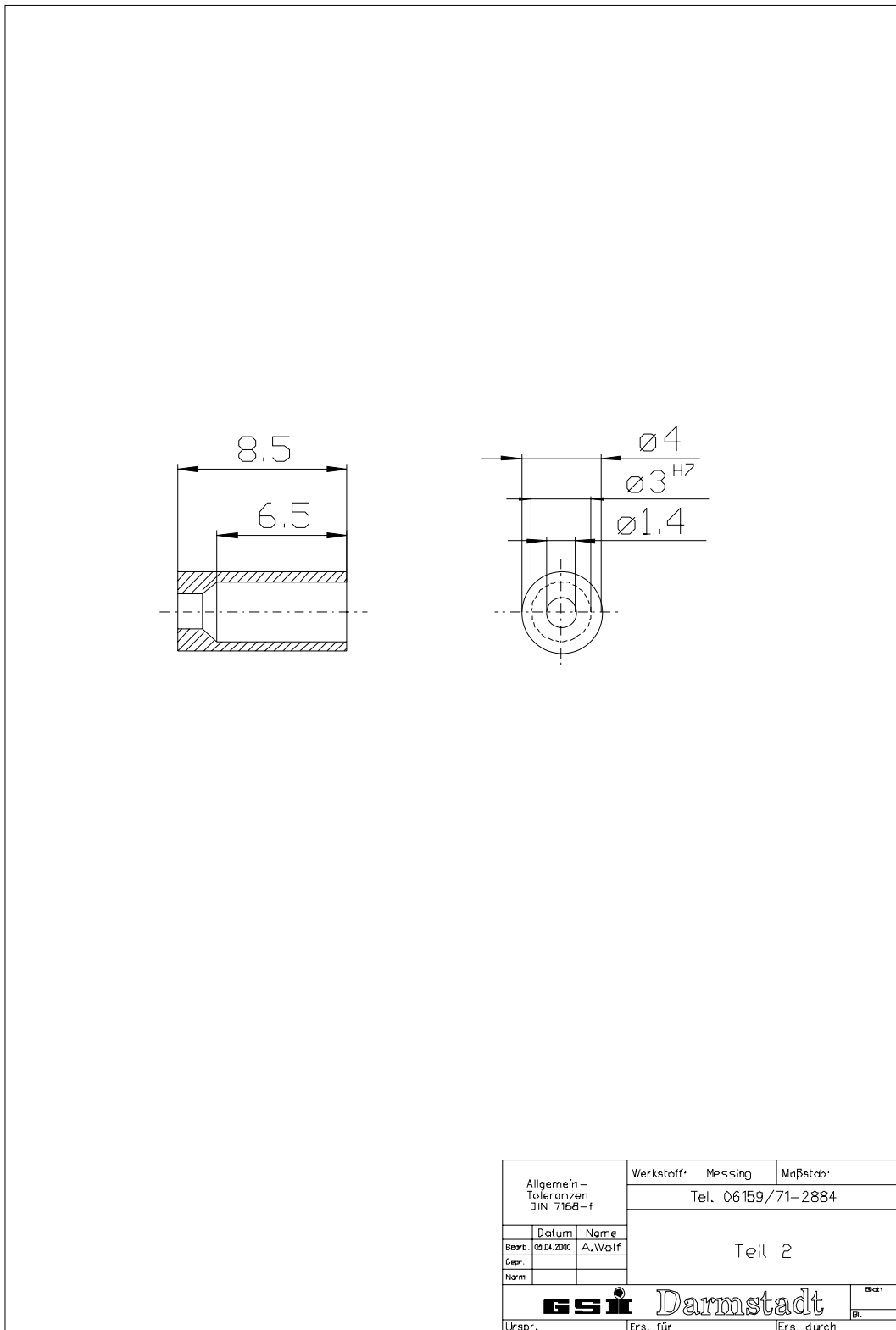


Abbildung F.11: Der Kontakt vom Startzählergehäuse zum Auslesedraht.

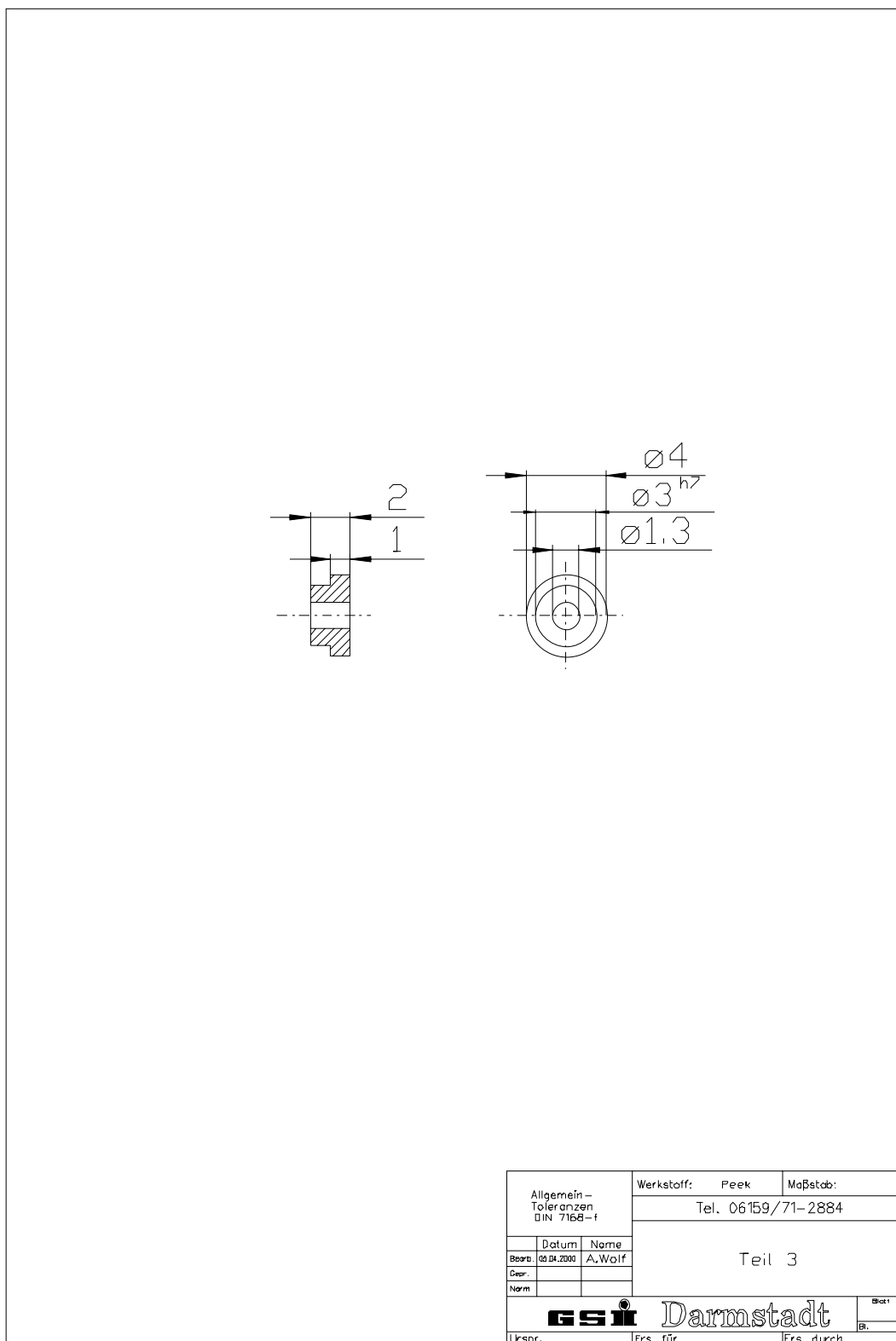


Abbildung F.12: Die Anodendrahalterung für die Startzähler aus Peek mit Aufnahme für Stecker.

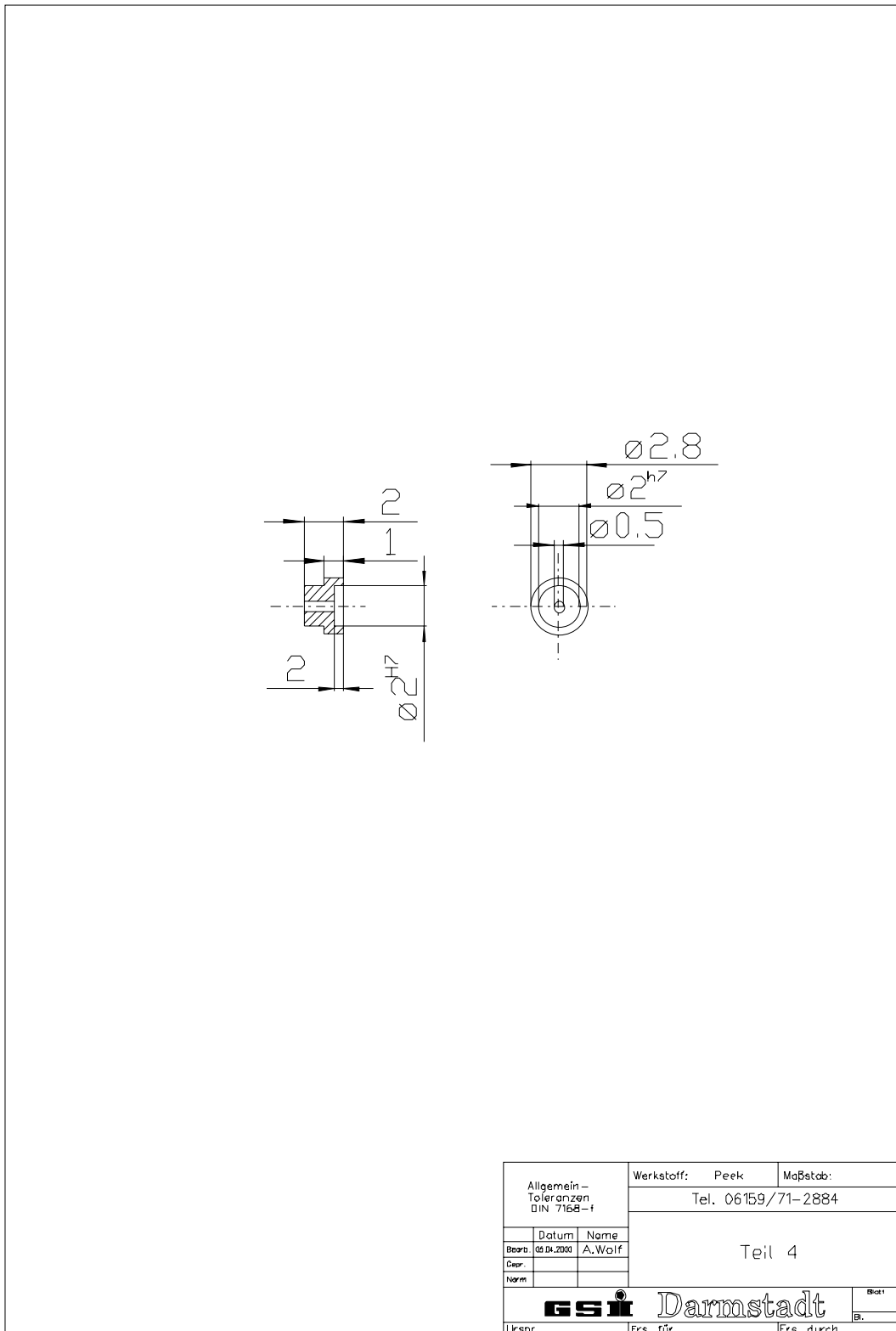


Abbildung F.13: Die Anodendrahthalterung für die Startzähler aus Peek mit Aufnahme Anodenthalterung 3.

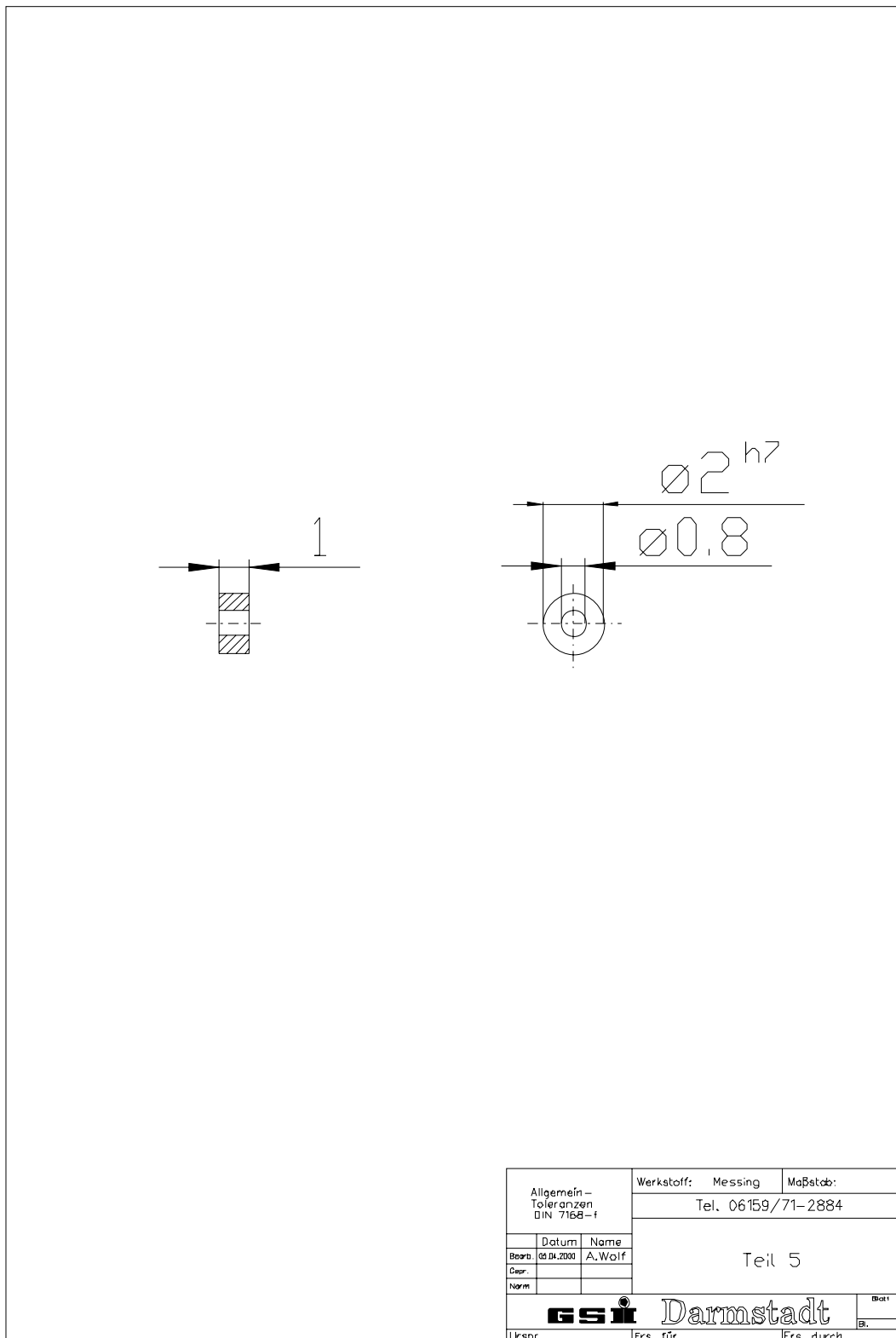


Abbildung F.14: Die Anodendrahthalterung aus Messing zum Anlöten des Drahtes (Start- und Stoppzähler).

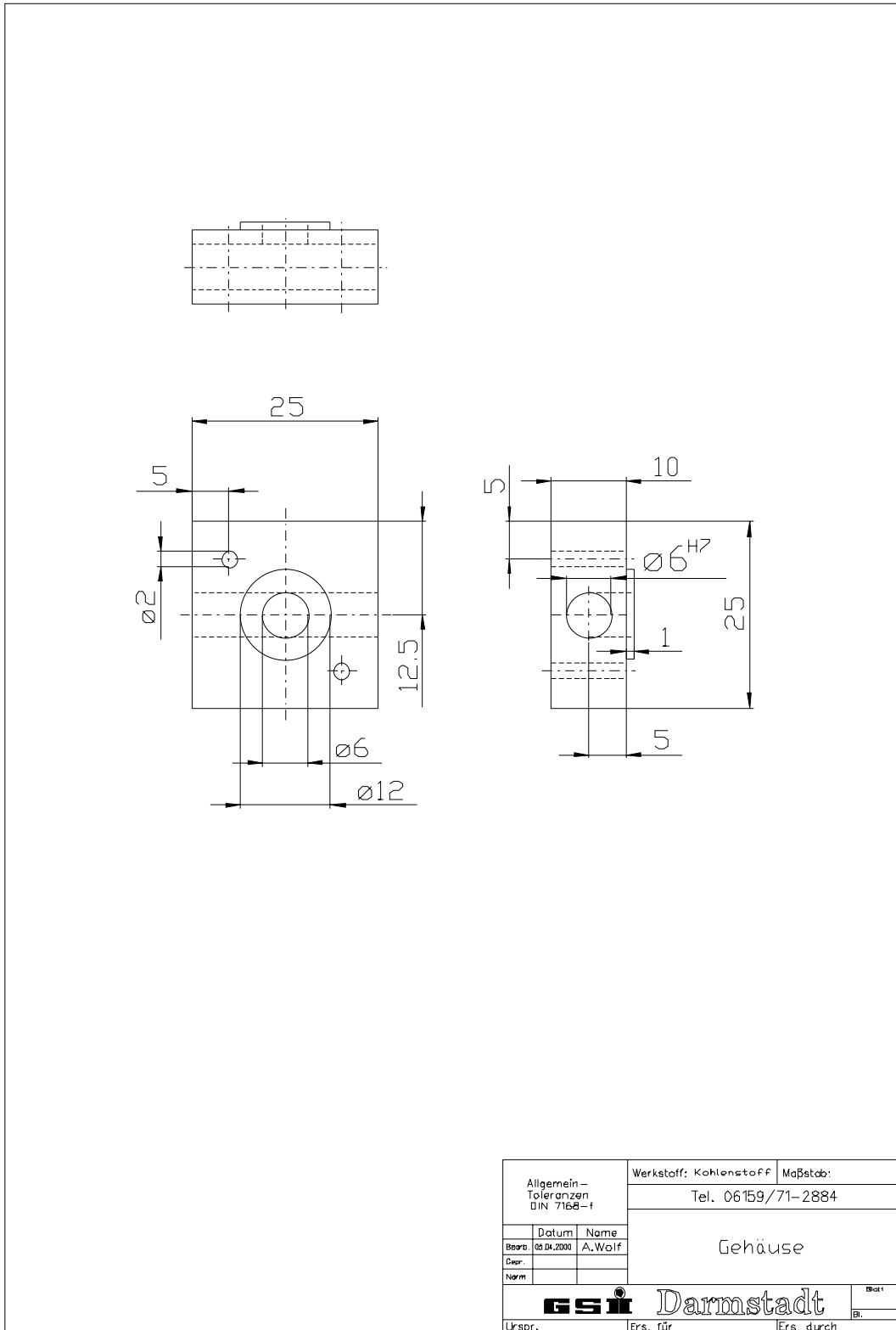
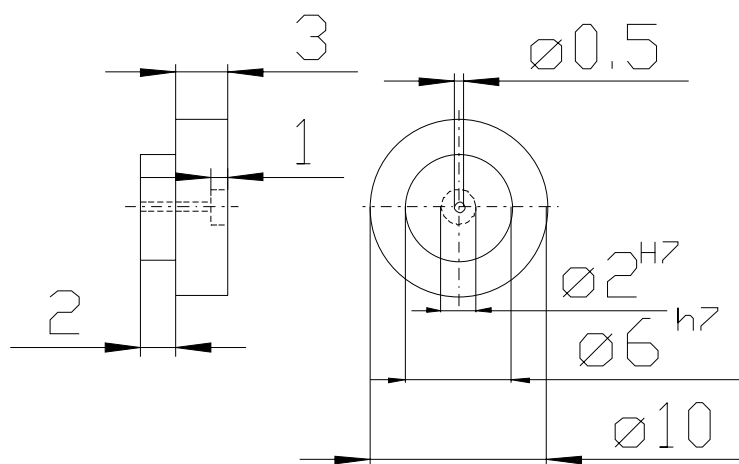


Abbildung F.15: Die Gehäuse der Stoppzähler.



Allgemein – Toleranzen DIN 7168–f		Werkstoff: Peek	Maßstab:
		Tel. 06159/71-2884	
	Datum	Name	
Bearb.	05.04.2000	A. Wolf	
Gepr.			
Norm			
		Deckel 1	
Urspr.		Ers. für	Ers. durch

Abbildung F.16: Die Anodendrahthalterung für die Stoppzähler aus Peek mit Aufnahme für Stecker.

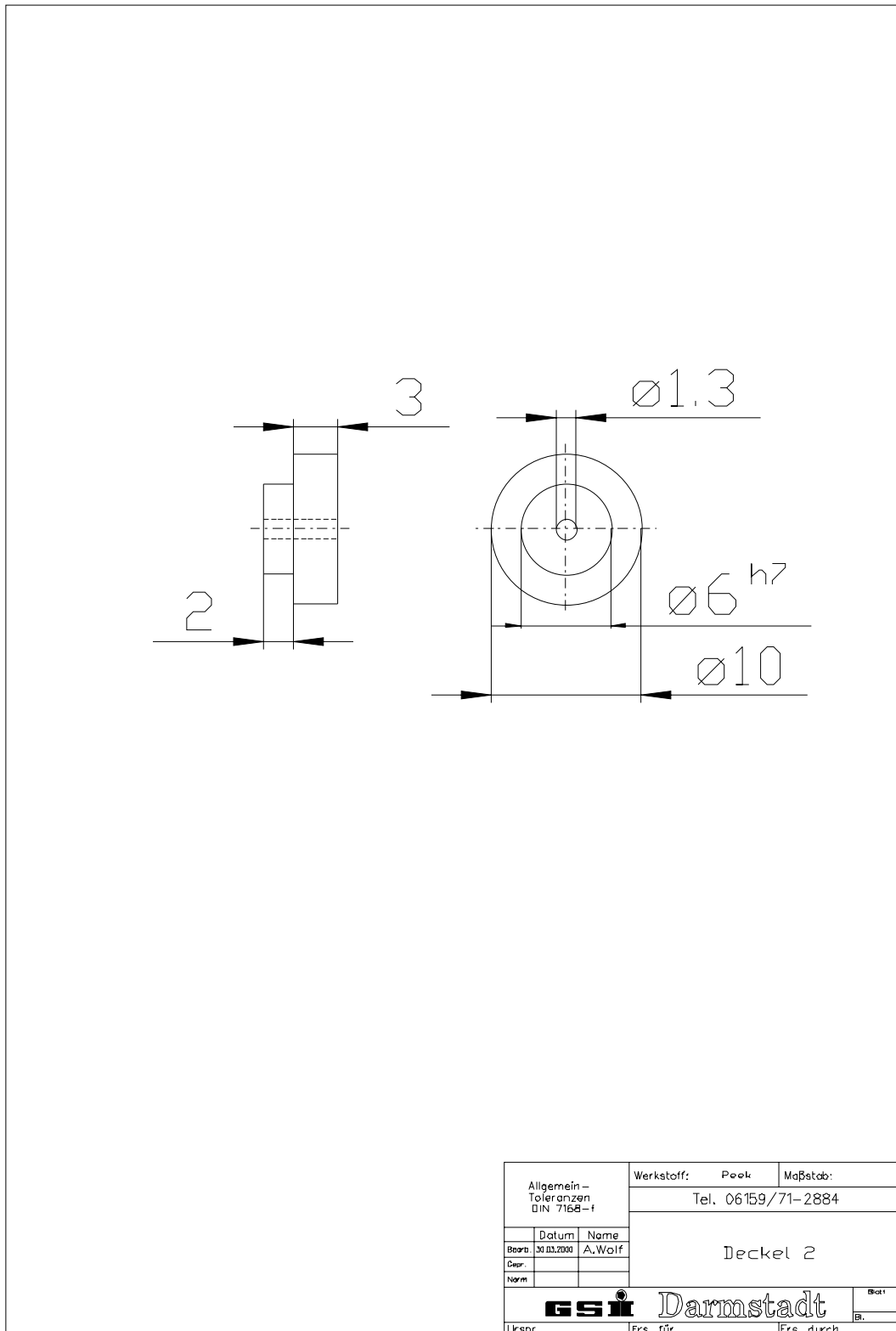


Abbildung F.17: Die Anodendrahhalterung für die Stoppzähler aus Peek mit Aufnahme für Anodenhalterung 3.



# Literaturverzeichnis

- [Bia88] S. F. Biagi. Accurate solution of the Boltzmann transport equation. *Nuclear Instruments and Methods, A* 373:533–535, 1988.
- [BR91] B.E. Brown and M. Rho. Scaling effective lagrangians in a dense medium. *Physical Review C*, 66(21):2720–2723, Mai 1991.
- [BR93] W. Blum and L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer Verlag, CERN; European Organization For Nuclear Research, Geneva, 1993.
- [Buc96] Alexandra Buchsteiner. Bau und Inbetriebnahme eines Driftzeitmonitors für das Driftkammersystem des HERMES-Experimentes. Diplomarbeit, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, Institut für Physik der Humboldt- Universität zu Berlin, Januar 1996.
- [CBRW98] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya, R. Rapp, and J. Wambach. Probing the  $\rho$  spectral function in hot and dense nuclear matter by dileptons. *Physical Review C*, 57(2):916–921, Februar 1998.
- [CRW96] G. Chanfray, R. Rapp, and J. Wambach. Medium modifications of the  $\rho$  meson at cern super proton synchrotron energies (200 gev/nucleon). *Physical Review Letters*, 76(3):368–371, Januar 1996.
- [EBCM99] M. Effenberger, E.L. Bratkovskaya, W. Cassing, and U. Mosel.  $e^+e^-$  pairs from  $\pi\alpha$  reactions reexamined. *Physical Review C*, 60:027601, August 1999.
- [Gar00] GARFIELD 7.02. Simulation of gaseous detectors; <http://www.cern.ch/garfield>; Online User Guide, 2000.
- [Gru93] Klaus Grupen. *Teilchendetektoren*. Wissenschaftsverlag, 1993. ISBN 3-411-16571-5.
- [GSS87] H. Gutbrod, A. Sandoval, and R. Stock. High energy collisions. *GSI Report*, 10, 1987. ISSN 0171-4546.

- [Hyt] HYTEC p.c. camac Interface mit Isa-4 pc- Karte. <http://www.hytec-electronics.co.uk>.
- [Ise00] ISEG Hochspannungsmodule NHQ238L und NHQ232L. <http://www.iseg-hv.com>, 2000. Internetangebot.
- [KSC<sup>+</sup>98] L. A. Kondratyuk, A. Sibirtsev, W. Cassing, Y.S. Golubeva, and M. Effenberger.  $\rho$ -meson properties at finite nuclear density. *Physical Review C*, 58(2):1078–1085, August 1998.
- [Lab00] LABVIEW 5.11 graphic programming tool. <http://www.natinst.com>, 2000. Internetangebot der Firma National Instruments.
- [LeC] Waveform digitiser LECROY 6841. Manual.
- [Mar95] Christina Markert. Driftgeschwindigkeitsmessung zur Gasüberwachung im NA49-Experiment. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, September 1995.
- [Mü97] Christian Müntz. Meßergebnisse Strahlzeit April 1997, 1997. <http://www-hades.gsi.de/docs/mdc/april97.htm>.
- [Mü99] Christian Müntz. Meßergebnisse Strahlzeit November 1999, 1999. <http://www-hades.gsi.de/docs/mdc/mdcana/preliminary-nov99-2.gif>.
- [Orb] Orbisphere Laboratoires Model 3600 Analyser. Neuchatel/ Geneva; Switzerland.
- [PCI00] NATIONAL INSTRUMENTS 1-port pci-can interface card. <http://www.natinst.com>, 2000. Internetangebot.
- [RIC00] HADES RICH Homepage an der Technischen Universität München. <http://www.e12.physik.tu-muenchen.de/e12/groups/hades/Welcome.html>, 2000. Internetangebot der HADES Kollaboration in München.
- [Ros00] Slow Control System für die HADES Driftkammern. Diplomarbeit von Klaus Rosenkranz, 2000. Momentan in Arbeit.
- [Sau77] F. Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. Lectures given in the academic training programme of CERN, CERN; European Organization For Nuclear Research, Geneva, 1977.
- [Sch95] H. Schön. *HADES, Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1995.

- [SHG74] W. Scheid, J. Hofmann, and W. Greiner. Nuclear shock waves in relativistic heavy ion collisions. 1974. In \*Berkeley 1974, Proceedings, Lawrence Berkeley Lab Lbl-3675\*, Berkeley, 1-50.
- [Sho00] HADES Shower Homepage in Cracow. <http://zfywww.if.uj.edu.pl/psj/hades-doc/>, 2000. Internetangebot der HADES Kollaboration in Krakau.
- [SS94] C. M. Shakin and W. - D. Sun. Properties of the rho meson in nuclear matter. *Physical Review C*, 49(2):1185–1189, Februar 1994.
- [Tab00] Table of the Nuclides. Internetangebot, 2000. <http://www.dne.bnl.gov/CoN/index.html>.
- [TOF00] HADES TOF Homepage in Catania. <http://pfmac.lns.infn.it/hades/index.html>, 2000. Internetangebot der HADES Kollaboration in Catania.
- [Tri00] HADES Trigger Homepage in Gießen. <http://pcpig.physik.uni-giessen.de/hades/hades.htm>, 2000. Internetangebot der HADES Kollaboration in Gießen.
- [Vee00] Rob Veenhof, CERN Responsible for GARFIELD. Persönliche Mitteilung, 2000. <http://www.cern.ch/garfield>.
- [WBCM99] Th. Weidmann, E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, and U. Mosel.  $e^+e^-$  pairs from  $\pi$  reactions. *Physical Review C*, 59(2):919–927, Februar 1999.
- [Wir99] Daniel Wirth. Präzisionsmessung der Elektronendriftgeschwindigkeit in Driftkammern. Diplomarbeit, Fakultät für Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, August 1999. <http://cipsa.physik.uni-freiburg.de/dani/Dipl/Dipl.html>.
- [Zei99] K. Zeitelhack. The hades rich detector. *Nucl. Instr. Meth.*, A 433:438, 1999.
- [Zen97] Alfred Zentek. Konzeptionelle Untersuchungen für die HADES-Driftkammern am Prototyp 0. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1997.



## **Danksagung**

Abschließend möchte ich allen Dank sagen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt meiner Freundin Juliane Kraska, meinen Eltern, Herrn Prof. Dr. Ströbele für die Betreuung der Arbeit, Herrn Prof. Dr. Helmut Bokemeyer für die Aufnahme in die Leptonengruppe an der GSI und den Herren Dr. Joachim Stroth und Dr. Christian Müntz für die ausgezeichnete Betreuung während der gesamten Arbeitsdauer. Weiterhin danke ich Dr. Hans Sann und Dr. Karlheinz Burkard für die Unterstützung mit Ratschlägen und anderen Hilfen, Werner Kreutzer und Wolfgang Niebur für die Herstellung und Beschaffung der diversen Teile, Herrn Rolf Schulze für die Bereitstellung und Reparatur der Vorverstärker und Andreas Wolf für die Konvertierung der technischen Zeichnungen. Mein besonderer Dank gilt auch Frau Christina Markert für die Hilfe mit dem Flash-ADC und LabView und Heinz Junk für die ständige Hilfsbereitschaft. Außerdem danke ich Herrn Dr. Anton Andronic für die spontane Bereitstellung des Sauerstoffmeßgeräts und die Hilfe damit, Frau Johanna Teichler für das Korrekturlesen und natürlich den Zimmerkollegen Jochen Markert, Jörn Wüstenfeld, Jaroslav Bielcik, Klaus Rosenkranz und Peter Zumbruch.

Frankfurt, im September 2000  
Christian Lippmann