

Schmidt, Linda

Eigentimder af  
Grove by  
Zur  
31. JULI 1990  
Loan period

# Die digitale Streifenauslese von H1-Streamerrohrkammern

Experimentelle Diplomarbeit

von

**Carola Schmidt**

II. Institut für Experimentalphysik

der

Universität Hamburg

Hamburg, Mai 1990

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Der H1-Detektor des HERA-Speicherringes</b>	<b>5</b>
2.1	Speicherring HERA . . . . .	5
2.2	H1-Detektor . . . . .	7
2.3	Streamerrohrkammer-System . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Testaufbau und Testkomponenten</b>	<b>12</b>
3.1	Testkammern . . . . .	12
3.1.1	Streamermechanismus . . . . .	13
3.1.2	Influenzelektroden . . . . .	15
3.1.3	Myon-Kammer . . . . .	15
3.2	Aufbau am DESY-Teststrahl . . . . .	16
3.3	Digitale Auslekette . . . . .	18
3.3.1	Ausleseelektronik an der Kammer . . . . .	18
3.3.2	Readout-Controller . . . . .	21
3.3.3	Triggerschaltung . . . . .	21
3.4	Ausleseprogramm . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Messungen und Resultate</b>	<b>25</b>
4.1	Hochspannungsverhalten . . . . .	25
4.2	Bestimmung des Strahlprofils . . . . .	28
4.3	Streifenmultiplizität . . . . .	32
4.4	Schwellenabhängigkeit bei der Streifenauslese . . . . .	34
4.5	Verhalten bei nichtzentralem Einschuß . . . . .	41
4.6	Winkelabhängigkeit . . . . .	45
4.7	Bestimmung der Ortsauflösung . . . . .	55
4.8	Äußere Einflüsse . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>62</b>
<b>A</b>	<b>Schaltskizzen der digitalen Auslekarten (DMB)</b>	<b>64</b>

B Funktionsweise des Readout-Controllers . . . . .	68
Literaturverzeichnis . . . . .	70
Danksagung . . . . .	72

# Kapitel 1

## Einleitung

Mit Experimenten zur tief unelastischen Elektron-Proton-Streuung 1968 in Stanford und am DESY gelang die Entdeckung der Substruktur des Nukleons. Die Deutung dieses Phänomens führte zur Aufstellung der Parton-Hypothese — einem wichtigen Bestandteil des heutigen Standardmodells.

Im Rahmen von Untersuchungen der schwachen Wechselwirkung wurde im Jahre 1973 am CERN mit Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen der Beweis der Existenz neutraler schwacher Ströme erbracht.

Des weiteren wurden mit der Erforschung von Wechselwirkungsprozessen polarisierter Elektronen an Deuteronen 1978 am SLAC erstmals in der Elektron-Nukleon-Streuung paritätsverletzende Effekte aufgrund der Interferenz zwischen Photon- und  $Z^0$ -Austausch nachgewiesen.

Der bisher erforschte kinematische Bereich der Lepton-Nukleon-Streuung liegt bei einem Impulsübertrag  $Q^2$  von einigen hundert  $GeV^2$ .

Ende 1990 wird mit der Hadron-Elektron-Ringanlage HERA erstmals ein Speicherring in Betrieb gehen, in dem Protonen mit  $820 GeV$  und Elektronen mit  $30 GeV$  Energie gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Mit der Untersuchung dieser Elektron-Proton-Streuprozesse stößt man in einen kinematischen Bereich vor, in dem der maximale Impulsübertrag der Reaktionen bei  $Q^2 \sim 4 \cdot 10^4 GeV^2$  liegen wird. Bei HERA wird es somit möglich sein, die Erforschung der Struktur des Nukleons mit neutralen und geladenen Strömen durchzuführen und die Untersuchungen in einen  $Q^2$ -Bereich fortzusetzen, der um einen Faktor 100 höher liegt als bei den bisherigen Experimenten mit externen Elektron-, Myon- und Neutrino-Strahlen. Die systematischen Unsicherheiten, die beim Vergleich von Meßergebnissen aus verschiedenen Experimenten mit unterschiedlichen Strahlteilchen auftraten, sind demzufolge bei HERA nicht vorhanden.

Mit polarisierten Elektronen wäre es außerdem möglich, den elektroschwachen Teils des Standardmodells zu testen.

Zur Erforschung der Wechselwirkungsprozesse werden für HERA die beiden Großdetektoren H1 und ZEUS gebaut.

Die Gruppe, innerhalb derer die vorliegende Arbeit durchgeführt wurde, ist Mitglied der H1-Kollaboration und für die Entwicklung, den Bau und den Betrieb einer Komponente des Detektorkomplexes — des Myon-Nachweissystems und Restkalorimeters — verantwortlich. Die vorgesehenen Nachweiskammern, die sogenannten Plastik-Streamerrohrkammern, unterscheiden sich von den bisher bei vielen Experimenten benutzten Kammern durch die erstmalige Verwendung des nichtbrennbaren Kunststoffes LURANYL.

Diese Arbeit entstand im Rahmen von Testmessungen, die mit den Streamerrohrkammern durchgeführt wurden. An einem Elektronenstrahl studierte man das Kammerverhalten ebenso wie die Veränderungen einiger Kammereigenschaften unter Variation der verschiedensten Parameter. Zur Auslese der Meßapparatur wurde digitale Elektronik verwendet.

Die durchgeführten Messungen dienen zum einen dem besseren Verständnis des Streamermechanismus, auf dem die Signalbildung der Kammern beruht. Zum anderen ist die Kenntnis der Kammereigenschaften für den Einsatz im H1-Detektor notwendig, um mit Hilfe der registrierten Signale die physikalischen Vorgänge zu rekonstruieren, die zu den Signalen geführt haben.

## Kapitel 2

# Der H1-Detektor des HERA-Speicherringes

### 2.1 Speicherring HERA

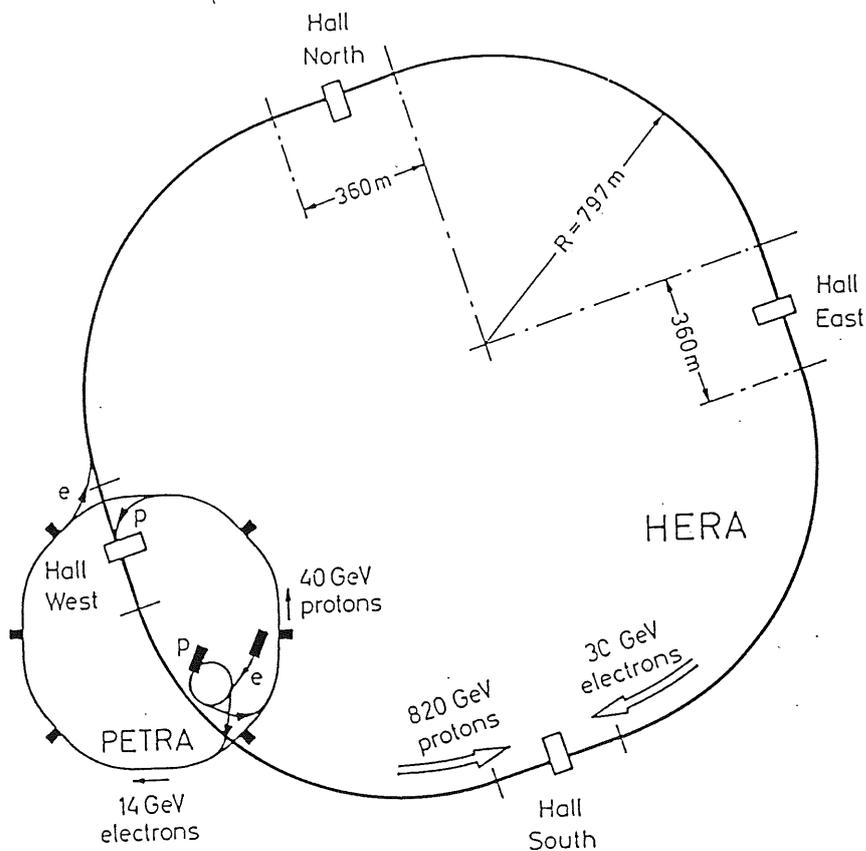


Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA am DESY

Am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY wird seit 1984 der Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) gebaut und voraussichtlich Ende 1990 in Betrieb genommen. In Abbildung 2.1 ist die Anlage dargestellt [1]. Eine detaillierte Beschreibung findet man bei [2].

In dem unterirdischen Tunnel von 6.3 km Umfang werden Protonen und Elektronen mit zwei separaten magnetischen Systemen auf ihren Sollbahnen durch die Strahlrohre geführt und gespeichert. An den vier Wechselwirkungspunkten des Ringes begegnen sich die Elektronen- und Protonenpakete unter einem Winkel von  $0^\circ$ .

Die tiefinelastischen Streuprozesse der 820 GeV Protonen an 30 GeV Elektronen bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV liefern eine Vielzahl von Möglichkeiten für physikalische Untersuchungen.

Hier seien nur einige der Gebiete genannt, innerhalb denen man Hilfe von HERA zu neuen Erkenntnissen gelangen kann.

- Die Elektron-Quark-Streuprozesse unter Austausch eines  $Z^0$  bzw.  $\gamma$  (neutraler Strom) oder eines  $W^\pm$  (geladener Strom) ermöglichen die Bestimmung der Strukturfunktionen der tief unelastischen Streuung in einem neuen kinematischen Bereich.
- Weiterhin können die Verletzung des Skalenverhaltens der Strukturfunktionen untersucht und die Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2)$  und somit der Skalenparameter  $\Lambda_{QCD}$  bestimmt werden.
- Mit der Erzeugung von Quarkpaaren über den Prozeß der Strom-Gluon-Fusion wird die Untersuchung von schweren Quarkzuständen (c-Quark, b-Quark) eine zentrale Bedeutung bei den HERA-Experimenten einnehmen. Des weiteren besteht die Möglichkeit, einen der noch fehlenden wichtigen Bestandteile des Standardmodells — das t-Quark — zu finden.
- Mit Hilfe von polarisierten Elektronen kann überprüft werden, ob die innerhalb von Prozessen der schwachen Wechselwirkung bisher beobachtete Rechts-Links-Asymmetrie der Quarks und Leptonen auch bei hohen Energien auftritt.
- Innerhalb des zugänglichen Energiebereichs bei HERA besteht die Möglichkeit, Theorien, die über den Rahmen des Standardmodells hinausgehen, auf ihre Gültigkeit zu überprüfen. Zu untersuchende Aspekte sind der Test der Punktförmigkeit von Quarks und Leptonen ebenso wie die Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen.

Eine detaillierte Beschreibung des HERA-Physik-Programms wird z.B. von [3] gegeben.

## 2.2 H1-Detektor

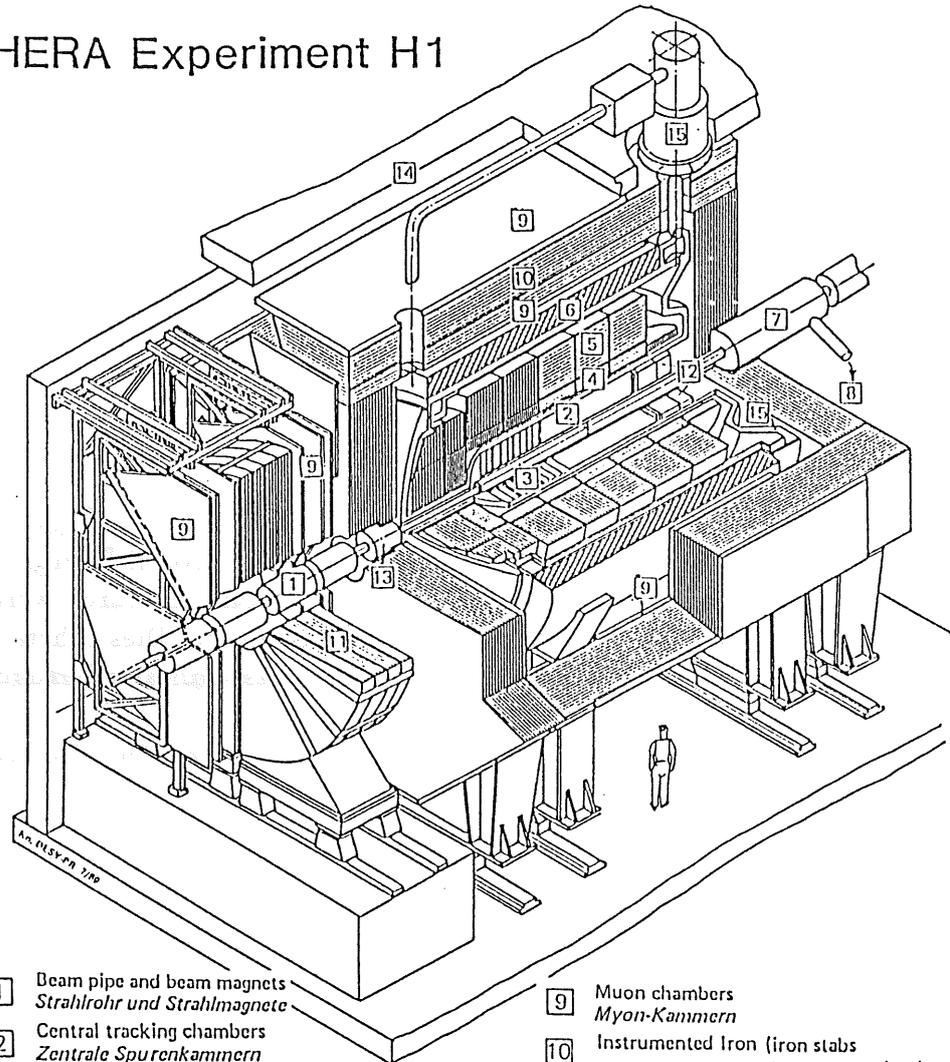
Zwei Kollaborationen, H1 und ZEUS, haben sich konstituiert, um die im vorangegangenen Abschnitt angedeuteten physikalischen Fragestellungen zu untersuchen. Die beiden Großdetektoren befinden sich zur Zeit in der HERA Halle Nord und Halle Süd im Bau. Die Fertigstellung des H1-Experiments ist für Mitte 1991 vorgesehen.

In Abbildung 2.2 ist der H1-Detektor dargestellt. Bei den Elektron-Proton-Streuprozessen von  $30 \text{ GeV}$  Elektron-Energie gegen  $820 \text{ GeV}$  Proton-Energie bewegt sich der Schwerpunkt in Richtung des einlaufenden Protons. Dadurch werden die Reaktionsprodukte in Proton-Richtung lorentz-transformiert. Dies führte bei der Konstruktion zu der Wahl der deutlich erkennbaren Asymmetrie bezüglich des Wechselwirkungspunktes.

Die folgenden Anforderungen, die sich aufgrund der zu ermittelnden physikalischen Observablen ergeben, werden an den Detektor gestellt [4]:

- Es muß ein hermetisch abgeschlossener Detektor zur Verfügung stehen, der alle im Endzustand einer Reaktion vorhandenen Teilchen nachweist. Nur so ist die nichtregistrierte Energie der Neutrinos, die vor allem in den unter  $W^\pm$ -Austausch stattfindenden Reaktionen erzeugt werden, rekonstruierbar.
- Eine hohe Ortsauflösung der Spurenkammern, die zur Bestimmung des Ladungsvorzeichens sowie zur Impulsmessung notwendig sind, sollte gewährleistet sein.
- Das elektromagnetische ebenso wie das hadronische Kalorimeter benötigen eine hohe Energieauflösung und eine feine Granularität zur Festlegung der kinematischen Variablen der Elektron-Quark-Streuprozesse. Es wird eine genaue Energie- und Winkelmessung der Elektronen und Hadron-Jets über einen möglichst großen Winkelbereich verlangt. Damit kann fehlende Energie und Impuls einem unsichtbaren Neutrino zugeordnet werden.
- Der Nachweis der Elektronen und Myonen ist von Bedeutung, da einige der auftretenden, physikalischen Prozesse im Endzustand Leptonen beinhalten. Daher sind Detektorkomponenten zur Identifizierung, Spurrekonstruktion und Energiebestimmung dieser Teilchen erforderlich.

# HERA Experiment H1



- |   |   |    |   |
|---|---|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets<br><i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i>   | 9  | Muon chambers<br><i>Myon-Kammern</i>  |
| 2 | Central tracking chambers<br><i>Zentrale Spurenkammern</i>  | 10 | Instrumented Iron (iron slabs<br>+ streamer tube detectors)<br><i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +<br/>Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators<br><i>Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet<br><i>Myon-Toroid-Magnet</i>   |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)<br><i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i>                           | 12 | Warm electromagnetic calorimeter<br><i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i>   |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br><i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i>                         | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)<br><i>Vorwärts-Kalorimeter</i>  |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)<br><i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i>  | 14 | Concrete shielding<br><i>Betonabschirmung</i>   |
| 7 | Compensating magnet<br><i>Kompensationsmagnet</i>   | 15 | Liquid Argon cryostat<br><i>Flüssig Argon Kryostat</i>  |
| 8 | Helium cryogenics<br><i>Helium Kälteanlage</i>  |    |   |

Abbildung 2.2: Perspektivische Ansicht des H1-Detektors

Der H1-Detektor ist unter Berücksichtigung dieser Kriterien konzipiert worden (siehe Abbildung 2.2). Das Strahlrohr ist im Bereich des Wechselwirkungspunktes von zylindrischen Spurenkammern (2) umgeben. Hierbei handelt es sich um zentrale Jetkammern, z-Driftkammern und Proportionalkammern. In Richtung des Protons wird diese Anordnung durch Vorwärtsspurenkammern sowie Übergangsstrahlungsdetektoren (3) ergänzt. Das gesamte Spurenkammersystem ist hermetisch durch Kalorimeter umschlossen. Im Zentral- und Vorwärtsbereich handelt es sich um ein elektromagnetisches Blei-Argon-Kalorimeter (4) und ein hadronisches Kalorimeter (5), welches aus Edelstahl als Absorber und Argon als Nachweismaterial aufgebaut ist. In Proton-Richtung ist zusätzlich für kleine Winkel ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter (13) angebracht, in Elektron-Richtung wird das System durch ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (12) abgeschlossen. Außerhalb der supraleitenden Spule (6), die den Kryostat mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter enthält, befindet sich ein Eisenjoch (10), welches der Rückführung des magnetischen Flusses und zugleich als aktive Detektorkomponente dient. Zu diesem Zwecke ist das Eisen mit Plastik-Streamerrohrkammern instrumentiert. Eine genauere Beschreibung erfolgt in Abschnitt 2.3. Vervollständigt wird der Detektor durch ein Myon-Spektrometer in Vorwärtsrichtung, bestehend aus einem Toroid-Magneten (11) und weiteren Drift-Kammern (9).

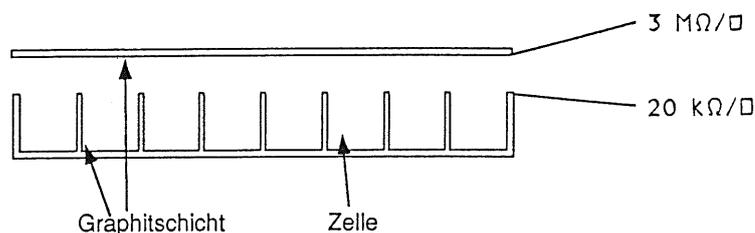
Eine detaillierte Diskussion der Detektorkomponenten ist bei [4] und [5] gegeben.

## 2.3 Streamerrohrkammer-System

Das Streamerrohrkammer-System des H1-Detektors dient einerseits der Identifizierung und Spurrekonstruktion von Myonen, die den inneren Teil des Detektors durchdringen. Andererseits trägt es als sogenanntes Restkalorimeter dazu bei, die Energie der hadronischen Schauer zu bestimmen, die aus dem Kalorimeter austreten.

Die für das H1-Experiment vorgesehenen Kunststoff-Streamerrohrkammern besitzen die in Abbildung 2.3 skizzierte Struktur. Die Kammern bestehen aus einzelnen Zellen von  $9\text{ mm} \times 9\text{ mm}$  Querschnitt, deren Wandstärke beträgt  $1\text{ mm}$ . Acht dieser Zellen bilden ein Profil, welches mit einem Kunststoff-Deckel abgeschlossen wird. Jeweils zwei Profile sind in einem gasdichten Hohlprofil untergebracht, dessen Enden mit Kappen für die Anschlüsse der Gaszufuhr und der Hochspannungsversorgung versehen sind. An den so gebildeten Kammern ist auf der einen Seite eine  $1\text{ mm}$  dicke, geerdete Aluminiumplatte befestigt. Die gegenüberliegende Seite besitzt  $35\text{ }\mu\text{m}$  dicke, in Streifen bzw. Quadrate unterteilte Kupferplatten, die als Influenzelektroden verwendet werden, gefolgt von  $1.5\text{ mm}$  dickem Phenolpapier

### Schnitt durch ein Luranyl-Profil



### Schnitt durch eine Streamerkammer

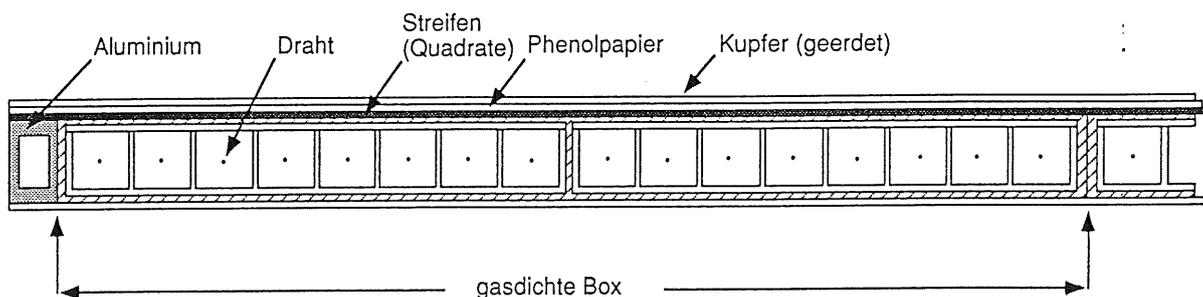


Abbildung 2.3: Darstellung einer Plastik-Streamerrohrkammer

und einer weiteren, geerdeten Kupferschicht.

Im Zentrum jeder Zelle wird ein Kupfer-Beryllium-Draht (Durchmesser  $100 \mu\text{m}$ ) mit senkrecht zu den Drähten verlaufenden Plastikhaltern positioniert. Diese Drahtalter werden in Abständen von etwa  $40 \text{ cm}$  verwendet und besitzen eine Breite von  $5.5 \text{ mm}$ .

Die Kammerprofile sind mit einer niederohmigen Graphitschicht ( $20 \text{ k}\Omega/\square$ ) versehen, die Graphitschicht des Deckels, der die Streamerrohrkammern abschließt, besitzt einen Oberflächenwiderstand von etwa  $3 \text{ M}\Omega/\square$ . Das langsamere Abfließen der Ladung an der hochohmigen Graphitschicht ermöglicht, daß auf den Kupferelektroden meßbare Influenzsignale gebildet werden.

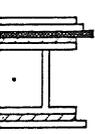
Die Auslese der Drahtsignale wird mit digitaler Elektronik realisiert. Die Influenzsignale der Streifenelektroden werden ebenfalls digital verarbeitet, während die quadratischen Influenzelektroden analog ausgelesen werden. Daher ermöglichen die Streamerrohrkammern mit senkrecht zu den Drähten verlaufenden Streifenelektroden eine zweidimensionale Ortsbestimmung, die Kammern mit den quadratischen Elektroden dienen der Energiebestimmung zusätzlich zu einer eindimensionalen Ortsbestimmung.

Als Kammermaterial wird aus Gründen der Sicherheit auf das vielerorts verwendete PVC verzichtet und stattdessen der nichtbrennbare Kunststoff LURANYL benutzt.

Die Längen der im H1-Detektor verwendeten Streamerrohrkammern liegen zwischen  $1.04\text{ m}$  und  $6.45\text{ m}$ . Ihre Funktionsweise wird in Abschnitt 3.1.1 erläutert.

Das Eisenjoch des H1-Detektors besteht aus  $7.5\text{ cm}$  dicken Eisenplatten mit  $2.5$  bzw.  $3.5\text{ cm}$  breiten Zwischenräumen, in denen die Streamerrohrkammern platziert werden ( (10) in Abbildung 2.2). Hierbei handelt es sich um Ebenen mit quadratischen Influenzelektroden. Der vierte der neun Zwischenräume mit einer Breite von  $5\text{ cm}$  ist mit zwei Streamerrohrkammern bestückt, wobei eine der Ebenen Streifenelektroden besitzt.

Vervollständigt wird die Detektorkomponente durch zwei sogenannte Myon-Kammern, die innerhalb bzw. außerhalb des Eisenjochs angebracht werden ( (9) in Abbildung 2.2). Dabei handelt es sich um drei in einem Eisenkasten untergebrachte Kammerebenen. Zwei Ebenen besitzen Streifen, die dritte ist mit quadratischen Elektroden ausgerüstet.



um )  
iese  
eine  
  
ver-  
eßt,  
Ab-  
den  
  
fflu-  
die  
hen  
fen-  
qua-  
ndi-

## Kapitel 3

# Testaufbau und Testkomponenten

In der vorliegenden Arbeit sollten die Streamerrohrkammern getestet und einige ihrer Eigenschaften studiert werden. Für diese Untersuchungen wurden Messungen mit einem Elektronenstrahl durchgeführt. In diesem Kapitel wird der Teststand am DESY-Teststrahl vorgestellt. Die einzelnen Komponenten: die Streamerrohrkammern, die Gas- und Hochspannungsversorgung, die Digitalelektronik, die Triggerschaltung und das Ausleseprogramm werden diskutiert.

### 3.1 Testkammern

Die bei den Testmessungen benutzten Streamerrohrkammern besitzen eine Fläche von  $130.0\text{ cm} \times 103.0\text{ cm}$ . Eine Kammer besteht aus 12 Profilen einer Länge von  $130.0\text{ cm}$  mit jeweils 8 Zellen, 2 Profile sind in einem gasdichten Hohlprofil untergebracht (siehe Abbildung 2.3).

Die Graphitschicht der Kammerprofile der Testkammern besitzt einen Oberflächenwiderstand von  $1\text{ k}\Omega/\square$ , der Oberflächenwiderstand der Deckel beträgt bei den zwei verwendeten Streifenebenen  $1\text{ M}\Omega/\square$  bzw.  $10\text{ M}\Omega/\square$ . Der Deckel der Kammer mit den quadratischen Influenzelektroden besitzt einen Oberflächenwiderstand von  $1\text{ M}\Omega/\square$ .

Die Hochspannung wurde an die Graphitschicht der Kammern angelegt, während die Drähte mit der Masse der Hochspannung verbunden waren. Die Drahtsignale konnten so ohne zusätzliche Koppelkondensatoren ausgelesen werden.

### 3.1.1 Streamermechanismus

Der Streamermechanismus soll hier nur kurz erläutert werden, da ausreichend Literatur zu diesem Thema existiert. Qualitative Modelle des Streamermechanismus findet man bei [6] [7], eine quantitative Beschreibung wird von [8] gegeben.

Ein geladenes Teilchen, das die Streamerrohrkammer durchquert, ionisiert Gas-moleküle entlang seiner Spur. Von einer bestimmten Feldstärke an gewinnen die Primärelektronen genügend Energie, um selbst zu ionisieren. Die so entstandene Lawine der Elektronen bewegt sich aufgrund ihrer hohen Mobilität rasch zur Anode hin, während die positiven Ionen innerhalb dieses Zeitraumes als quasistationär betrachtet werden können. Die Größe der positiven Raumladungszone hängt von der angelegten Hochspannung ab.

Wird das äußere elektrische Feld durch die positive Raumladung hinreichend abgeschirmt, erhöht sich die Rekombinationsrate und folglich die Photoionisationsrate derart, daß sich zwischen Anode und Kathode ein 1.5 mm bis zu 3 mm langes, hochionisiertes Gasvolumen — der sogenannte Streamer — ausbildet [7].

Die auf dem Draht gesammelte Ladung zeigt im Streamerbereich ein lineares Verhalten als Funktion der Hochspannung  $U$  [9].

$$Q \propto (U - U_T) \quad , \quad (U > U_T) \quad (3.1)$$

$U_T$  bedeutet hierbei die Spannung, die durch den Beginn des Streamerbereichs definiert ist. Bei niedrigeren Hochspannungen — im Proportionalbereich — liegt eine exponentielle Abhängigkeit vor [10].

$$Q \approx Q_0 \exp\left(\kappa \frac{U}{U_{Pr}}\right) \quad , \quad (U > U_{Pr}) \quad (3.2)$$

$U_{Pr}$  ist durch das Einsetzen des Proportionalbereichs festgelegt. In Abbildung 3.1 (a) ist das Verhalten der Ladung qualitativ skizziert.

Mit Hilfe von Messungen im Rahmen der Diplomarbeit der analogen Streifenanalyse [11] ergab sich der Beginn des Streamerbereichs bei einer Hochspannung von etwa  $U_T = 4300 V$ .

In der Abbildung 3.1 (b) ist die Rate der registrierten Pulse bei einer niedrigen Ausleseschwelle als Funktion der Hochspannung dargestellt. Die Zählrate erreicht oberhalb der Spannung  $U_T$  ein Plateau, dessen Ende durch einen erneuten Anstieg der Kurve gekennzeichnet ist [12]. Dieser wird durch das Auftreten von Nachpulsen verursacht. Darunter versteht man sekundäre Streamerpulse, die sowohl von Rekombinationsphotonen als auch von positiven Ionen verursacht werden können.

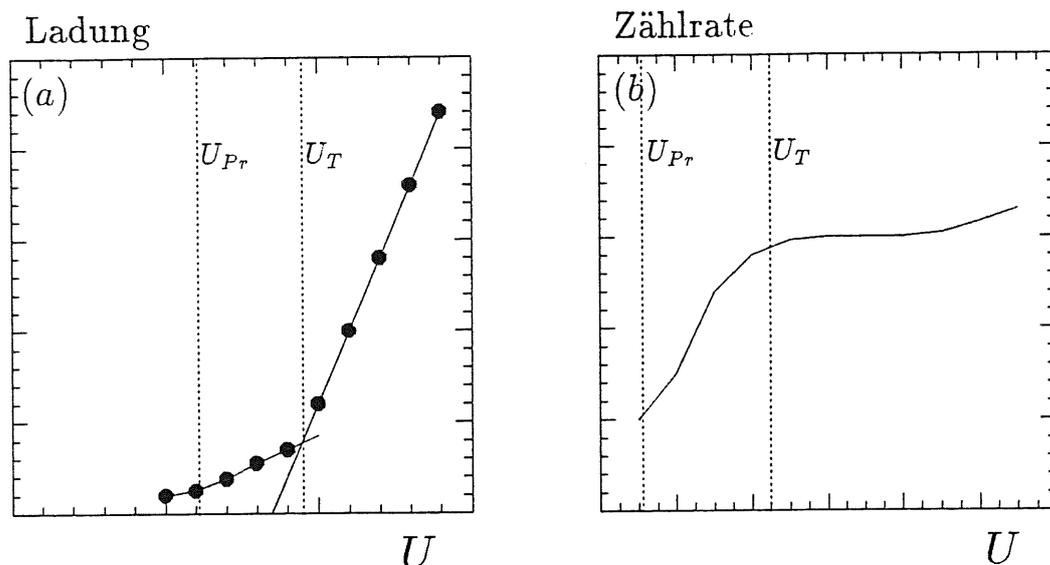


Abbildung 3.1: (a) Ladung  $Q$  und (b) Zählrate als Funktion der Hochspannung

Diese Teilchen sind in der Lage, aus der Kathode Elektronen auszulösen, welche einen weiteren Streamer bilden.

Die Motivation für den Einsatz von Streamerrohrkammern lässt sich mit den folgenden Vorteilen begründen:

- aufgrund der hohen Ladungen  $Q$  werden keine Verstärker für die Drahtauslese benötigt,
- mit der digitalen Auslese ist eine Spurerkennung möglich, wobei mit der verwendeten Streifenbreite eine Ortsauflösung von  $0.50 \pm 0.01 \text{ cm}$  erreichbar ist (siehe Abschnitt 4.7),
- aufgrund des breiten Plateaus ist der Streamerbereich stabil gegen Schwankungen der Hochspannung und wegen der Ladungs-Spannungs-Beziehung deutlich vom Proportionalbereich unterscheidbar (siehe Gleichungen (3.1) und (3.2)),
- die niedrigen Materialkosten ermöglichen es, große Flächen mit Streamerrohrkammern zu instrumentieren.

### 3.1.2 Influenzelektroden

Die beiden für die Testmessungen benutzten Streifenkammern besitzen  $17\text{ mm}$  breite Kupferstreifen mit  $3\text{ mm}$  breiten Zwischenräumen. Die Elektroden sind senkrecht zu den Drähten auf den Kammern montiert. Die quadratischen Influenzelektroden der dritten, für die Messungen verwendeten Kammer, haben eine Fläche von  $25\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ . Von dieser Ebene wurden jedoch nur die Drähte mit der Digitalelektronik ausgelesen.

Die positive Raumladungszone des Streamers influenziert auf den Elektroden ein Signal, dessen Ladung etwa  $1/5$  der zugehörigen Drahtladung entspricht [11]. Die Messung dieses relativ geringen Anteils an der Gesamtladung wird durch die Kammergeometrie verursacht.

Es wurden Untersuchungen an einer einzelnen Ebene durchgeführt und im Vergleich dazu zwei "veroderte" Streifenkammern ausgelesen. Die "Veroderung" bedeutet, daß die einzelnen Streifen der jeweiligen Ebenen auf den Auslesekarten galvanisch miteinander gekoppelt sind (siehe Abbildung A.2 im Anhang A).

Für das H1-Experiment ist innerhalb der Myon-Kammern ebenfalls eine Veroderung zweier Streifenebenen vorgesehen, um eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit zu erzielen. Im Rahmen der Messungen am Teststrahl sollte unter anderem untersucht werden, in welchem Maße die Veroderung zu einer Erhöhung der Ansprechwahrscheinlichkeit beitragen kann.

### 3.1.3 Myon-Kammer

Wie schon in Abschnitt 2.3 erwähnt, befinden sich vor und hinter dem Eisenjoch des H1-Detektors Myon-Kammern. Es handelt sich hierbei um zwei veroderte Streifenebenen und eine Ebene mit quadratischen Influenzelektroden (siehe Abbildung 3.2). Zum Zwecke der Abschirmung gegen hochfrequente, elektromagnetische Strahlung, aus Gründen der Gassicherheit und zum Schutz während der Montage werden diese Streamerrohrkammern in einen Kasten aus Eisen eingebaut. Am DESY-Teststrahl wurden Messungen mit drei Streamerrohrkammern in einem eigens für diese Zwecke angefertigten Eisenkasten durchgeführt und mit Messungen ohne Kasten verglichen. Die Drähte der einzelnen Testkammern sind um  $5\text{ mm}$  senkrecht zur Drahtachse gegeneinander versetzt, wie es auch für die Myon-Kammern des H1-Experiments vorgesehen ist. Der Sinn dieser Verschiebung liegt darin, eine Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu  $100\%$  zu erreichen. Der Anteil der nichtnachgewiesenen Teilchen einer Ebene von etwa  $10\%$ , der sich aufgrund der  $1\text{ mm}$  breiten Profilwände ergibt, sollte bei der Versetzung der einzelnen Ebenen verschwinden (siehe Abschnitt 4.1).

## 3.2 Aufbau am DESY-Teststrahl

Der Testaufbau befand sich in einem Elektronenstrahl in der Experimentierhalle II am DESY-Synchrotron. In Abbildung 3.2 ist der schematische Aufbau des Teststandes dargestellt. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

### Elektronenstrahl

Bei dem Teststrahl 24 handelt es sich um einen sekundären Elektronenstrahl des DESY II-Synchrotrons mit einem einstellbaren Energiebereich von  $1\text{ GeV}$  bis  $5\text{ GeV}$ . Die Messungen mit der Digitalelektronik wurden mit  $3\text{ GeV}$ -Elektronen durchgeführt. Die Koinzidenz der vier Szintillationszähler (siehe Abbildung 3.2) gewährleistet die Identifizierung derjenigen Elektronen, die die Streamerrohrkammern durchquert haben. Die Strahlgröße ist durch die Szintillatoren Sz2 und Sz3 auf eine Fläche von  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  festgelegt.

### Gasgemisch

Bei dem benutzten Kammergas handelt es sich um die sogenannte Standardgasmischung, welche zu 25 % aus Argon und zu 75 % aus Isobutan besteht. Die Durchflußmenge betrug für Argon etwa  $10\text{ l/h}$  und für Isobutan etwa  $30\text{ l/h}$ , so daß alle 2 Stunden ein vollständiger Austausch des Gasvolumens stattfand. Während der Messungen wurde die Temperatur ebenso wie der atmosphärische Druck in der Experimentierhalle notiert. Die Werte variierten zwischen  $21.0^\circ\text{ C}$  und  $30.0^\circ\text{ C}$  bzw. zwischen  $995\text{ hPa}$  und  $1020\text{ hPa}$ .

### Hochspannungsversorgung

Die Streamerrohrkammern wurden mit Hilfe eines CAEN-Gerätes mit Hochspannung versorgt und überwacht. Die Spannung konnte mit einer Genauigkeit von etwa 1 % eingestellt werden. Wenn eines der Kammerprofile während der Messungen über ein Zeitintervall von  $60\text{ s}$  einen Strom von mehr als  $200\text{ }\mu\text{A}$  zog, wurde die Hochspannung automatisch abgeschaltet.

Innerhalb des Zeitraumes der Messungen von nahezu 2000 Betriebsstunden ist keines der angeschlossenen Kammerprofile ausgefallen.

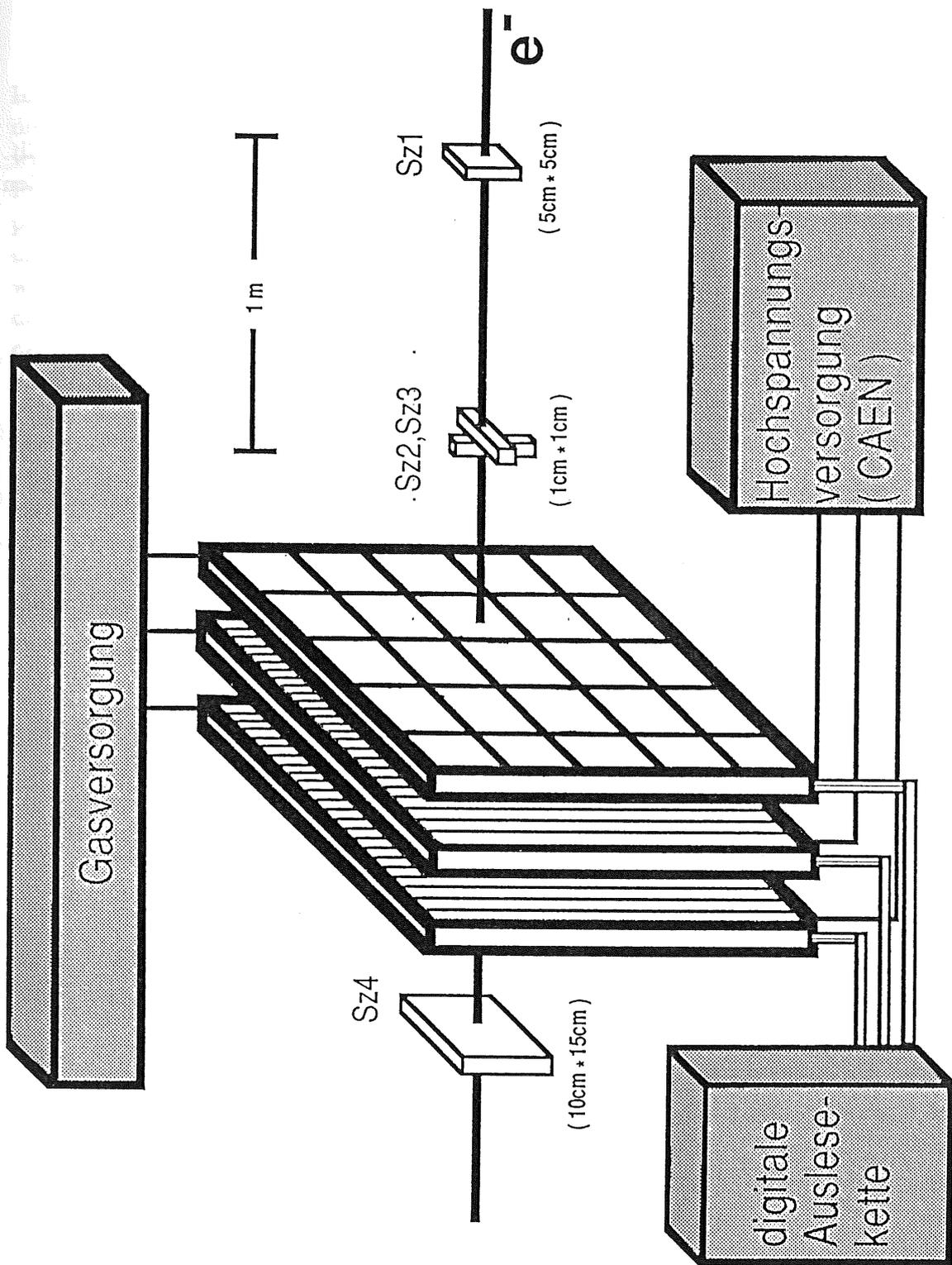


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Aufbaus am DESY-Teststrahl

### 3.3 Digitale Ausleseketten

In diesem Abschnitt wird die Funktionsweise der Digitalelektronik vorgestellt. Die Komponenten sind in Abbildung 3.3 dargestellt und werden im folgenden erläutert.

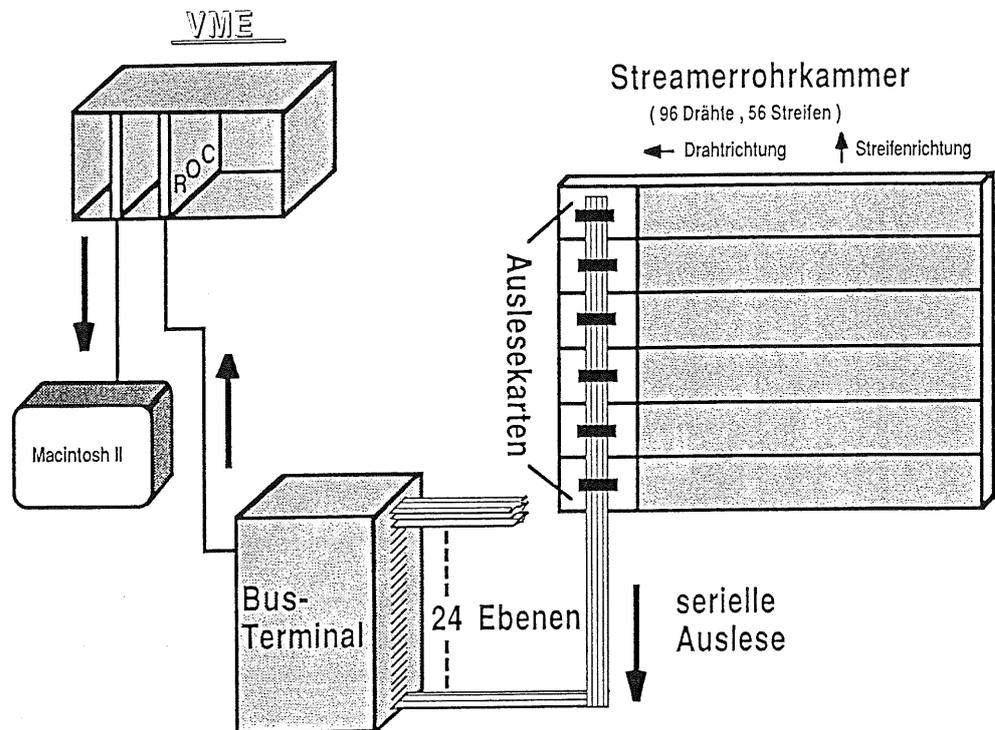


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der digitalen Ausleseketten

Entwickelt wurde die Elektronik von dem II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg und von dem physikalischen Institut RWTH Aachen.

#### 3.3.1 Ausleseelektronik an der Kammer

Die negativen Drahtpulse und die elektronisch verstärkten, positiven Streifensignale werden mit Hilfe von Komparatoren in eine logische Information konvertiert. Es besteht dabei die Möglichkeit, eine variable Ausleseschwelle für die Drähte  $U_s^d$  und die Streifen  $U_s^s$  zu wählen.

16 dieser Draht- bzw. Streifensignale werden auf einer digitalen Auslesekarte DMB (Digital Modul Board) verarbeitet. Diese Karten sind auf den Streamerrohrkammern montiert.

In Abbildung 3.4 ist die Funktionsweise der Auslesekarten skizziert. Alle  $96 ns$  wird die logische Information, die während des letzten Zeitraumes von  $96 ns$  ermittelt wurde, in ein Pipeline-Register geschrieben. Diese Rate von  $10 MHz$  entspricht der Frequenz, mit der sich die Teilchenpakete im HERA-Ring am Wechselwirkungspunkt begegnen werden. Das Register besitzt eine Tiefe von 32 Zeitscheiben  $t_i$  und wird fortwährend mit neuen Daten überschrieben. Dieser Zustand des Füllens wird erst durch das Eintreffen eines Triggersignals beendet. Danach befindet sich das Ereignis in einem Zeitfenster, welches durch die Signallaufzeit und die Länge der Signalkabel festgelegt ist und zu Beginn der Testmessungen ermittelt wurde. Sämtliche Informationen der Drähte bzw. Streifen einer Ebene werden seriell ausgelesen und zu einem Bus-Terminal weitergeleitet (siehe Abbildung 3.3).

Bis zu 16 Drahtebenen und 8 Streifenebenen können an eines dieser Bus-Terminals angeschlossen werden. Die Draht- und Streifeninformation verschiedener Kammer werden parallel verarbeitet.

Im Anhang A sind die Schaltpläne der Auslesekarten für die Drähte in Abbildung A.1 und für die Streifen in Abbildung A.2 ebenso wie die Verstärkerschaltung für die Streifensignale in Abbildung A.3 dargestellt [13].

Es besteht die Möglichkeit, zwischen unterschiedlichen Auslesemoden zu wählen :

- Wegen der Unterschiede in der Driftzeit von bis zu  $90 ns$  [14] bedingt durch den variablen Durchgangsort der Teilchen durch die Kammer werden die digitalisierten Signale nicht immer in der gleichen Zeitscheibe abgelegt. Für die Auslese kann eine logische Veroderung zweier, hintereinanderliegender Zeitscheiben  $t_1$  und  $t_2$  gewählt werden. Die Messungen am DESY-Teststrahl haben ergeben, daß eine solche Veroderung notwendig ist. Bei der Auslese eines einzelnen Zeitfensters konnte eine Nachweiswahrscheinlichkeit von nur etwa 70 % erreicht werden, die "veroderte" Auslese erbrachte die maximal erreichbare Nachweiswahrscheinlichkeit von 92 % (siehe Abschnitt 4.1).
- Für Kalibrations- und Testzwecke besteht weiterhin die Möglichkeit, beliebig viele der 32 Zeitscheiben nach Eintreffen eines Triggers einzeln auszulesen. Von dieser Methode wurde während der Testmessungen Gebrauch gemacht. Es stellte sich heraus, daß nur die zwei, auch bei der veroderten Auslese benutzten Zeitfenster  $t_1$  und  $t_2$  für die Untersuchungen relevant sind. Der Anteil der Signale in den anderen Zeitscheiben liegt unterhalb von 1 %. Der Vorteil einer Auslese, in der die Zeitscheiben getrennt betrachtet werden können, liegt darin, daß man Abschätzungen über das zeitliche Verhalten der Streamerpulse machen kann (siehe Abschnitt 4.6).

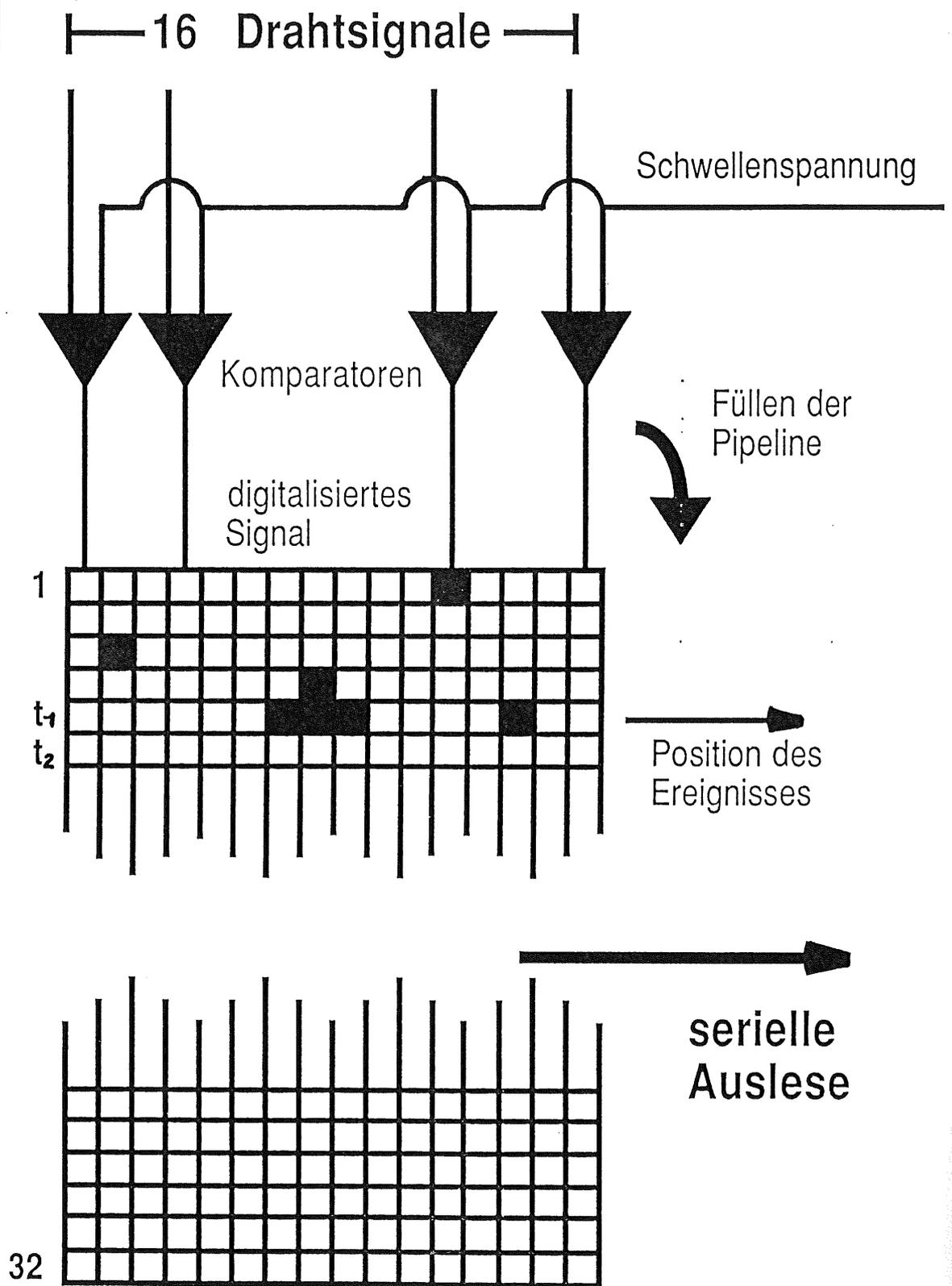


Abbildung 3.4: Funktionsweise der digitalen Auslesearten (DMB)

### 3.3.2 Readout-Controller

Der Readout-Controller (ROC) steuert die Digitalelektronik und die Auslese der Streamerrohrkammern. Es existiert ein Datenfluß von den Kammern über das Bus-Terminal zu dem ROC, weiterhin werden Steuersignale vom Readout-Controller zu den Auslesekarten übertragen. Im Anhang B ist eine schematische Darstellung der Funktionsweise des ROC's gegeben (siehe Abbildung B.1).

Die digitalisierten Signale der Drähte und Streifen werden im ROC in einem Speicher abgelegt. Dort werden sie in ein vom Datenerfassungsprogramm lesbares Datenformat umkodiert. Jedes dieser so gebildeten 16-Bit-Worte beinhaltet die Nummer einer Ebene ebenso wie die Nummer eines zugehörigen Drahtes bzw. Streifens, dessen Signal oberhalb der gewählten Ausleseschwelle lag. Diese Daten werden zum Auslese- und Steuerungsrechner, einem Mac II, übertragen.

Von den Steuerleitungen, die zu den Auslesekarten führen seien hier die folgenden erwähnt :

- die Leitungen mit den Ausleseschwellen der Drähte und Streifen, die die Referenzspannungen für die Komparatoren liefern,
- die Leitung für die Taktfrequenz, mit der der Schreib- und Lesevorgang synchronisiert wird,
- die Leitungen, die den Auslesemodus der Karten bestimmen (Veroderung zweier Zeitscheiben, getrennte Auslese mehrerer Zeitscheiben),
- die Bitleitungen, die die möglichen Zustände der Auslesekarten festlegen.

Die zur Steuerung der Auslese notwendigen Informationen ( Ausleseschwellen, maximale Anzahl der Drähte bzw. Streifen pro Ebene, gewählter Auslesemodus, Nummer der Zeitscheibe, in der sich das Ereignis nach Erhalten eines Triggersignals befindet, usw.) wurden mit Hilfe des Mac II in die dafür vorgesehenen Register des Readout-Controllers geschrieben.

### 3.3.3 Triggerschaltung

In Abbildung 3.5 ist die Triggerschaltung der Digitalelektronik dargestellt, mit der die Ausleseelektronik gesteuert wird.

Der in Abschnitt 3.3.1 erläuterte Zustand des Füllens des Pipeline-Registers wird beendet, wenn die Koinzidenzbedingung der vier Szintillationszähler (Sz1,...,Sz4) erfüllt ist. In diesem Fall öffnet der Gate-Generator ein Zeitfenster (siehe Abbildung 3.5) und liefert ein entsprechendes Veto-Signal zu der Koinzidenzstufe, so daß von diesem Zeitpunkt an kein weiteres Triggersignal akzeptiert werden kann. Das Datenerfassungsprogramm erfragt ein weiteres Signal des Gate-Generators

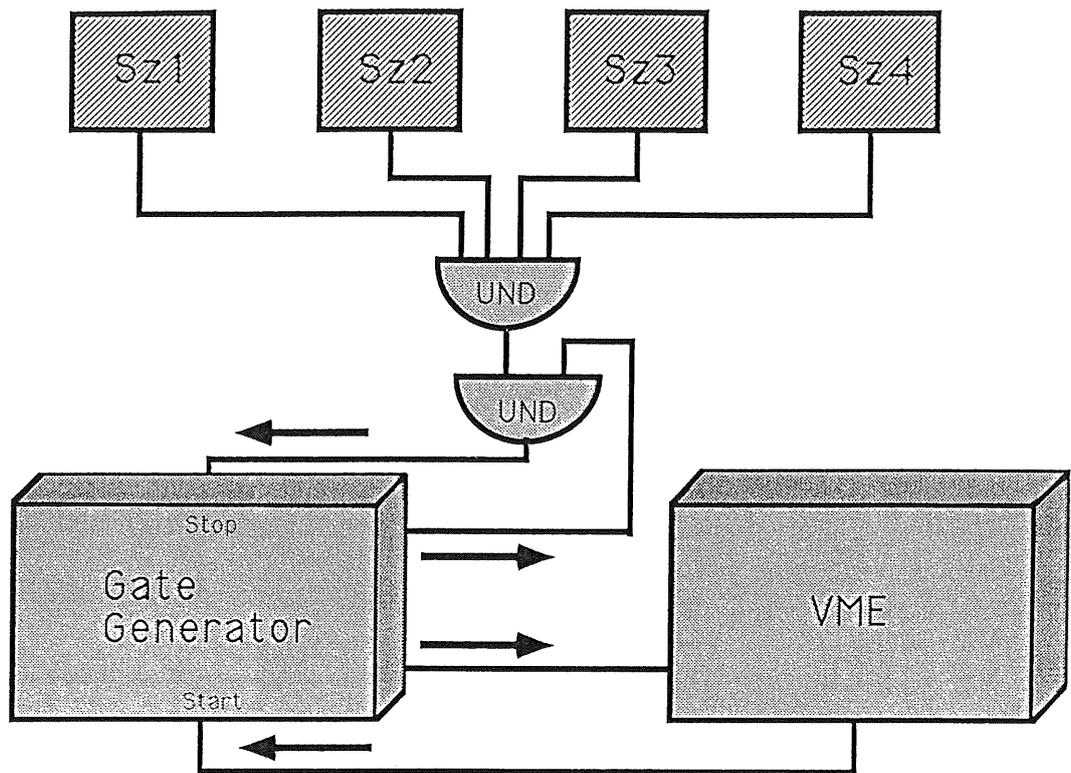


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Triggerschaltung der digitalen Auslese

und aktiviert daraufhin die Auslese der Zeitscheiben. Nach Beendigung des Auslesevorgangs wird ein Signal erzeugt, welches das Zeitfenster des Gate-Generators wieder schließt. Der Füllvorgang des Pipeline-Registers wird erneut begonnen und durch die Aufhebung der Triggerblockade kann das nächste Triggersignal registriert werden.

### 3.4 Ausleseprogramm

Die Steuerung der digitalen Auslese wurde mittels eines dafür angefertigten Datenerfassungsprogramms realisiert. Mit der Möglichkeit der Statusabfrage bestimmter Register konnte das Eintreffen eines Triggersignals erfragt, die Auslese der Draht- und Streifenaten gestartet und der Füllvorgang des Pipeline-Registers nach Beendigung der Auslese erneut gestartet werden. Des weiteren wurden für den Readout-Controller notwendige Informationen in die entsprechenden Register des ROC's geschrieben. Hierzu gehören die Ausleseschwellen, die maximale Anzahl der Drähte bzw. Streifen pro Ebene, der gewählten Auslesemodus, und die Nummer der Zeitscheibe, in der sich das Ereignis nach Erhalten eines Triggersi-

gnals befand.

Bei den ausgelesenen Daten handelt es sich um Ebenennummern und Draht- bzw. Streifennummern derjenigen Drähte bzw. Streifen, deren Signale oberhalb der gewählten Ausleseschwelle lagen. Die Daten wurden während des Auslesevorgangs in Histogramme gefüllt und auf einem Bildschirm dargestellt, so daß auf diese Weise während der Messungen eine "online"-Kontrolle möglich war. In Abbildung 3.6 sind einige Beispielhistogramme abgebildet. Die Bilder zeigen einerseits Histogramme mit den Draht- und Streifennummern, die ein Signal geliefert haben (Abbildungen 3.6 "WireMap", "StripMap") und andererseits Histogramme, die die Multiplizitäten der Ereignisse beinhalten (Abbildungen 3.6 "WireMultiplicity", "StripMultiplicity").

Die "online"-Kontrolle führte dazu, daß sich die Ereignisrate nur zwischen etwa  $0.5 \text{ Hz}$  und  $10.0 \text{ Hz}$  bewegte, obwohl die Koinzidenzrate der Szintillationszähler je nach den Betriebsbedingungen des Teststrahls zwischen  $0.5 \text{ Hz}$  und nahezu  $20.0 \text{ Hz}$  erreichte.

Die Daten wurden nach Beendigung der Meßzeit zur weiteren Auswertung auf die IBM des DESY-Rechenzentrums übertragen.

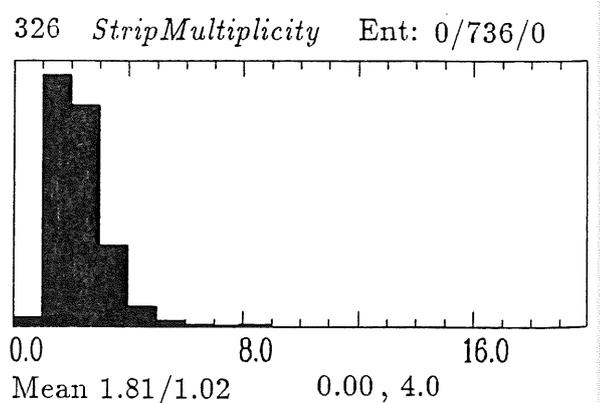
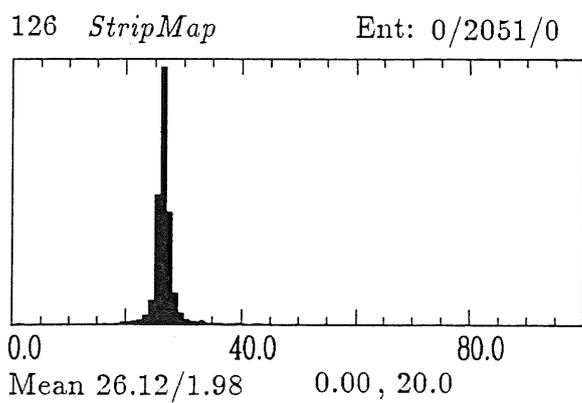
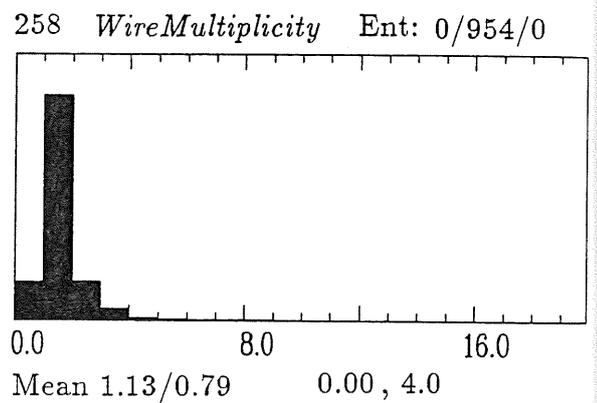
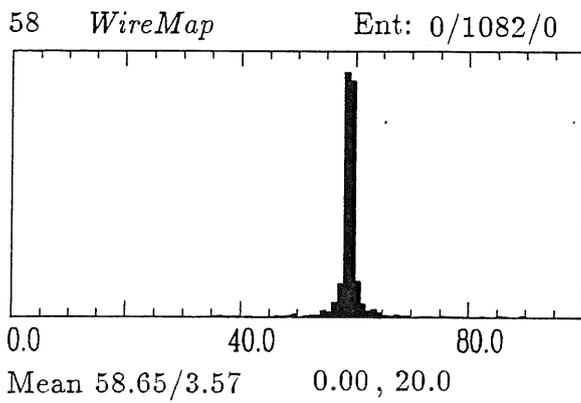
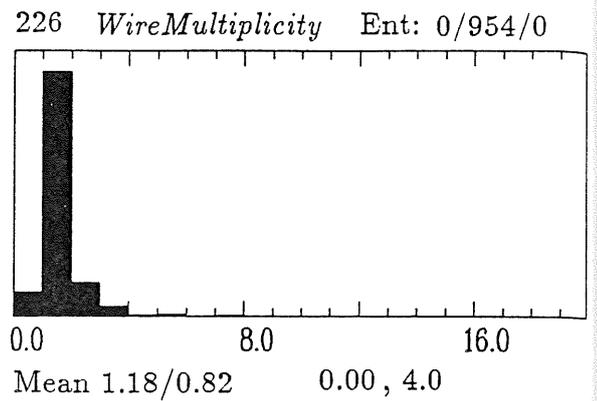
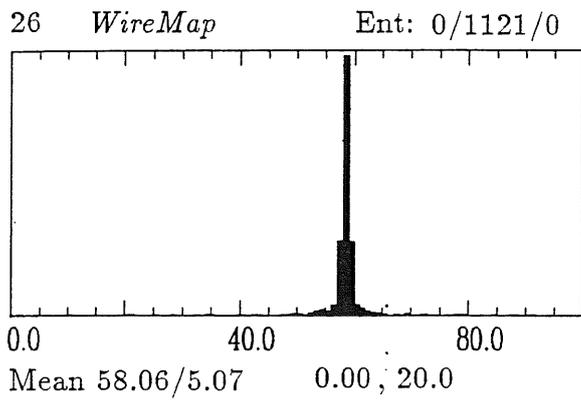


Abbildung 3.6: Histogramme zur "online"-Kontrolle während einer Datennahme

## Kapitel 4

# Messungen und Resultate

In diesem Kapitel werden die Messungen dargestellt und die Ergebnisse diskutiert. Es handelt sich hierbei um einige für Drähte und Streifen relevante Eigenschaften, welche in Abhängigkeit verschiedener Parameter untersucht werden sollen.

### 4.1 Hochspannungsverhalten

Um die Hochspannung für einen Arbeitspunkt festzulegen, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Streamerrohrkammer in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung gemessen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_d$  der Drähte ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der Elektronen, die von der Kammer nachgewiesen wurden, zu der Anzahl der Elektronen, die die Kammer durchquert und im Hodoskop eine Koinzidenz ausgelöst haben.

$$\varepsilon_d = \frac{N_{\text{gemessen}}}{N_{\text{Koinzidenz}}} \quad (4.1)$$

Diese Messungen wurden für drei verschiedene Ausleseschwellen der Drähte durchgeführt, wodurch sich die Möglichkeit ergab, zusätzlich eine sinnvolle Schwelle für die Auslese der Drahtsignale auszuwählen.

Der in Abbildung 4.1 dargestellte Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeiten mit der angelegten Hochspannung ist charakteristisch für den Übergang eines im Proportionalbereich arbeitenden Zählrohres in den Streamerbereich. Die Übergangsspannung  $U_T$ , die durch das Einsetzen des Streamerbereichs definiert ist, liegt bei etwa  $U_T = 4300 \text{ V}$  (siehe Abschnitt 3.1.1). Das Plateau der gezeigten Hochspannungskurven wird erst dann erreicht, wenn die Ladung jedes einzelnen, sich aus-

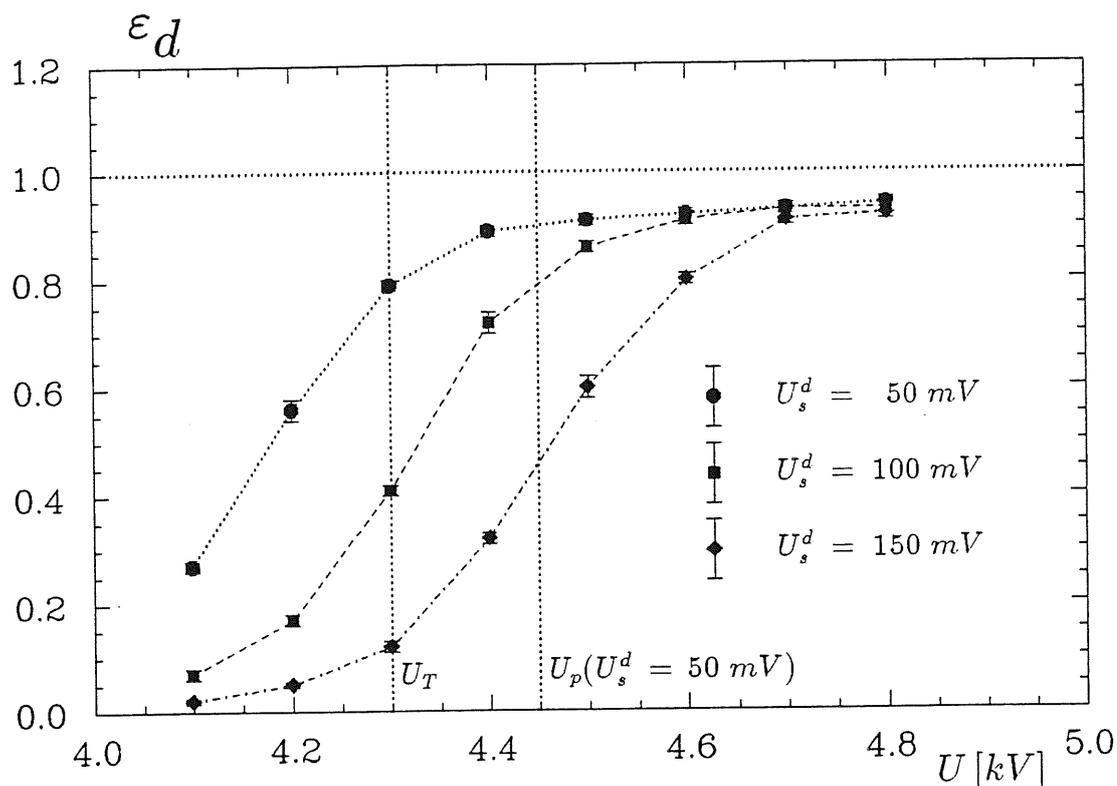


Abbildung 4.1: Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_d$  der Drahnte einer Ebene als Funktion der Hochspannung  $U$  für drei verschiedene Ausleseschwellen  $U_s^d$

bildenden Streamers so groß ist, daß sein Spannungspuls oberhalb der gewählten Ausleseschwelle liegt. Daher verschiebt sich die zum Plateaubeginn gehörende Hochspannung  $U_p$  mit zunehmender Schwelle zu höheren Spannungswerten hin.  $U_p$  ist als diejenige Spannung definiert, bei der die Nachweiswahrscheinlichkeit einen Wert von 90 % überschreitet.

In Tabelle 4.1 sind die entsprechenden Werte zusammengefaßt.

Schwelle [mV]	$U_p$ [V]
50	4450
100	4550
150	4700

Tabelle 4.1: Schwellenabhängigkeit des Plateaubeginns

Der erreichte Sättigungswert der drei Kurven von etwa 92 % läßt sich mit Hilfe

der Kammergeometrie erklären. Dadurch daß der Elektronenstrahl eine Breite von  $1\text{ cm}$  besitzt (siehe Abschnitt 3.2), gibt es Teilchen, die die  $1\text{ mm}$  breite Profilverwand durchqueren. Diese Elektronen lösen keinen Streamer aus und können nicht nachgewiesen werden.

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde der Arbeitspunkt für die folgenden Messungen auf  $4550\text{ V}$  für die Hochspannung und  $100\text{ mV}$  für die Ausleseschwelle der Drähte festgelegt.

Bei einer Vielzahl von Messungen wurden mehrere Drahtebenen ausgelesen. Die Abbildung 4.2 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_d$  für eine, zwei und drei Drahtebenen. Befänden sich die Drähte sämtlicher  $n$  Ebenen auf gleicher Höhe,

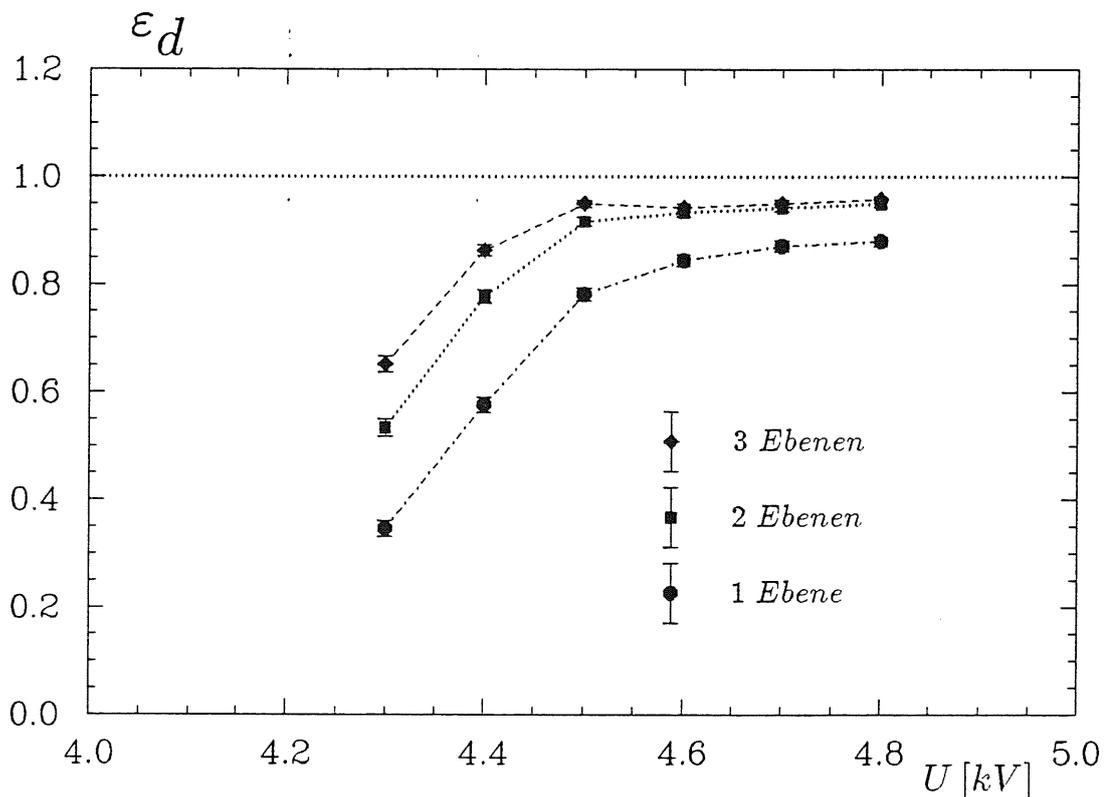


Abbildung 4.2: Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_d$  als Funktion der Hochspannung  $U$  für eine, zwei und drei Drahtebenen

ergäbe sich aufgrund der Veroderung die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_{tot}$  aus den einzelnen Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\varepsilon$  zu

$$\varepsilon_{tot} = 1 - (1 - \varepsilon)^n. \quad (4.2)$$

Die Drähte der jeweiligen ausgelesenen Ebenen sind jedoch, wie in Abschnitt 3.1.3 beschrieben wurde, um  $5\text{ mm}$  senkrecht zur Drahtachse gegeneinander versetzt. Man erwartet bei der Auslese mehrerer Drahtebenen einen Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_d(U)$  auf nahezu  $100\%$ .

Die Abbildung 4.2 zeigt jedoch deutlich, daß die Auslese dreier Ebenen im Bereich des Plateaus gegenüber der Auslese zweier Ebenen kaum noch eine Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit bewirkt. Der verbliebene Anteil der Strahlelektronen von etwa  $4\%$ , die nicht nachgewiesen werden konnten, kann seine Ursache darin haben, daß ein kleiner Prozentsatz der Signale unterhalb der Ausleseschwelle bleibt.

## 4.2 Bestimmung des Strahlprofils

Wie schon im Abschnitt 3.2 beschrieben, bestand während der Messungen am Teststrahl keine Möglichkeit, den Teilchendurchgangsort eines jeden Ereignisses genau zu bestimmen. Der Strahl war nur auf eine Breite von  $1\text{ cm}$  festgelegt. Daher konnte bei jeder Datennahme von etwa  $1000$  Ereignissen nur der mittlere Durchgangsort der Elektronen berechnet werden. Um eine Abschätzung über die Ausdehnung des Strahls zu erhalten, wird in diesem Abschnitt die Breite des Strahlprofils ermittelt.

Da sich mit der digitalen Auslese weder Driftzeiten noch Ladungen bestimmen lassen, mußte eine andere Möglichkeit für die Strahlprofilbestimmung benutzt werden.

Es wurde in horizontalen  $2\text{ mm}$ -Schritten ein Bereich von  $30\text{ mm}$  entlang eines Drahtes abgetastet und die Nachweiswahrscheinlichkeit für die drei Drahtebenen bestimmt. Innerhalb dieses betrachteten Bereiches befand sich einer der  $5.5\text{ mm}$  breiten, senkrecht zu den Drähten verlaufenden Drahtalter. In Abbildung 4.3 ist die Vorgehensweise skizziert.

Zur Bestimmung der Strahlbreite wurde die funktionale Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom Durchschußort ausgenutzt. Hätte der Elektronenstrahl eine verschwindende Ausdehnung, könnte der Durchgangsort jedes Teilchens genau positioniert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte ginge dann im Drahtalterbereich vom Sättigungswert  $100\%$  sprunghaft auf etwa  $0\%$  zurück, weil dort kein Streamer ausgelöst werden kann. Die in Abbildung 4.5 gezeigte experimentelle Verteilung  $\varepsilon_d(x)$  ergibt sich hingegen aus der Faltung einer Sprungfunktion  $D(x')$  mit dem Strahlprofil  $G(x, x')$ .

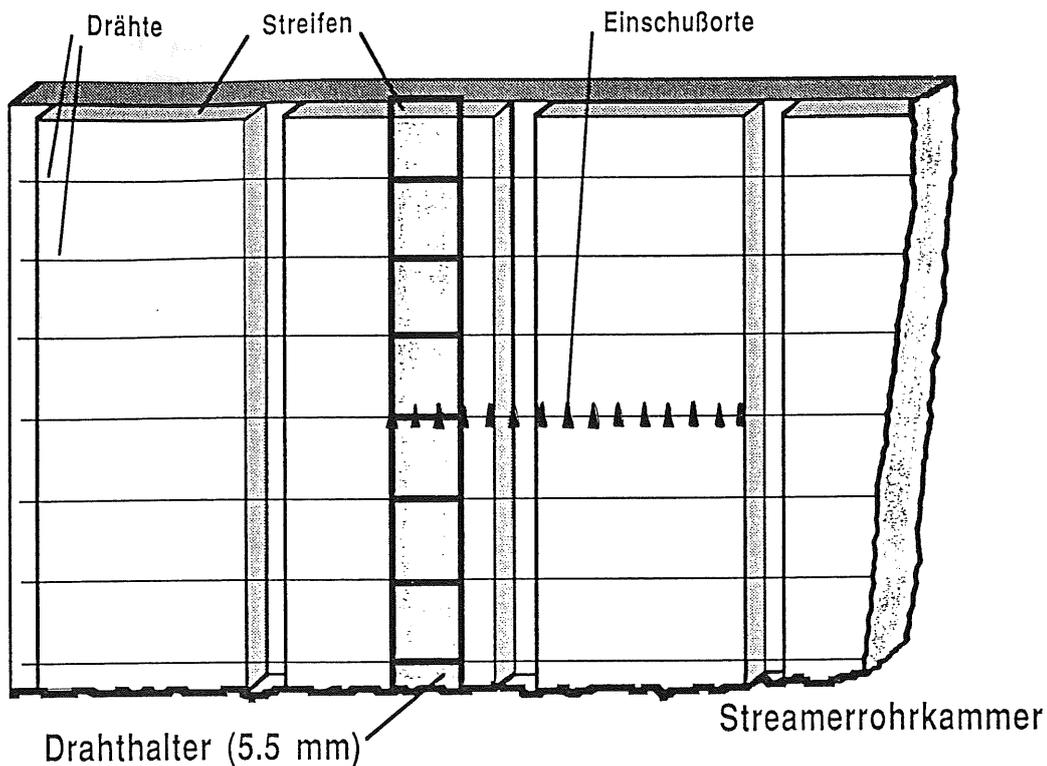


Abbildung 4.3: Vorgehensweise bei den Messungen zur Bestimmung des Strahlprofils

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_d(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} D(x') G(x, x') dx' \\
 G(x, x') &= \frac{n}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(x'-x)^2}{2\sigma^2}} \\
 D(x') &= \begin{cases} 0 & x_1 \leq x' \leq x_2 \\ 1 & \text{sonst} \end{cases}
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Hierbei ist  $[x_1, x_2]$  das Drahthalterintervall mit einer Breite von  $5.5 \text{ mm}$ . Das Strahlprofil wird durch eine Gauss-Funktion angenähert, wobei  $\sigma$  die zu bestimmende Breite des Strahls bedeutet.

Für die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion von  $x$  erhält man das folgende Integral.

$$\varepsilon_d(x) = \frac{n}{\sqrt{2\pi} \sigma} \left[ \int_{-\infty}^{x_1} e^{-\frac{(x'-x)^2}{2\sigma^2}} dx' + \int_{x_2}^{+\infty} e^{-\frac{(x'-x)^2}{2\sigma^2}} dx' \right] \tag{4.4}$$

Die Integration wurde numerisch durchgeführt. Durch Variation der Parameter  $n$ ,  $x_1$  und  $\sigma$  wurde  $\varepsilon_d(x)$  an die experimentelle Verteilung angepasst. In Abbildung 4.4(a) wird deutlich, daß mit dieser Methode keine Übereinstim-

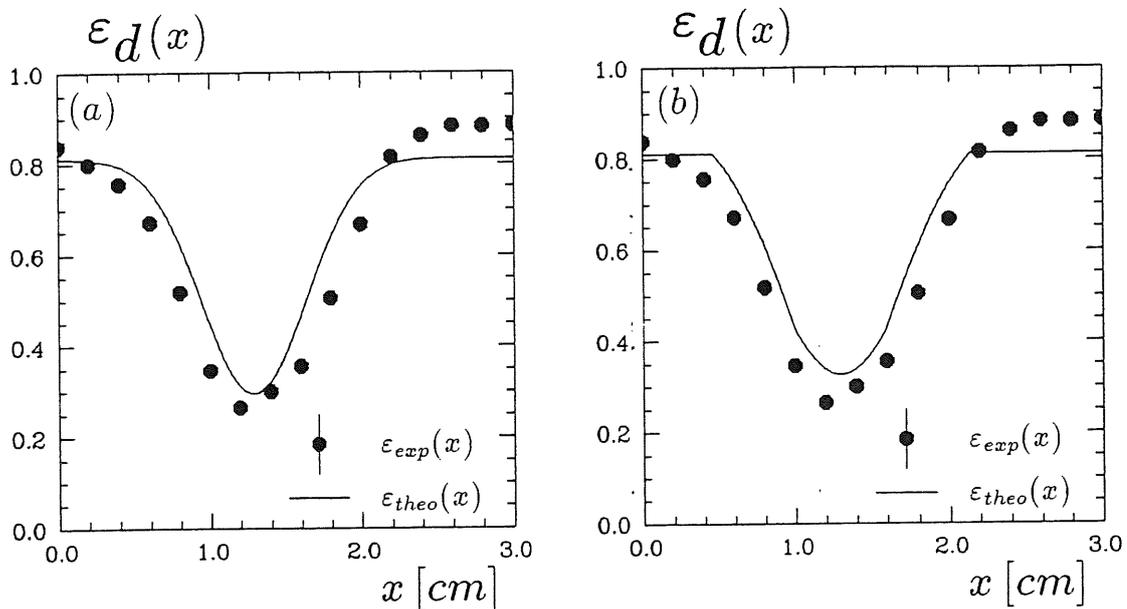


Abbildung 4.4: Die experimentelle Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_{exp}(x)$  und die angepasste Verteilung  $\varepsilon_{theo}(x)$  bei Variation von (a) drei und (b) vier Parametern als Funktion des horizontalen Ortes  $x$

mung zwischen Theorie und Experiment erreicht werden konnte.

Zur Verbesserung des Modells wurde berücksichtigt, daß das Strahlprofil durch den Kollimator und die Szintillatoren auf eine Breite von 1 cm begrenzt ist. Aufgrund von Streuungen ist jedoch eine geringe Aufweitung des Strahls möglich. Statt über das Intervall  $[-\infty, +\infty]$  zu integrieren, betrachtete man nur noch ein Intervall von  $[x - x_0, x + x_0]$  um den Einschußort  $x$ , wobei  $x_0$  als weiterer freier Parameter in die Anpassung einging.

In Abbildung 4.4(b) ist erkennbar, daß auch mit dieser Erweiterung keine vollständige Beschreibung der gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_d(x)$  möglich ist.

Es wurde daher zusätzlich die Breite des Drahhalters variiert. Begründet wird dies damit, daß in unmittelbarer Umgebung des Halters eventuell eine Feldverzerrung auftritt, welche die Ausbildung eines Streamers verhindert. Daraus resultiert eine effektive Breite des Drahhalters  $x_d$ , die größer als 5.5 mm ist.

Unter Variation dieser fünf Größen gelang eine Anpassung an die gemessene Verteilung. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Für die Parameter ergaben

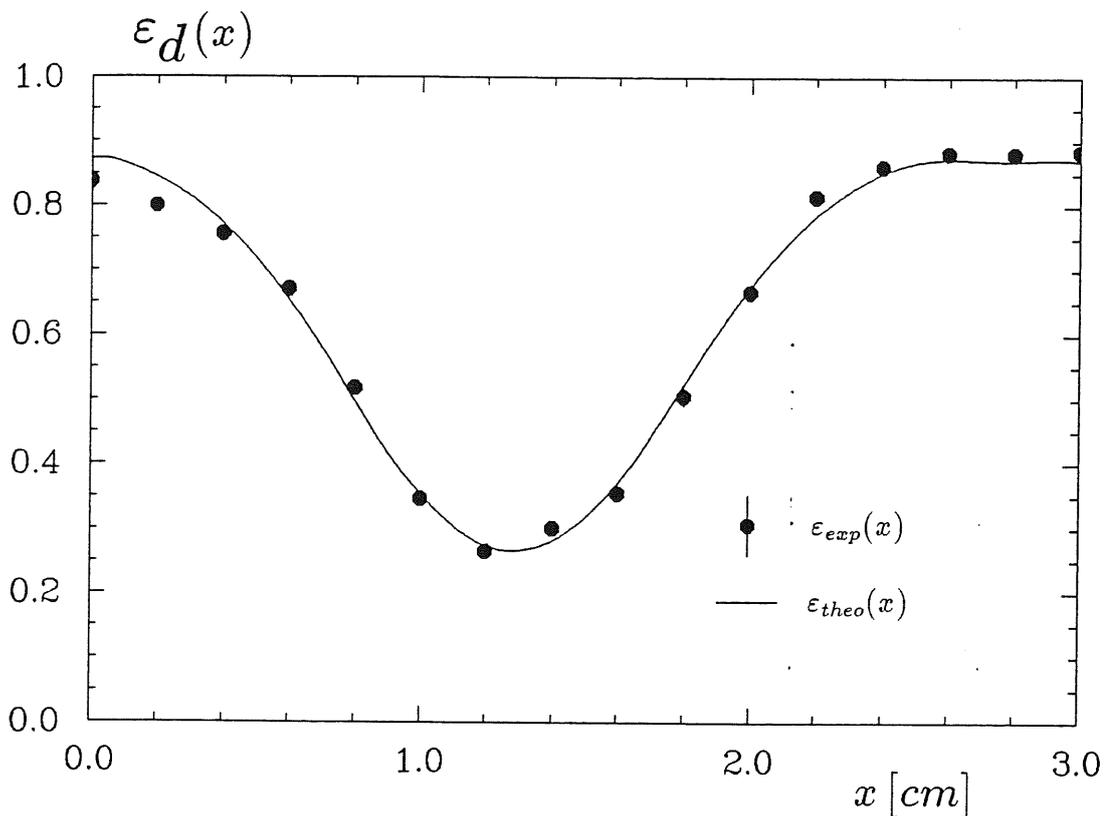


Abbildung 4.5: Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_d(x)$  als Funktion des horizontalen Ortes  $x$

sich die folgenden Werte.

$$\begin{aligned}
 \sigma &= 0.44 \pm 0.03 \text{ cm} \\
 n &= 0.93 \pm 0.03 \\
 x_1 &= 0.87 \pm 0.01 \text{ cm} \\
 x_0 &= 0.57 \pm 0.02 \text{ cm} \\
 x_d &= 0.82 \pm 0.02 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

Die berechnete Breite des Strahls ist für die weiteren Messungen von Bedeutung, da ein Großteil der untersuchten Größen eine Abhängigkeit von dem Einschubort zeigt. In den Abschnitten 4.5 und 4.7 wird dieser Einfluß diskutiert. Die ermittelte Strahlbreite darf aber nur als Richtwert dienen, da das Profil nicht vollständig durch eine Gauss-Funktion beschrieben werden kann.

### 4.3 Streifenmultiplizität

In diesem Abschnitt wird die Auslese der Streifenebenen in die Untersuchungen einbezogen. Dabei wurden nicht wie bei der Drahtauslese alle Ereignisse analysiert, die im Hodoskop eine Koinzidenz ausgelöst hatten, sondern nur diejenigen, bei denen genau ein Draht einer Drahtebene angesprochen hatte. Diese Selektion wurde eingeführt, um Ereignisse mit mehreren Teilchen auszuschließen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Streifen  $\varepsilon_s$  ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse, die ein Streifensignal geliefert haben, zu der Anzahl der Ereignisse, bei denen ein Draht einer Ebene angesprochen hat.

$$\varepsilon_s = \frac{N_{\text{Streifen}}}{N_{\text{ein Draht}}} \quad (4.6)$$

Es muß berücksichtigt werden, daß aufgrund der Normierung eine bei niedrigen Ausleseschwellen erreichbare Nachweiswahrscheinlichkeit der Streifen von 100 % immer im Zusammenhang mit der Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte von 92% gesehen werden muß.

Unter der Multiplizität eines Ereignisses versteht man die Anzahl der Streifen, die bei einem Teilchendurchgang angesprochen haben. Sie ist abhängig von der gewählten Ausleseschwelle. Für die Trennung von Mehrfachspuren ist eine niedrige Multiplizität erforderlich. Um dies zu erreichen, benötigt man eine relativ hohe Schwelle. Dabei verringert sich jedoch die Nachweiswahrscheinlichkeit. Die damit zusammenhängende Problematik wird in Abschnitt 4.4 diskutiert. Im Gegensatz dazu zeigt die Ortsauflösung der digitalen Auslese keine Abhängigkeit von der Multiplizität, wie in Abschnitt 4.7 gezeigt wird.

In Abbildung 4.6 sind zwei Histogramme für verschiedene Ausleseschwellen dargestellt. Eingetragen wurde für jedes Ereignis die gemessene Multiplizität  $m_s$ . Die Einträge in das Bin mit der Multiplizität  $m_s = 0$  sind Ereignisse, bei denen kein Streifensignal registriert wurde. Sie bilden ein Maß für die Ineffizienz der Streifenauslese.

Man erkennt anhand der beiden Histogramme, daß der Mittelwert ebenso wie die Form der Verteilungen eine deutliche Abhängigkeit von der Schwelle zeigen.

Um den funktionalen Zusammenhang zwischen den prozentualen Anteilen der einzelnen Multiplizitäten  $m_s$  und der gewählten Ausleseschwelle ableiten zu können, müßten die folgenden Informationen verfügbar sein:

- die Beziehung zwischen der auf den Streifen influenzierten Ladung und der damit erreichbaren Multiplizität für jede angelegte Ausleseschwelle,
- eine genaue Kenntnis des Pulshöhenspektrums für den Streamerbereich,

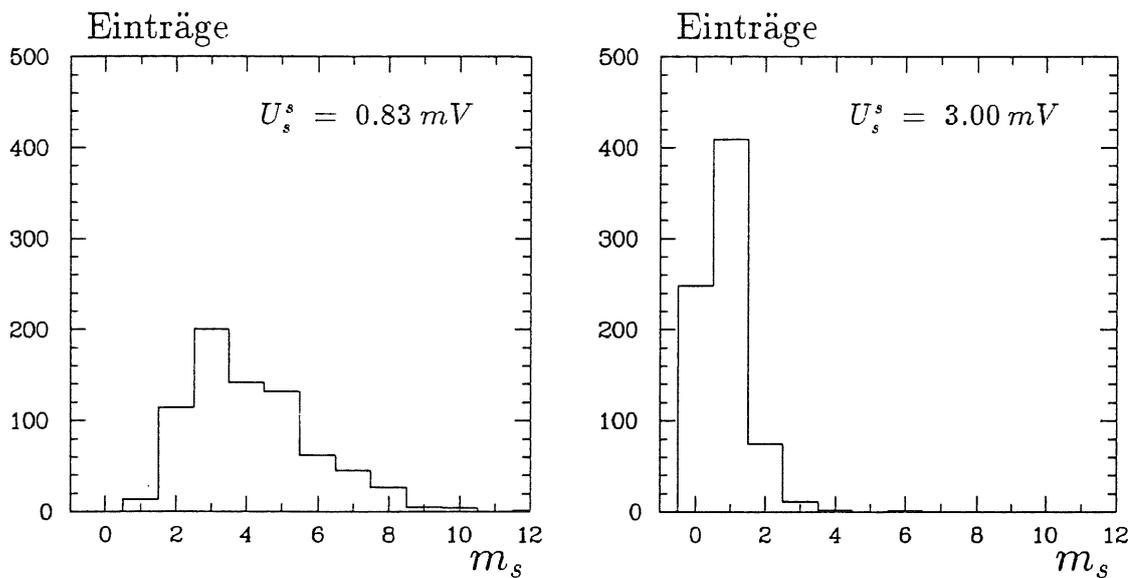


Abbildung 4.6: Multiplizitätsverteilung  $m_s$  der Streifen einer Ebene für zwei verschiedene Ausleseschwellen  $U_s^s$  (  $0.83 \text{ mV}$  ,  $3.00 \text{ mV}$  )

- die Breite des Elektronenstrahls.

Da die digitalisierte Information der gemessenen Signale keine Aussage über die ursprünglichen Streamerladungen enthält, läßt sich eine theoretische Herleitung der Abhängigkeit der Anteile einzelner Multiplizitäten  $m_s$  von der Ausleseschwelle nicht durchführen.

Um die Beziehung zwischen der Multiplizität  $m_s$  und den Schwellen  $U_s^s$  dennoch zu verdeutlichen, wurde die in Abbildung 4.7 gezeigte Darstellung gewählt. Dort ist der prozentuale Anteil  $N_{m_s}/N_{tot}$  der Multiplizität  $m_s$  ( $m_s = 1, 2, 3$ ) sowie der Anteil der nichtnachgewiesenen Teilchen in Abhängigkeit der Schwelle aufgetragen. Die Kurve mit  $m_s = 0$  wächst stetig mit zunehmender Schwelle. Die Multiplizitäten  $m_s = 1$  und  $m_s = 2$  sind bei niedrigen Schwellen gegenüber höheren Multiplizitäten unterdrückt, steigen dann mit wachsender Schwelle an, bis sie aufgrund des wachsenden Anteils der Teilchen, die nicht nachgewiesen werden, wieder abnehmen. Die höheren Multiplizitäten fallen mit zunehmender Schwelle stetig ab.

Mit Hilfe der Darstellung in Abbildung 4.7 besteht durch Interpolation die Möglichkeit, für jede Ausleseschwelle die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, mit der eine Multiplizität  $m_s$  auftritt.

Es muß berücksichtigt werden, daß aufgrund der Breite des Elektronenstrahls die hier gezeigten Werte einen zusätzlichen systematischen Fehler aufweisen (siehe Ab-

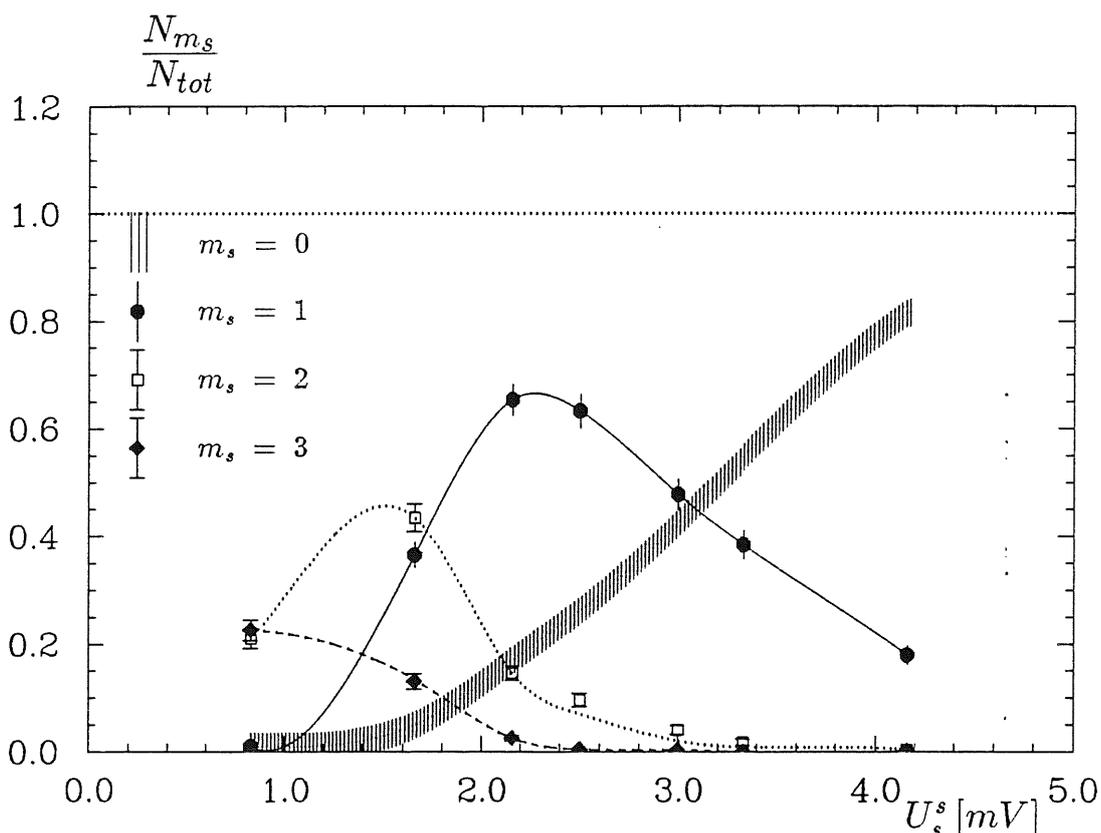


Abbildung 4.7: Anteil  $N_{m_s}/N_{tot}$  der Multiplizitäten  $m_s$  ( $m_s = 0, 1, 2, 3$ ) in Abhängigkeit der Schwelle  $U_s^s$

schnitt 4.5).

Die in diesem Abschnitt durchgeführten Untersuchungen behandelten die statistische Verteilung der Multiplizitäten. Es war dazu notwendig, auch die Ereignisse zu berücksichtigen, bei denen kein Streifensignal beobachtet werden konnte, um eine Information über die Ineffizienz zu erhalten. Wenn in den folgenden Abschnitten von Multiplizitäten gesprochen wird, handelt es sich stets um die mittlere Multiplizität  $m_s$ . Zu deren Berechnung tragen nur diejenigen Ereignisse bei, welche von den Streifenebenen registriert werden.

#### 4.4 Schwellenabhängigkeit bei der Streifenauslese

In diesem Abschnitt werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Multiplizitäten der Streifen in Abhängigkeit der Ausleseschwelle untersucht. Zur Festlegung

dieses noch freien Parameters für das H1-Experiment müssen folgende Gesichtspunkte berücksichtigt werden:

- Um gewährleisten zu können, daß ein großer Anteil der die Kammern durchquerenden Teilchen registriert wird, benötigt man eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit. Demzufolge wird eine niedrige Ausleseschwelle gefordert.
- Damit Mehrfachspuren in ausreichendem Maße voneinander getrennt werden können, wird eine niedrige Multiplizität verlangt. Dies erfordert die Benutzung einer hohen Ausleseschwelle.

In der Abbildung 4.8 ist das Verhalten der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_i$  für eine einzelne Streifenebene und im Vergleich dazu  $\epsilon_{or}$  für zwei veroderete Ebenen

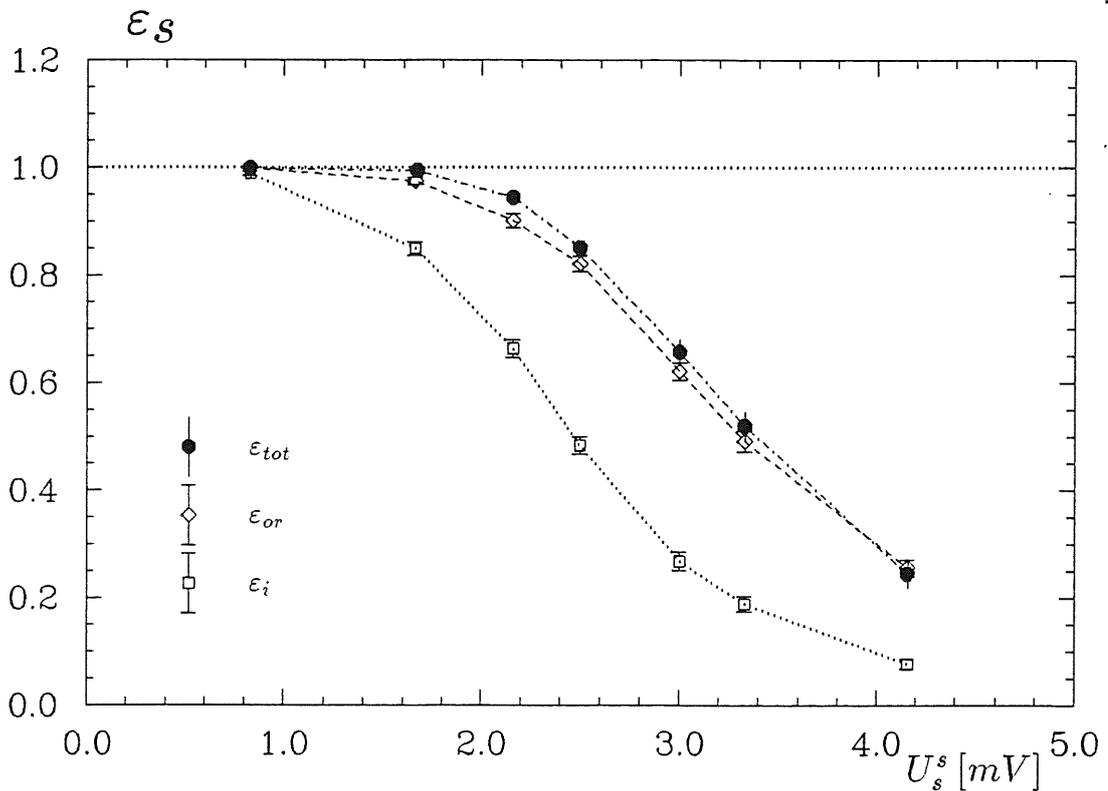


Abbildung 4.8: Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\epsilon_i$  für eine einzelne,  $\epsilon_{or}$  für zwei veroderete Streifenebenen und die berechnete Verteilung  $\epsilon_{tot}$  als Funktion der Ausleseschwelle  $U_s^s$

dargestellt. Mit zunehmender Schwelle nimmt die Ansprechwahrscheinlichkeit erwartungsgemäß ab. Es zeigt sich außerdem, daß mit der Veroderung eine deutliche Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit erzielt werden kann. Die dritte Kurve beschreibt ein theoretisch berechnetes Verhalten veroderter Kammern. Man erhält

es unter der Annahme, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\varepsilon_i$  einzelner Streifen-ebenen als voneinander unabhängig betrachtet werden können. Der Anteil nicht-nachgewiesener Teilchen ergibt sich dann aus dem Produkt der einzelnen Anteile nichtnachgewiesener Teilchen (siehe Gleichung (4.2)).

$$\varepsilon_{tot} = 1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) \quad (4.7)$$

Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen die beiden Kurven  $\varepsilon_{or}$  und  $\varepsilon_{tot}$  überein.

Die im Zusammenhang mit der obigen Diskussion ebenfalls zu berücksichtigende Abhängigkeit der Multiplizität von der Schwelle wird in Abbildung 4.9 dargestellt, erneut für eine einzelne und zwei veroderete Streifenebenen. Man erkennt den star-

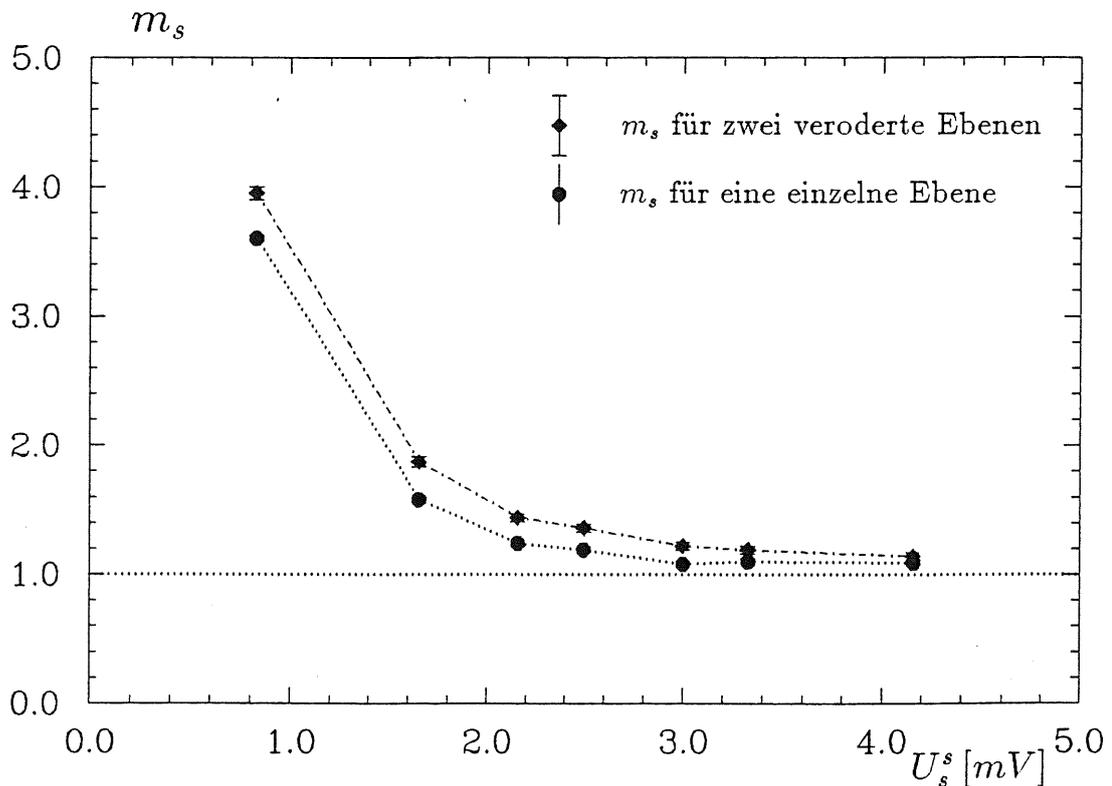


Abbildung 4.9: Multiplizität  $m_s$  als Funktion der Ausleseschwelle  $U_s^s$  für eine und zwei veroderete Streifenebenen

ken Abfall der Multiplizität mit wachsender Schwelle, ebenso die leicht erhöhte Multiplizität, die durch die Veroderung verursacht wird.

Auffällig ist, daß die Multiplizität für hohe Schwellen in beiden in Abbildung 4.9

gezeigten Fällen nicht den möglichen Grenzwert von 1.0 erreicht. Die Ursache ist darin zu suchen, daß auch bei diesen Messungen die Breite des Strahlprofils nicht vernachlässigt werden kann. Wird ein Streifen nicht zentral getroffen, steigt die zu erwartende Multiplizität (siehe Abschnitt 4.5).

Aufgrund des elektronischen Rauschens sind Messungen unterhalb einer Schwelle von  $1\text{ mV}$  nicht sinnvoll. Dies ist erkennbar an der stark ansteigenden Multiplizität in diesem Bereich.

Diese Meßergebnisse wurden mit den Daten der Streifenauslese durch die analoge Elektronik verglichen (siehe Diplomarbeit [11]). In Tabelle 4.2 sind für verschie-

Schwelle mV	Multiplizität		Nachweiswahrscheinlichkeit	
	analog	digital	analog	digital
0.83	2.6	3.6	97.8	99.0
1.67	1.5	1.6	91.9	85.0
2.16	1.3	1.3	83.4	66.4
2.50	1.2	1.2	76.0	48.3
3.00	1.2	1.1	62.0	26.8
3.33	1.2	1.1	50.0	18.9
4.16	1.1	1.1	24.0	8.0

Tabelle 4.2: *Nachweiswahrscheinlichkeit und Multiplizität der Streifen einer Ebene der digitalen und analogen Auslese für verschiedene Schwellen*

dene Ausleseschwellen die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Multiplizitäten für eine Streifenebene der digitalen und analogen Meßapparatur verzeichnet. Die Werte zeigen bei gleichen Schwellen große Differenzen, die mit der unterschiedlichen Funktionsweise der beiden Ausleseketten begründet werden müssen. Die Digitalelektronik bildet mittels Komparatoren eine digitalisierte Information des registrierten Spannungspulses in Abhängigkeit davon, ob sich das Signal oberhalb oder unterhalb der gewählten Ausleseschwelle befindet (siehe Abbildung 4.10 (a)). Im Gegensatz dazu wird bei der analogen Elektronik jeder Spannungspuls mit Hilfe von schnellen Analog-Digital-Wandlern (FADC's) in  $10\text{ ns}$ -Schritten digitalisiert (siehe Abbildung 4.10 (b)). Anschließend wird ein konstanter elektronischer Grundwert ("Pedestal") subtrahiert. Erst die so erhaltenen digitalisierten Spannungspulse werden mit einem digitalisierten Schwellenwert verglichen. Ein Vergleich der beiden Meßverfahren ist möglich, wenn die Ausleseschwellen unberücksichtigt bleiben und nur die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Multiplizi-

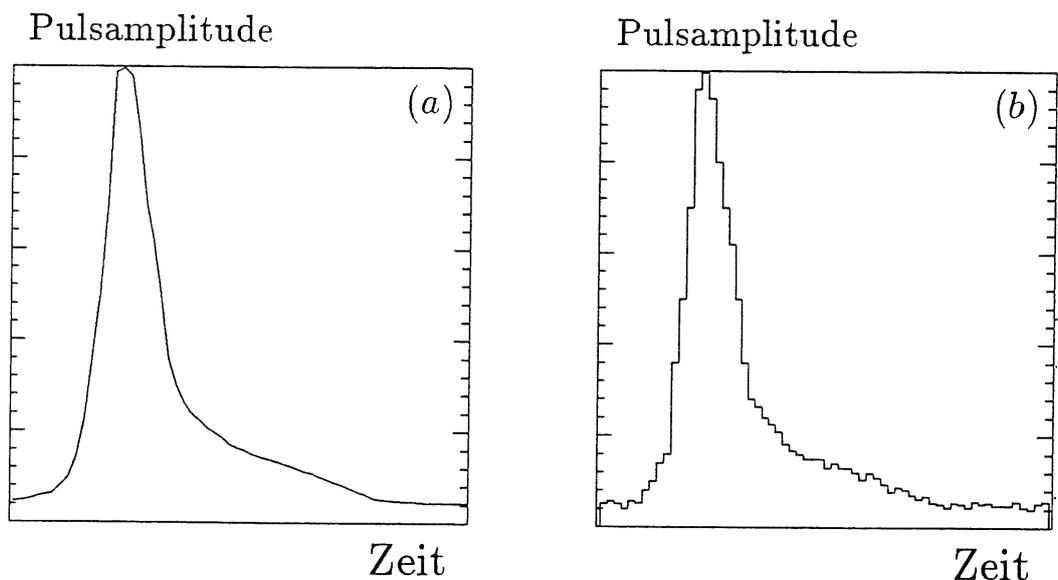


Abbildung 4.10: (a) Analoger Spannungspuls und (b) mit FADC's digitalisierter Spannungspuls

täten betrachtet werden. Die Auslese der Streifenebenen mit Hilfe der analogen Elektronik ergibt bei gleichen Nachweiswahrscheinlichkeiten etwas niedrigere Werte für die Multiplizität (siehe Tabelle 4.2). Dort wurde jedoch der Arbeitspunkt der Hochspannung auf 4450 V festgelegt. Da die Streamerladung linear mit der Potentialspannung ansteigt (siehe Gleichung (3.1)), ist die Ursache für die Abweichungen der beiden Messungen in dem Unterschied der verwendeten Hochspannungen zu suchen.

Um die Beziehung zwischen der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_s$  und der Multiplizität  $m_s$  für verschiedene Schwellen zu verdeutlichen, ist  $\varepsilon_s(m_s)$  in Abbildung 4.11 dargestellt.

In Tabelle 4.3 sind für verschiedene Schwellen  $U_s^*$  die zugehörigen  $(\varepsilon_s, m_s)$ -Paare zusammengefaßt. Man erkennt, daß eine Multiplizität von etwa 1.4 mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von nur 90 % verbunden ist, im Vergleich dazu führt eine Ausbeute von 97 % zu einer Multiplizität von etwa 2.0.

Bei der Festlegung der Ausleseschwellen für das H1-Experiment sollten die folgenden Kriterien bezüglich des Teilchennachweises berücksichtigt und unterschiedliche Schwellen gewählt werden:

- für die inneren Myon-Kammern der Eiseninstrumentierung hat aufgrund der großen Zahl der austretenden Hadronen eine geringe Multiplizität gegenüber einer großen Nachweiswahrscheinlichkeit die höhere Priorität,

- in den äußeren Lagen handelt es sich bei den durchquerenden Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit um einzelne Myonen. Um eine höhere Ausbeute zu erlangen, kann dort eine größere Multiplizität akzeptiert werden.

Alle hier aufgeführten Messungen wurden bei zentralem Einschub des Elektronenstrahls auf die Streifen erzeugt. Der Einfluß der Strahlposition auf die angegebenen Ergebnisse wird in Abschnitt 4.5 diskutiert.

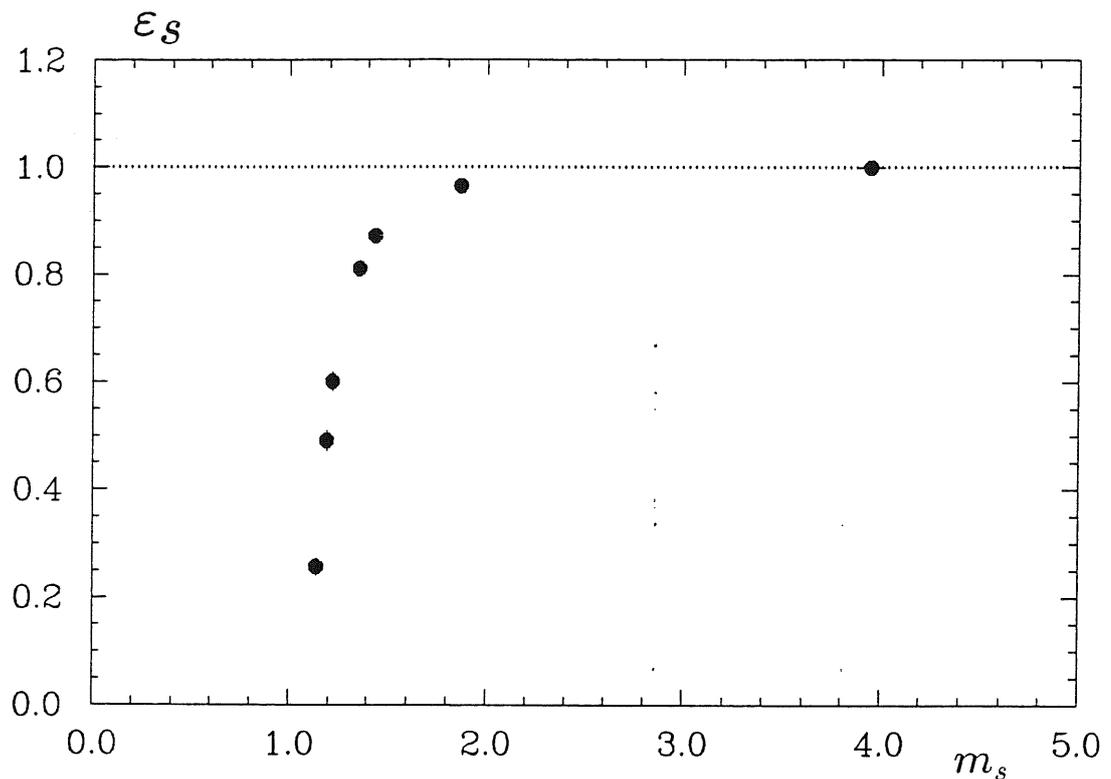


Abbildung 4.11: Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_s$  als Funktion der Multiplizität  $m_s$  für zwei veroderte Streifenebenen

Schwelle [mV]	Nachweiswahrscheinlichkeit	Multiplizität
0.83	$1.00 \pm 0.01$	$3.95 \pm 0.04$
1.16	$0.98 \pm 0.01$	$3.20 \pm 0.04$
1.67	$0.96 \pm 0.01$	$1.90 \pm 0.03$
2.10	$0.92 \pm 0.01$	$1.55 \pm 0.03$
2.40	$0.88 \pm 0.02$	$1.35 \pm 0.03$
2.70	$0.73 \pm 0.02$	$1.28 \pm 0.03$
3.00	$0.63 \pm 0.02$	$1.21 \pm 0.03$
4.16	$0.26 \pm 0.02$	$1.15 \pm 0.03$

Tabelle 4.3: Nachweiswahrscheinlichkeit und Multiplizität der Streifen veroderner Ebenen für verschiedene Schwellen

## 4.5 Verhalten bei nichtzentralem Einschub

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der bisher diskutierten Größen vom Einschubort untersucht. Dazu wurde, wie schon in Abschnitt 4.2 erläutert, ein Bereich von  $30\text{ mm}$  entlang der Drähte und senkrecht zu den Streifen in  $2\text{ mm}$ -Schritten abgetastet (siehe Abbildung 4.3).

Sämtliche hier gezeigten Messungen wurden für zwei verschiedene Ausleseschwellen der Streifenebenen durchgeführt. Es zeigt sich, daß die Ortsabhängigkeit der gemessenen Größen mit der angelegten Schwelle variiert.

In Abbildung 4.12 (a) ist die Nachweiswahrscheinlichkeit veroderter Streifenebenen als Funktion des Einschubortes dargestellt. Die Messungen mit der relativ niedrigen Ausleseschwelle von  $1.33\text{ mV}$  zeigen nahezu keine Ortsabhängigkeit, die Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt über den gesamten Bereich hinweg etwa  $99\%$ . Demgegenüber hat der Einschubort bei der Datennahme mit einer relativ hohen Schwelle von  $2.50\text{ mV}$  einen starken Einfluß auf das Ansprechen der Streifen. Wird der Elektronenstrahl auf das Zentrum eines Streifens ausgerichtet, erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $90\%$ . Im Gegensatz dazu liegt die erzielte Ausbeute nur bei  $80\%$ , wenn die Teilchen die Kammern zwischen zwei Streifen durchdringen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit variiert bei dieser Schwelle um nahezu  $10\%$ .

Die zugehörigen Werte der mittleren Multiplizität  $m_s$  sind in Abbildung 4.12 (b) aufgetragen. Es ist eine Ortsabhängigkeit für beide Ausleseschwellen erkennbar. Bei zentralem Einschub erhält man eine Multiplizität von etwa  $1.22$  für die niedrige und  $2.20$  für die hohe Schwelle. Werden die Kammern zwischen zwei Streifen getroffen, liegt die Multiplizität bei etwa  $1.51$  beziehungsweise  $2.43$ .

In Tabelle 4.4 sind die Werte zusammengefasst.

	1.33 mV Schwelle		2.50 mV Schwelle	
Durchgangsort	$\epsilon_s$	$m_s$	$\epsilon_s$	$m_s$
zentral	$0.99 \pm 0.01$	$2.20 \pm 0.04$	$0.90 \pm 0.01$	$1.22 \pm 0.05$
zw. zwei Streifen	$0.99 \pm 0.01$	$2.43 \pm 0.03$	$0.80 \pm 0.01$	$1.51 \pm 0.05$

Tabelle 4.4: Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_s$  und Multiplizität  $m_s$  der Streifen veroderter Ebenen bei zentralem und Einschub zwischen zwei Streifen

Um den Einfluß des Durchgangsortes zu verstehen, muß man die Verteilung der Streamerladung auf die einzelnen Streifen betrachten. Hierzu werden Messungen

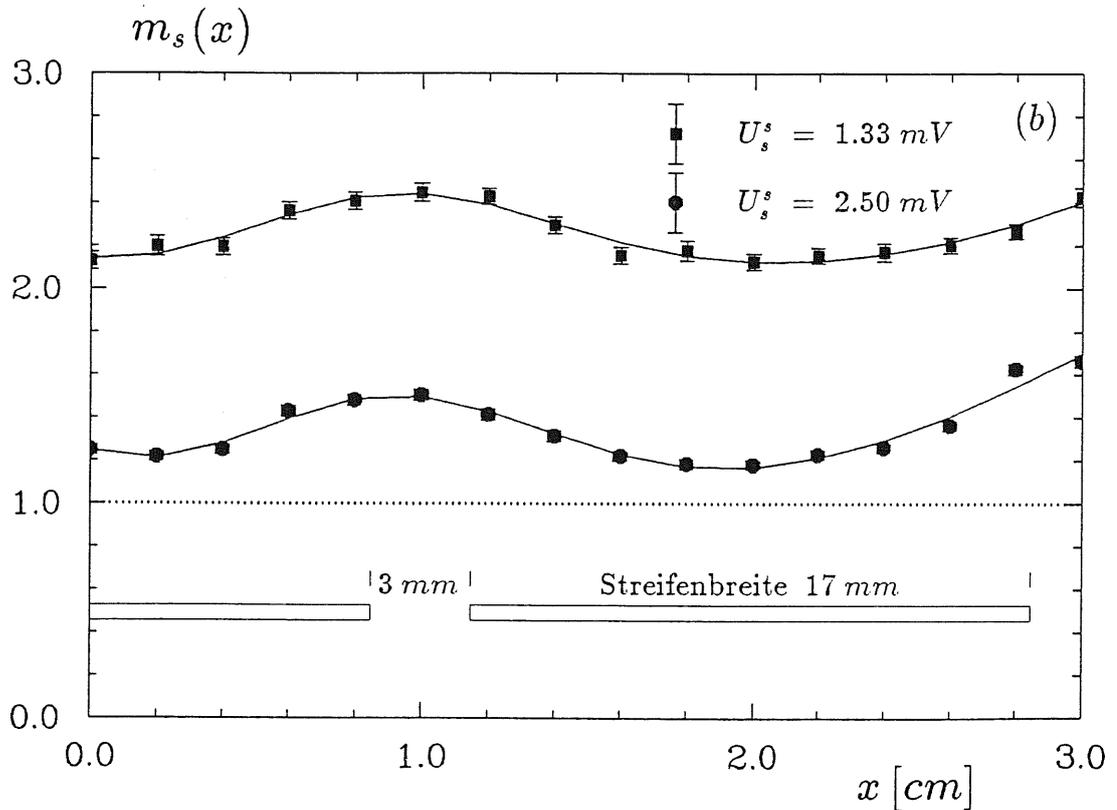
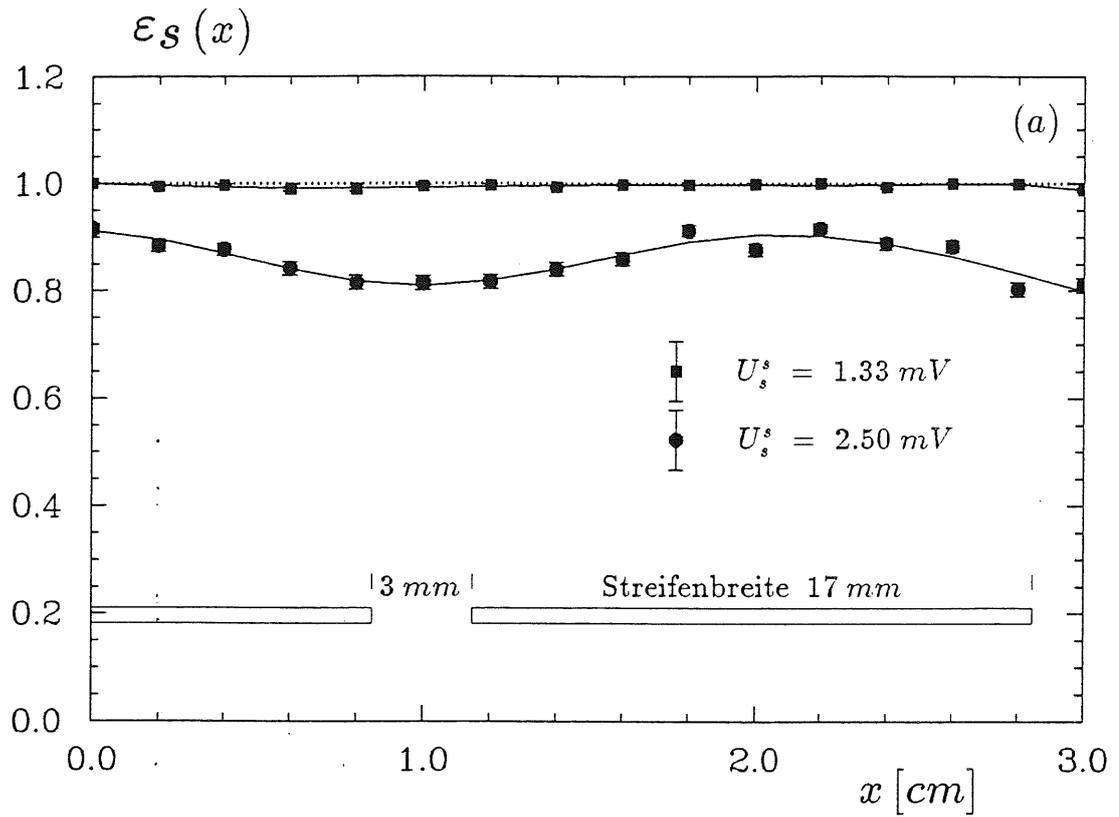


Abbildung 4.12: (a) Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_s$  und (b) Multiplizität  $m_s$  der Streifen verorderter Ebenen als Funktion des horizontalen Ortes  $x$  bei zwei verschiedenen Ausleseschwellen  $U_s^s$

benutzt, die mit der analogen Elektronik durchgeführt wurden [11]. Bei zentralem Einschub befindet sich etwa 50 % der influenzierten Ladung auf dem zentralen Streifen, während auf den benachbarten Streifen jeweils nur ein Anteil von etwa 20 % gesammelt wird. Werden die Kammern zwischen zwei Streifen getroffen, wird die Ladung größtenteils auf den beiden benachbarten Streifen deponiert. Der gesammelte Ladungsanteil beträgt dort jeweils etwa 40 %. Die darauffolgenden Streifen besitzen jeder nur noch etwa 10 % der Gesamtladung.

Wenn ein Elektron die Kammern zwischen den Streifen durchquert, erhalten zwei Streifen etwa den gleichen Ladungsanteil. Im Mittel ist die Multiplizität somit größer als bei zentralem Einschub. Da jedoch die Gesamtladung unabhängig vom Einschubort ist, erhält jeder der Streifen einen geringeren Ladungsanteil als der bei zentralem Durchgangsort getroffene Streifen. Es entscheidet die Wahl der Ausleseschwelle darüber, ob die Nachweiswahrscheinlichkeit bei dezentralem Einschub abnimmt.

Es besteht also bei höheren Schwellen die Möglichkeit, daß die Multiplizität bei dezentralem Einschub anwächst, die Nachweiswahrscheinlichkeit jedoch verringert wird (siehe Abbildungen 4.12).

Da auch bei diesen Messungen nur ein mittlerer Durchgangsort der Elektronen bestimmt werden konnte, sind die in den Abbildungen 4.12 sichtbaren Maxima und Minima verbreitert.

Der Einfluß des Drahtalters auf die obigen Ergebnisse soll jetzt untersucht werden. Es wurden die gleichen Daten wie schon in Abschnitt 4.2 benutzt. Abbildung 4.13 zeigt (a) die Nachweiswahrscheinlichkeit und (b) die Multiplizität für diesen Bereich. Trifft ein Elektron den Drahtalter, wird in der zugehörigen Kammer kein Streamer ausgelöst. Daraus folgt, daß in diesem Falle nur die zweite Streifen-ebene meßbare Signale liefert. Das Ergebnis entspricht der Auslese einer einzelnen Streifen-ebene (siehe Abbildungen 4.8 und 4.9). Die in Abbildung 4.13(a) dargestellte Nachweiswahrscheinlichkeit für die niedrige Schwelle zeigt dieses Verhalten deutlich. Die vormals konstante Ausbeute von nahezu 99 % nimmt im Zentrum des Drahtalters auf einen Wert von etwa 95 % ab (vergleiche hierzu Abbildung 4.8). Bei der hohen Schwelle wird das Minimum, welches durch den Drahtalter verursacht wird, aufgrund des in Abbildung 4.12(a) gezeigten Verhaltens deutlich zu der Position zwischen den beiden Streifen hin verschoben.

Die gemessene Multiplizitätsverteilung (Abbildung 4.13(b)) mit der Schwelle von  $2.50 \text{ mV}$  zeigt kaum eine Beeinflussung durch den Drahtalter, da bei der Auslese mit hohen Schwellen die Abweichungen zwischen den Multiplizitäten einer Ebene bzw. zweier veroderter Ebenen gering sind (siehe hierzu Abbildung 4.9). Die andere in Abbildung 4.13(b) sichtbare Kurve  $m_s(x)$  mit der niedrigen Schwelle zeigt wiederum eine Überlagerung der beiden Effekte.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Einschubort ebenso wie der Drahtal-

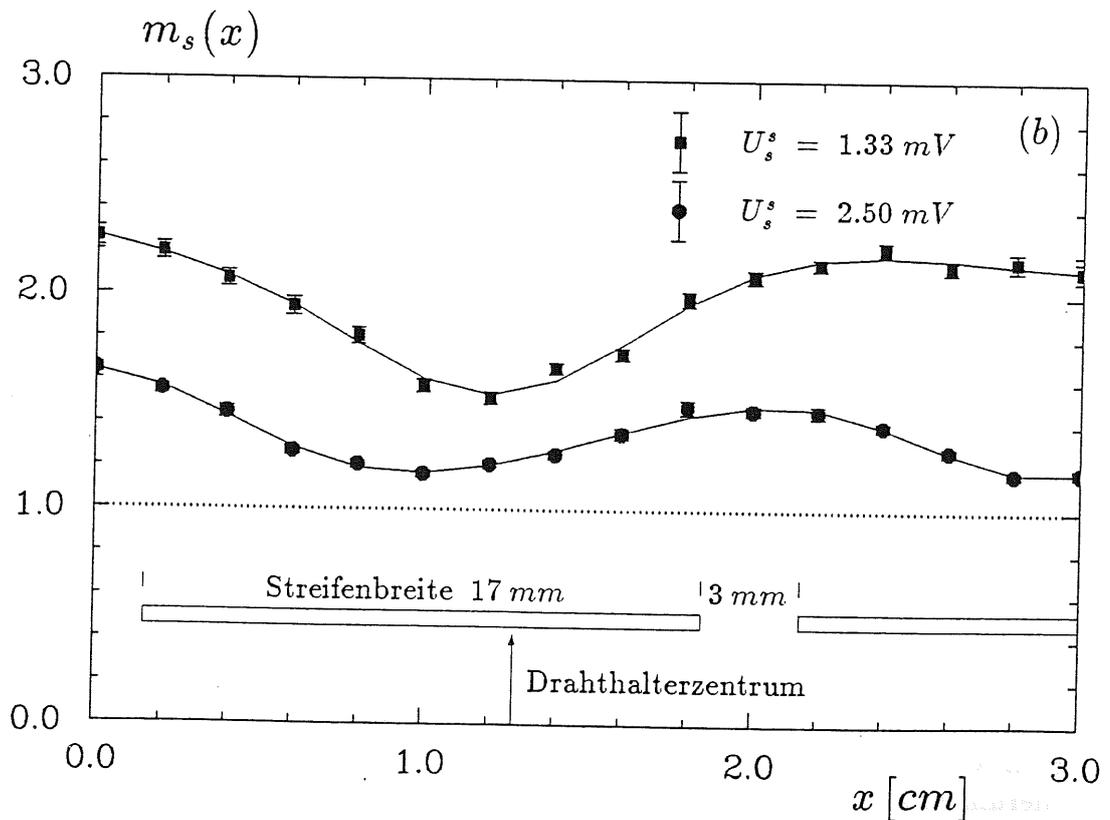
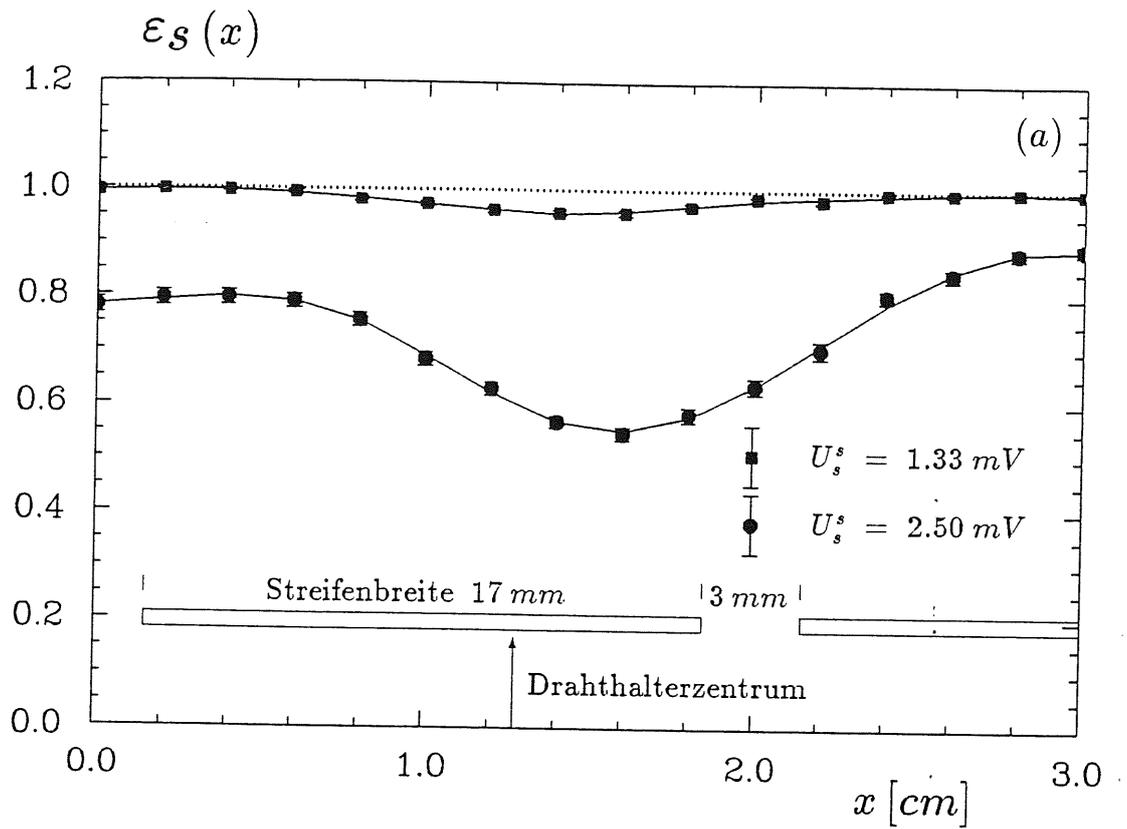


Abbildung 4.13: (a) Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_s$ , und (b) Multiplizität  $m_s$  der Streifen veroderter Ebenen als Funktion des horizontalen Ortes  $x$  bei zwei verschiedenen Ausleseschwellen  $U_s^s$  im Drahtalterbereich

ter einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die gemessenen Größen ausüben, der um so stärker wird, je höher man die Ausleseschwelle wählt. Der nichtzentrale Einschub bewirkt eine Erniedrigung der Nachweiswahrscheinlichkeit und eine Erhöhung der Multiplizität. Der Drahthalter führt bei veroderten Streifenebenen zu Ergebnissen, die der Auslese einer Einzelebene entsprechen.

## 4.6 Winkelabhängigkeit

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Draht- und Streifensignale von dem Einschubwinkel untersucht. Hierzu wurden die Kammern um eine Achse parallel zu den Streifen gedreht. Der Winkel  $\varphi$  wird bezüglich des Lots auf die Streamerrohrkammern gemessen. Der Elektronenstrahl wurde während dieser Messungen auf ein Streifenzentrum ausgerichtet. In Abbildung 4.14 ist die Vorgehensweise

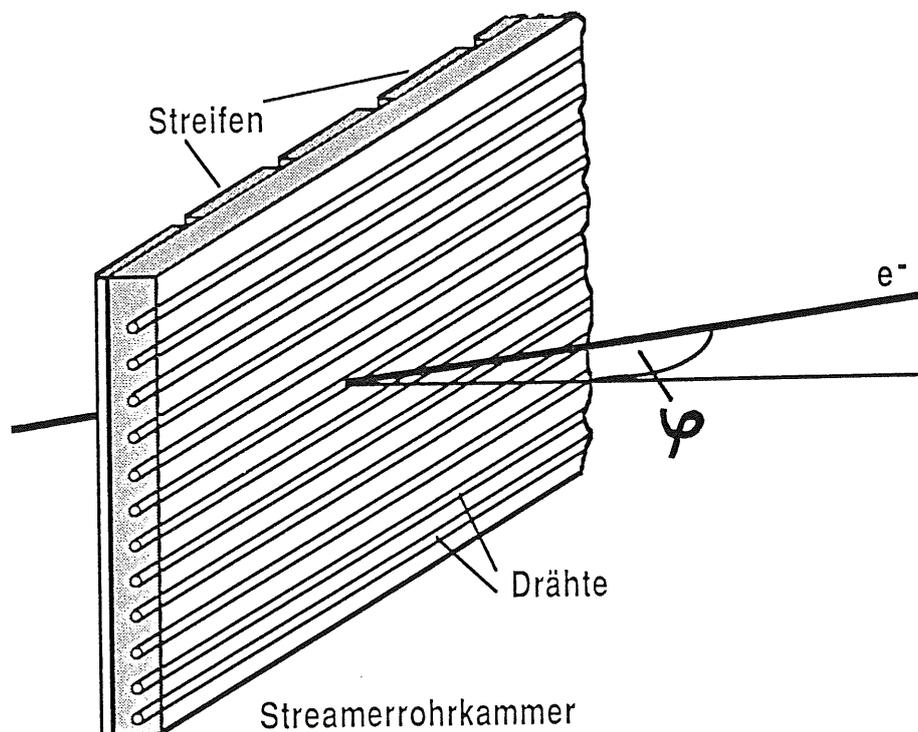


Abbildung 4.14: Schematische Vorgehensweise bei den Winkelmessungen

erläutert.

Zunächst wird die Auslese der Drähte diskutiert. In Abbildung 4.15(a) ist die experimentelle Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Ebene darge-

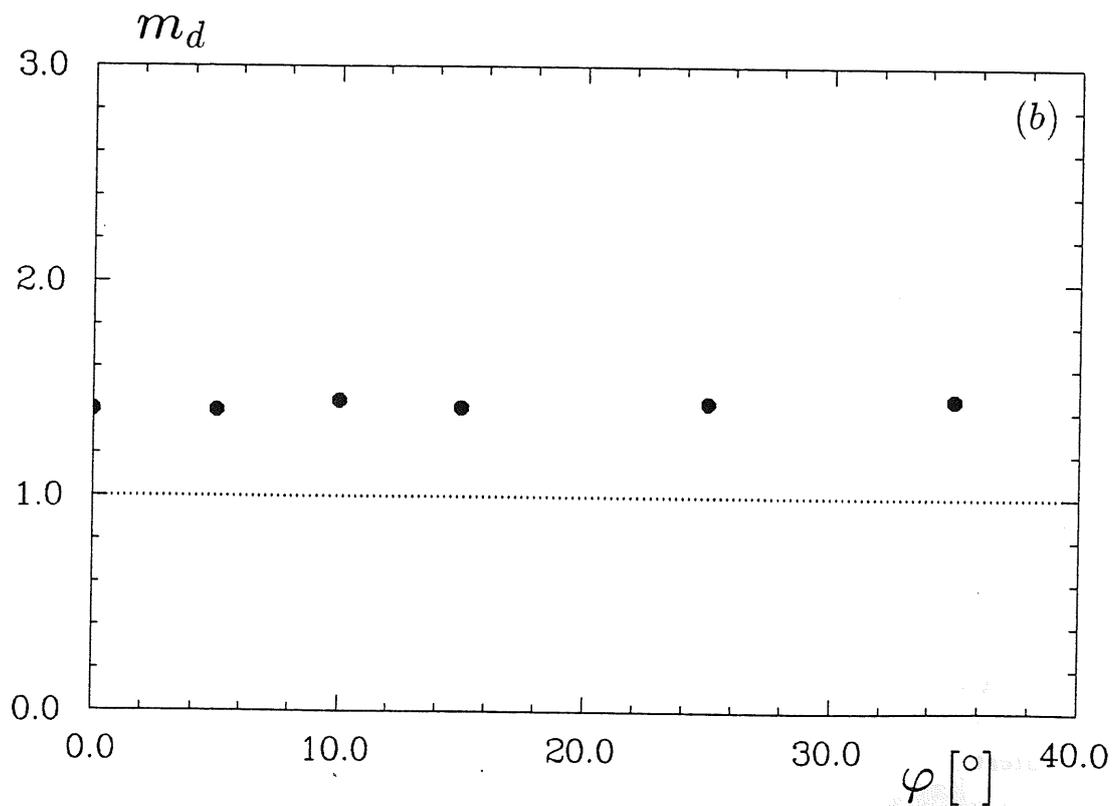
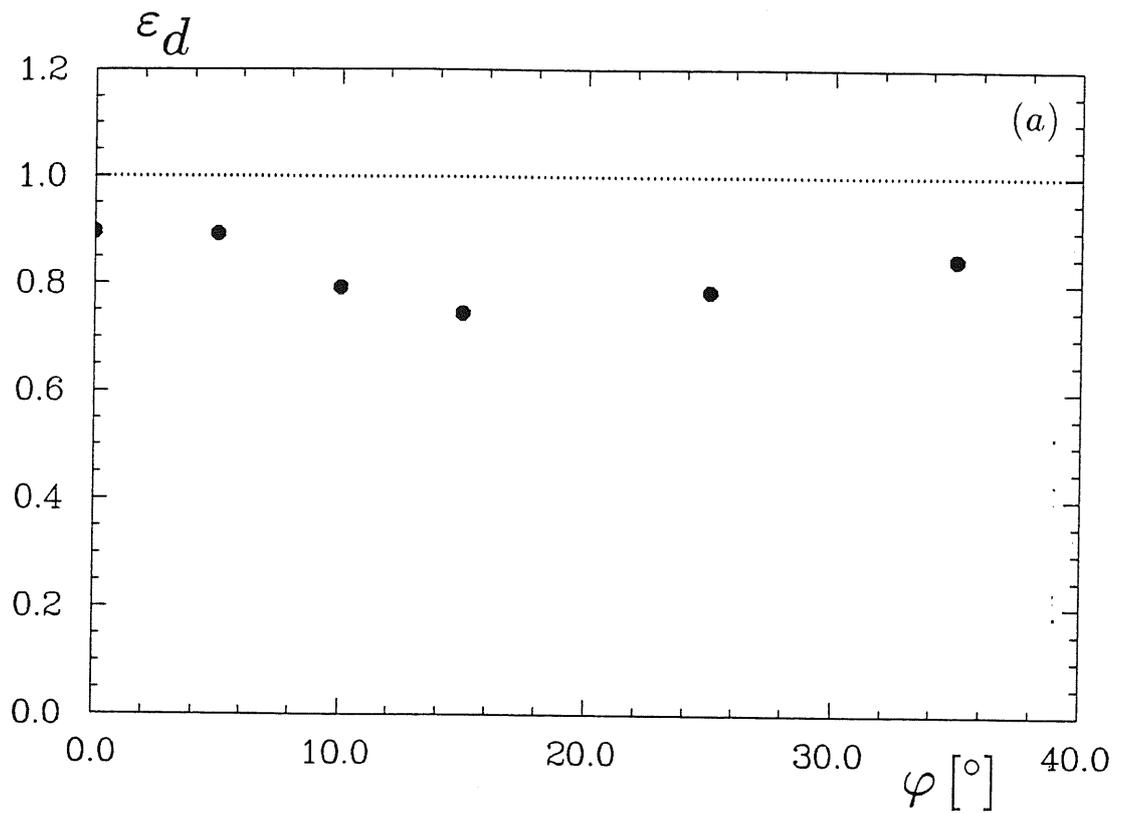


Abbildung 4.15: (a) Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_d$  und (b) Multiplizität  $m_d$  der Drähte einer Ebene als Funktion des Winkels  $\varphi$  bei  $U_s^d = 100 \text{ mV}$  und  $U = 4600 \text{ V}$ .

stellt. Die angelegte Hochspannung betrug  $4600\text{ V}$ , die Ausleseschwelle der Drähte lag bei  $100\text{ mV}$ .

Es lassen sich die folgenden beiden Effekte erkennen:

- eine Verringerung der Ausbeute um mehr als  $10\%$  innerhalb eines Winkelbereichs von  $5^\circ \leq \varphi \leq 15^\circ$ ,
- ein Wiederanstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit für Winkel  $\varphi \geq 15^\circ$ .

Im Vergleich dazu ist in Abbildung 4.15 (b) die Multiplizität für eine Drahtebene in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Man findet einen für alle Winkel nahezu konstanten Wert von etwa 1.4.

Um dieses Verhalten zu verstehen, muß der Einfluß des Winkels der Teilchenspur auf den Streamermechanismus untersucht werden.

Es wird zunächst der Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit diskutiert. Wie schon in Abschnitt 3.1.1 beschrieben wurde, ionisiert ein Primärteilchen das Zählgas unter Bildung sogenannter Ladungscluster. Ist die angelegte Hochspannung groß genug, wird aufgrund von Sekundärionisation eine Lawine ausgelöst. Der Übergang eines im Proportionalbereich arbeitenden Zählrohres in den Streamerbereich wird vollzogen, wenn die Dichte der dabei gebildeten positiven Raumladungswolke einen bestimmten Grenzwert überschreitet. Denn erst, wenn das äußere elektrische Feld nahezu vollständig abgeschirmt worden ist, kann durch Rekombinationsprozesse und darauffolgender Photoionisation ein Streamer ausgelöst werden.

Da jedoch die Größe der Raumladungswolke mit der Anzahl primärionisierter Teilchen verknüpft ist, zeigt die Hochspannung  $U_T$ , die den Übergang zwischen Proportionalbereich und Streamerbereich charakterisiert, ebenfalls eine Abhängigkeit von der Primärionisation [15]. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß innerhalb des Streamerbereichs kaum ein Einfluß der Primärionisation auf die gebildete Streamerladung zu verzeichnen ist [15].

Die mittlere Anzahl der Ladungscluster, die entlang der Spur eines die Streamerrohrkammern durchquerenden Teilchens gebildet wird, ist unabhängig vom Einschußwinkel. Wie jedoch in Abbildung 4.16 erkennbar ist, wächst die Projektion  $x$  der Cluster auf den Draht mit zunehmendem Winkel  $\varphi$ . Da jedes der erzeugten Elektronen zum Draht hin beschleunigt wird, vergrößert sich die Ausdehnung der positiven Raumladungswolke ebenfalls mit ansteigendem  $\varphi$ , während die Dichte der positiven Ionen abnimmt.

Somit kann der in Abbildung 4.15 (a) sichtbare Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit qualitativ wie folgt gedeutet werden. Für Winkel  $\varphi \geq 5^\circ$  nimmt die Dichte der zur Ausbildung eines Streamers beitragenden Ladungscluster im Mittel so stark ab, daß die Übergangsspannung  $U_T$  oberhalb einer Hochspannung von  $4600\text{ V}$  liegt. Man befindet sich unter diesen Bedingungen noch nicht im Bereich

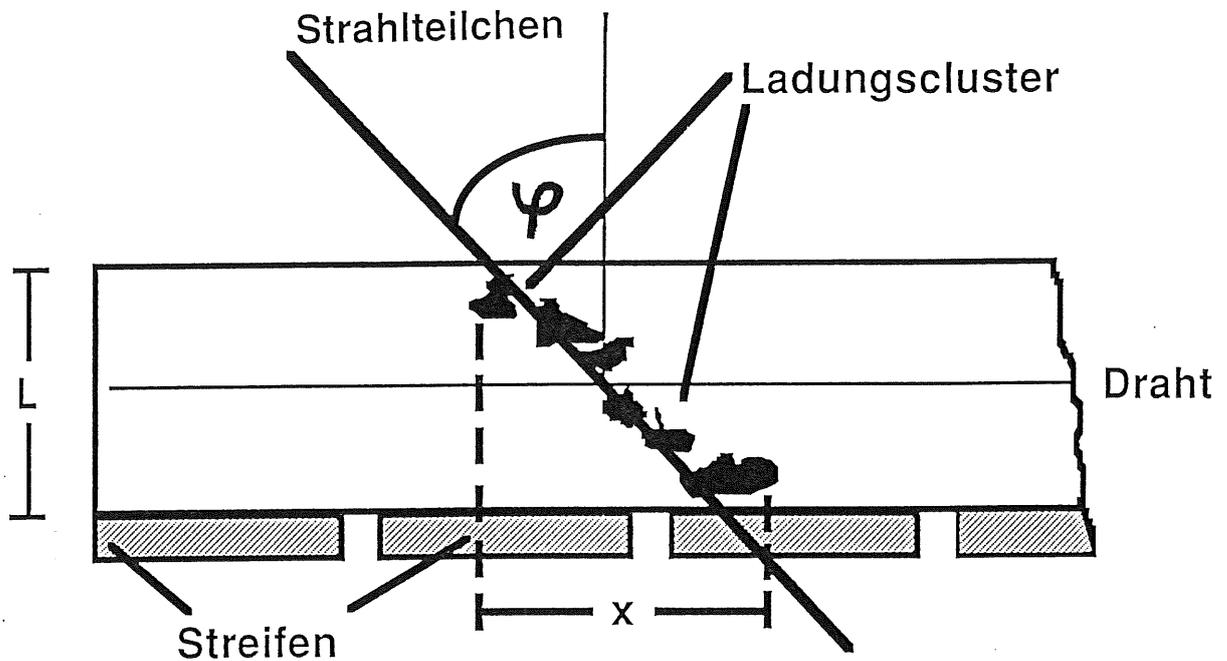


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung zur Erklärung des Abfalls der Nachweiswahrscheinlichkeit mit zunehmendem Einschußwinkel  $\varphi$

des Streamerplateaus.

Zur Bestätigung dieser Annahme ist in Abbildung 4.17 (a) die Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte einer Ebene als Funktion des Winkels für 4700 V und 4800 V aufgetragen. Deutlich erkennbar ist, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit nahezu keine Winkelabhängigkeit mehr aufweist.

In Abbildung 4.17 (b) ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte als Funktion der angelegten Hochspannung für einen Winkel von  $\varphi = 15^\circ$  dargestellt. Ebenfalls ist die Hochspannungskurve der Abbildung 4.1 mit der Schwelle von  $U_s^d = 100 mV$  bei einem Einschußwinkel von  $\varphi = 0^\circ$  verzeichnet. Die zum Plateaubeginn gehörende Hochspannung  $U_p$  verschiebt sich von  $U_p(\varphi = 0^\circ) = 4550 V$  auf einen Wert von  $U_p(\varphi = 15^\circ) = 4750 V$ .

Für diese These spricht weiterhin, daß bei Messungen mit kosmischer Strahlung das Streamerplateau für vergleichbare Ausleseschwellen erst bei etwa 4750 V erreicht werden konnte (siehe Diplomarbeit [16]). Die Ursache liegt darin, daß kosmische Myonen mit Winkeln innerhalb eines Intervalls von  $[0^\circ, 30^\circ]$  zu den Meßergebnissen beigetragen haben.

Der zweite sichtbare Effekt in der Abbildung 4.15 (a) ist der Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit für Winkel  $\varphi \geq 15^\circ$ . Er wird durch die Entstehung von

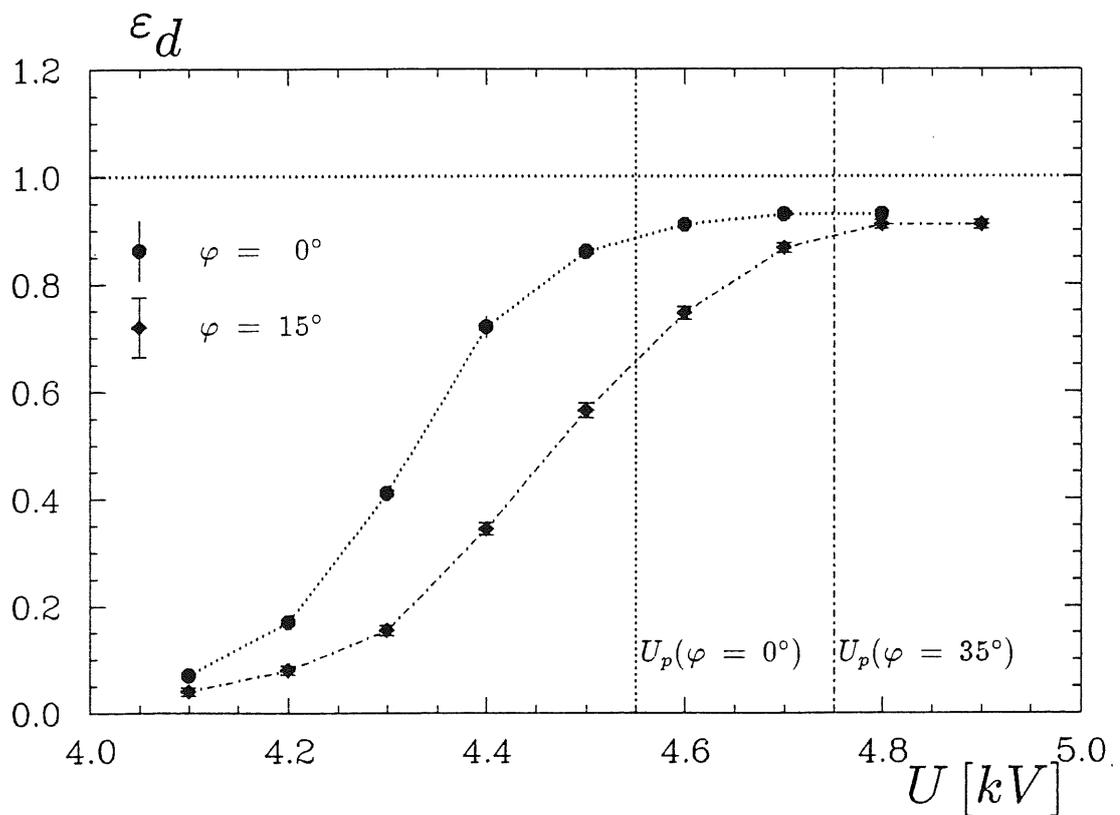
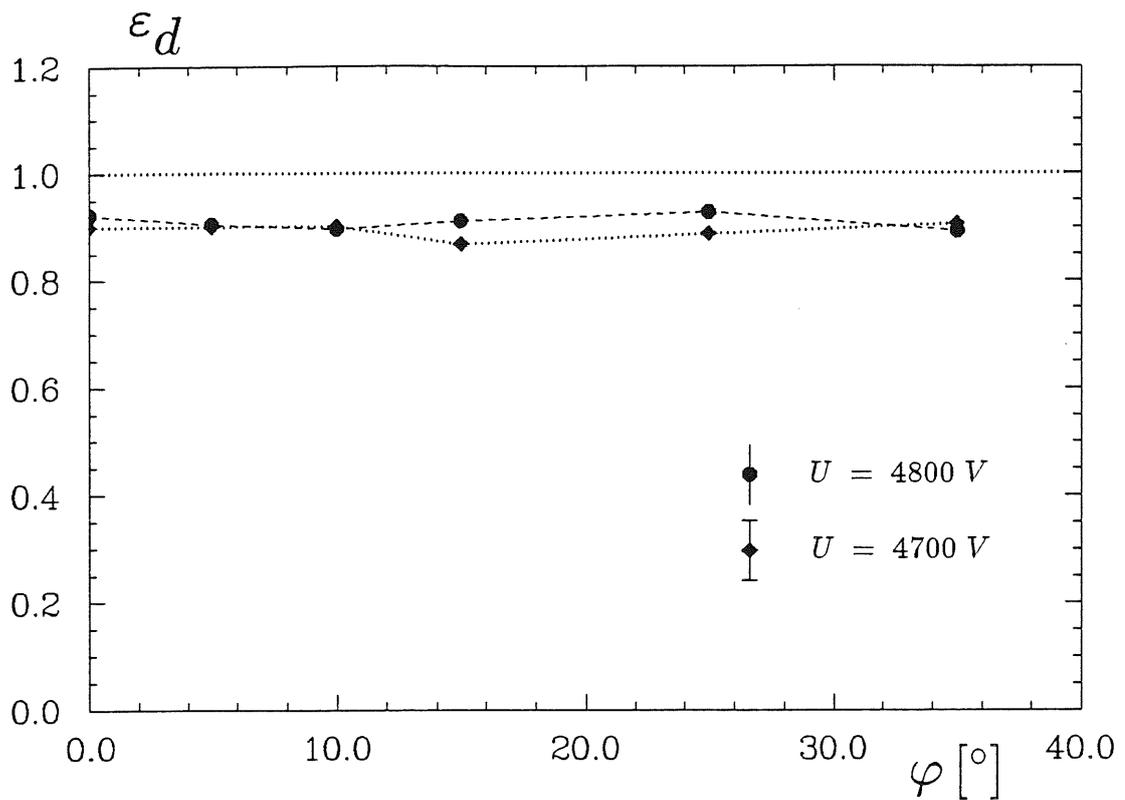


Abbildung 4.17: Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_d$  der Drähte einer Ebene (a) als Funktion des Einschßwinkels  $\varphi$  bei  $U = 4700 \text{ V}$  bzw.  $U = 4800 \text{ V}$  und (b) als Funktion der Hochspannung  $U$  für die Winkel  $\varphi = 0^\circ$  bzw.  $\varphi = 15^\circ$

Doppelpulsen verursacht.

Wie schon erwähnt, überdecken bei schräg verlaufenden Spuren die zum Draht driftenden Elektronencluster einen Bereich  $x$  auf den Draht, der mit dem Winkel  $\varphi$  anwächst (siehe Abbildung 4.16). Wird ein Streamer ausgelöst, bildet sich aufgrund der quasistationären, positiven Raumladung ein toter Bereich einer Breite von etwa  $2.5\text{ mm}$  (siehe Diplomarbeit [17]). Überschreitet die auf den Draht projizierte, effektive Clusterbreite  $x$  diesen Wert, besteht die Möglichkeit, daß in der gleichen Kammerzelle ein weiterer Streamer ausgebildet wird. Die Zeitverzögerung der beiden Pulse beträgt etwa  $60\text{ ns}$  [11]. Die Ursache ist darin zu suchen, daß die beiden Streamer in verschiedenen Entfernungen vom Draht gebildet werden und daher unterschiedliche Driftzeiten besitzen. Beide Pulsmaxima können mit Hilfe der analogen Auslese identifiziert werden. Der Zusammenhang zwischen dem Winkel und der auf den Draht projizierten Spurlänge ergibt sich aus der Kammergeometrie zu

$$\tan \varphi = \frac{x}{l}. \quad (4.8)$$

$l = 9\text{ mm}$  bedeutet die effektive Breite eines Streamerrohres (siehe Abschnitt 2.3). Somit ist ab einem Winkel von  $\varphi \approx 6.5^\circ$  die Ausbildung eines weiteren Streamers möglich. Mit zunehmendem Winkel wächst die Wahrscheinlichkeit der Bildung eines Doppelpulses und ab etwa  $15^\circ$  ist die daraus resultierende Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit größer als die oben diskutierte Abnahme. Daher erfolgt ein erneuter Anstieg.

Die Tabelle 4.5 zeigt den prozentualen Anteil der Doppelpulse in Abhängigkeit des

Winkel [Grad]	Anteil an Doppelpulsen
0.0	$0.10 \pm 0.02$
5.0	$0.10 \pm 0.02$
10.0	$0.12 \pm 0.02$
15.0	$0.20 \pm 0.03$
20.0	$0.22 \pm 0.04$
25.0	$0.25 \pm 0.05$
35.0	$0.40 \pm 0.05$

Tabelle 4.5: Anteil der Doppelpulse in Abhängigkeit des Einschufwinkels  $\varphi$  bei  $4550\text{ V}$ , entnommen der Diplomarbeit der analogen Auslese

Winkels, der der Diplomarbeit [11] mit analoger Auslese bei einer Hochspannung von 4550 V entnommen wurde.

Die Multiplizität der Drähte zeigt erwartungsgemäß keine Abhängigkeit vom Einschußwinkel (siehe Abbildung 4.15 (b)). Ereignisse, bei denen mehr als ein Draht angesprochen hat, wurden von Elektronenschauern verursacht, die auf dem Weg zu den Kammern gebildet worden sind.

Jetzt soll das Verhalten der Streifenauslese untersucht werden. Dazu sind in Abbildung 4.18 (a) die Nachweiswahrscheinlichkeit und (b) die Multiplizität für die veroderten Streifenebenen als Funktion des Einschußwinkels aufgetragen. Die angelegte Ausleseschwelle betrug 1.33 mV, die Hochspannung 4600 V.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit zeigt das gleiche charakteristische Verhalten, welches schon die Auslese der Drahtebenen ergeben hat (siehe Abbildung 4.15 (a)). Die Multiplizität der Streifen besitzt ebenfalls eine deutliche Winkelabhängigkeit. Der Rückgang der Multiplizität im Winkelintervall  $0^\circ \leq \varphi \leq 15^\circ$  folgt aus der Erklärung des Abfalls der Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Intervall. Liegt die verwendete Hochspannung unterhalb des Streamerplateaus, sind die Drahtpulse und somit die auf den Streifen influenzierten Ladungen niedriger.

Der in Abbildung 4.18 (b) erkennbare, starke Anstieg der Multiplizität für Winkel  $\varphi \geq 15^\circ$  hat die folgenden zwei Gründe:

- Durch den zunehmenden Anteil an Mehrfachpulsen vergrößert sich die entstehende Ladung und verteilt sich aufgrund der ebenfalls zunehmenden Ausdehnung entlang der Drähte über mehrere Streifen.
- Mit zunehmendem Winkel wächst die Differenz der beiden Durchgangsorte  $x_1$  und  $x_2$  durch die beiden Streifenkammern (siehe Abbildung 4.19). Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, daß die Streifen der beiden Ebenen, die ein Signal geben, nicht mehr hintereinanderliegen. Aufgrund der Veroderung der Kammern äußert sich dies in einer erhöhten Multiplizität.

Zur Bestätigung der beiden obigen Behauptungen wird die schon in Abschnitt 3.3.2 erläuterte, getrennte Auslese mehrerer Zeitscheiben benutzt. Es werden nur die beiden für die Untersuchungen relevanten Zeitfenster  $t_1$  und  $t_2$  diskutiert.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit in einer Zeitscheibe  $t_i$  ist definiert als das Verhältnis zwischen der Anzahl der im Fenster  $t_i$  nachgewiesenen Ereignisse und der Anzahl der Ereignisse, die bei veroderter Auslese beider Zeitfenster registriert worden wären. Die Multiplizität in einer Zeitscheibe wird nur aus den Ereignissen dieser Scheibe ermittelt. In Abbildung 4.20 sind in (a) und (b) die Nachweiswahrscheinlichkeiten und in (c) und (d) die Multiplizitäten der beiden Zeitfenster dargestellt. Es handelt sich um die gleichen in der Abbildung 4.18 gezeigten Daten. Der durch die Doppelpulse verursachte Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit für Winkel  $\varphi \geq 15^\circ$  ist praktisch nur in der späteren Zeitscheibe  $t_2$  erkennbar.

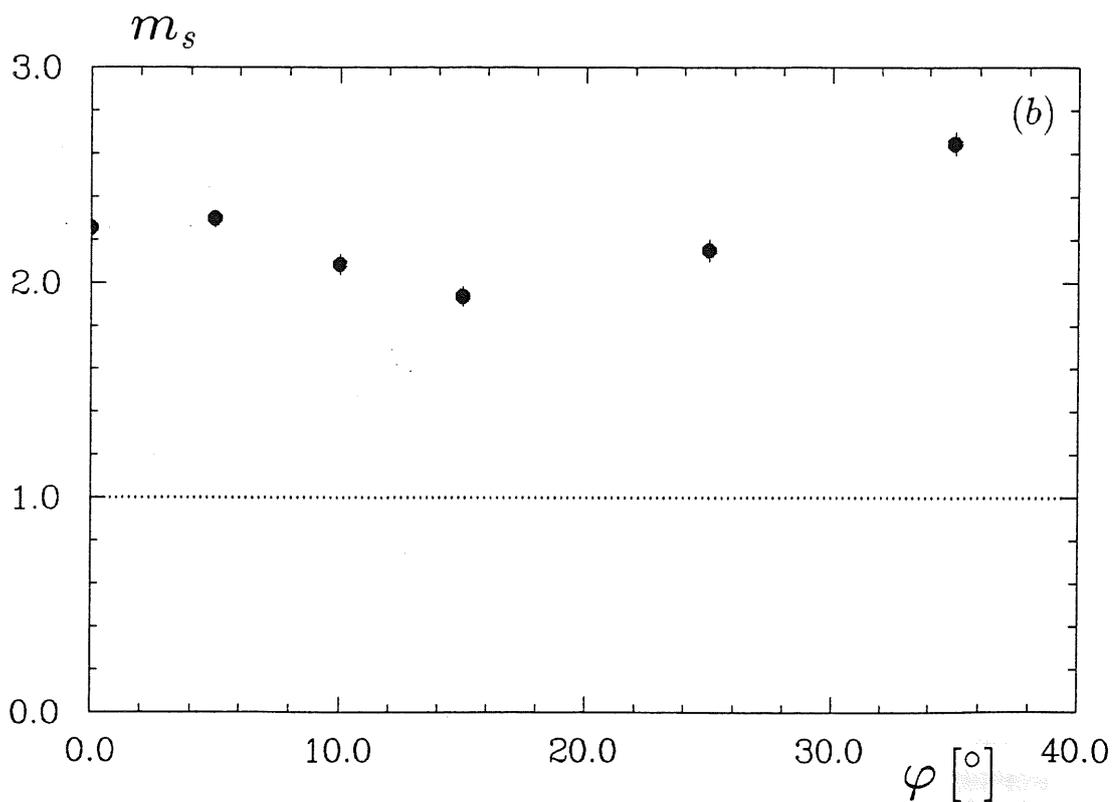
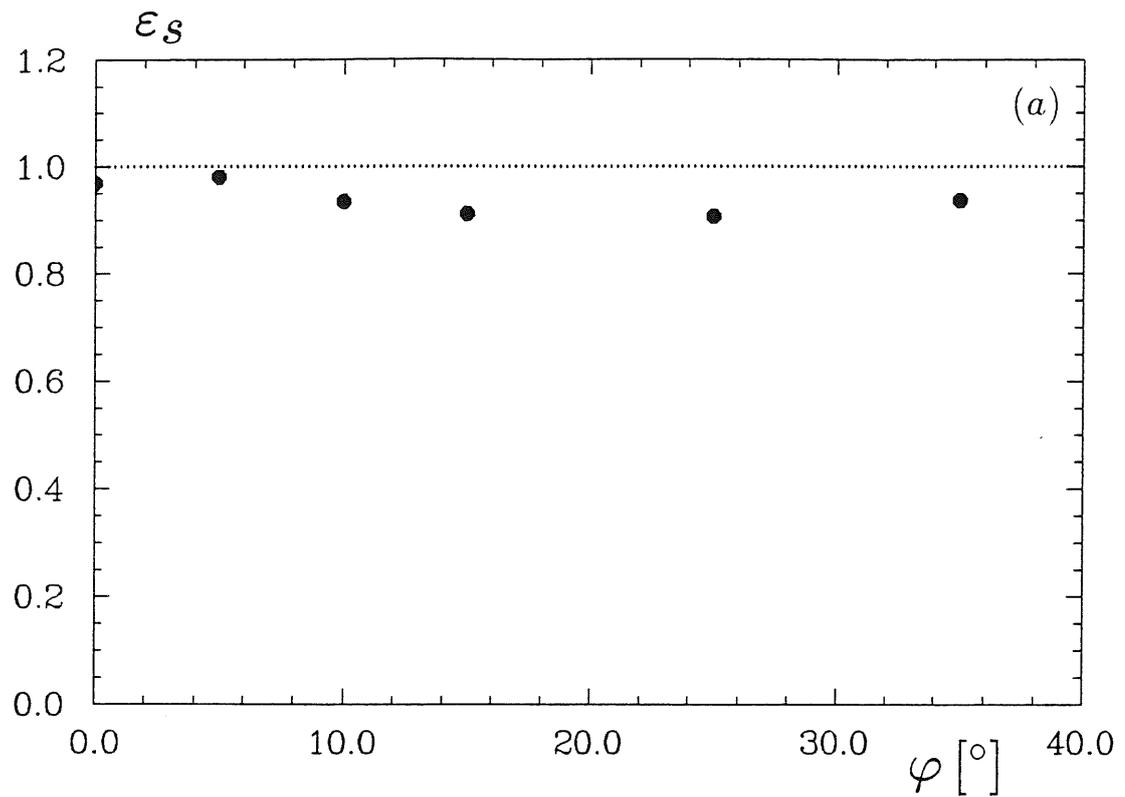


Abbildung 4.18: (a) Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_s$ , und (b) Multiplizität  $m_s$ , der Streifen veroderter Ebenen als Funktion des Winkels  $\varphi$  bei  $U_s^* = 1.33 \text{ mV}$  und  $U = 4600 \text{ V}$ .

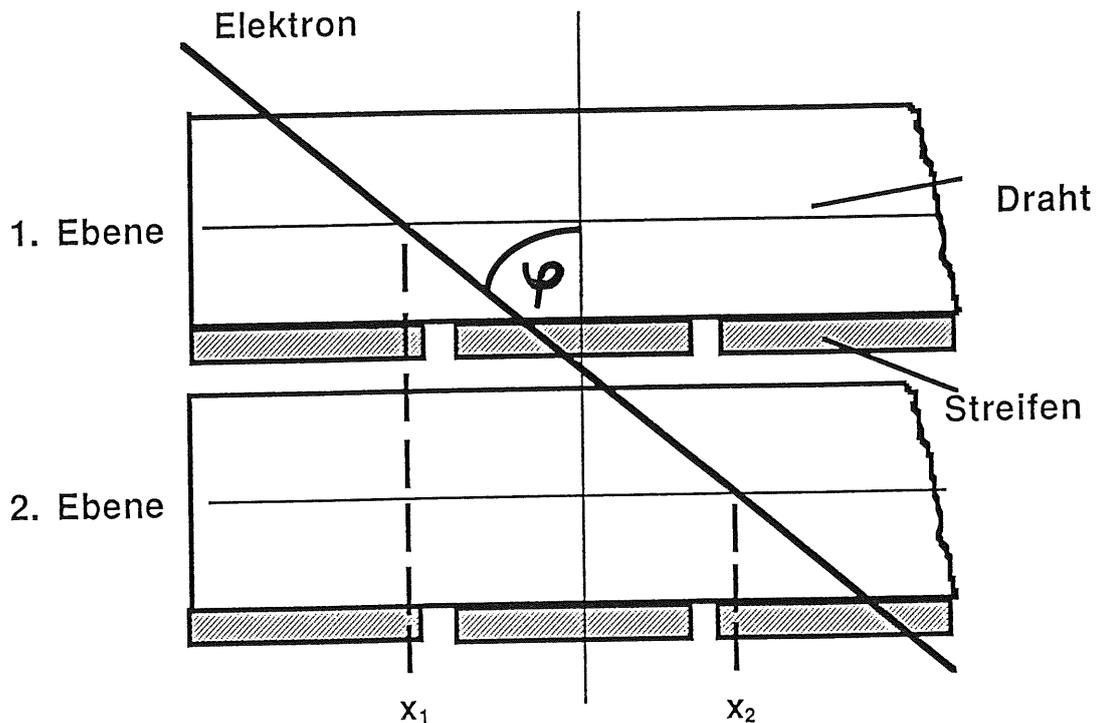


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung zur Erklärung der Multiplizitätserhöhung aufgrund der Veroderung der Streifenebenen

(siehe Abbildungen 4.20 (a),(b)). Verständlich wird dies unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Zeitdifferenz der Pulsmaxima eines Doppelpulses etwa  $60\text{ ns}$  beträgt. Folglich kann der in Abbildung 4.20 (c) deutlich erkennbare Anstieg der Multiplizität in der ersten Zeitscheibe nicht durch die Doppelpulse verursacht worden sein. Er muß durch das in Abbildung 4.19 skizzierte Verhalten begründet werden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Einschußwinkel einen sichtbaren Einfluß auf die gemessenen Observablen ausübt. Die für den Übergang zwischen Proportional- und Streamerbereich charakteristische Hochspannung  $U_T$  wächst mit zunehmendem Winkel. Aufgrund der Bildung von Mehrfachpulsen erhöhen sich die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Multiplizität der Streifen mit ansteigendem Winkel  $\varphi$ . Die Veroderung von Streamerrohrkammern führt bei nicht senkrecht zu den Kammern verlaufenden Teilchenbahnen zu einer Erhöhung der Multiplizität, da die Streifen beider Ebenen, die ein Signal geben, nicht mehr vollständig hintereinanderliegen.

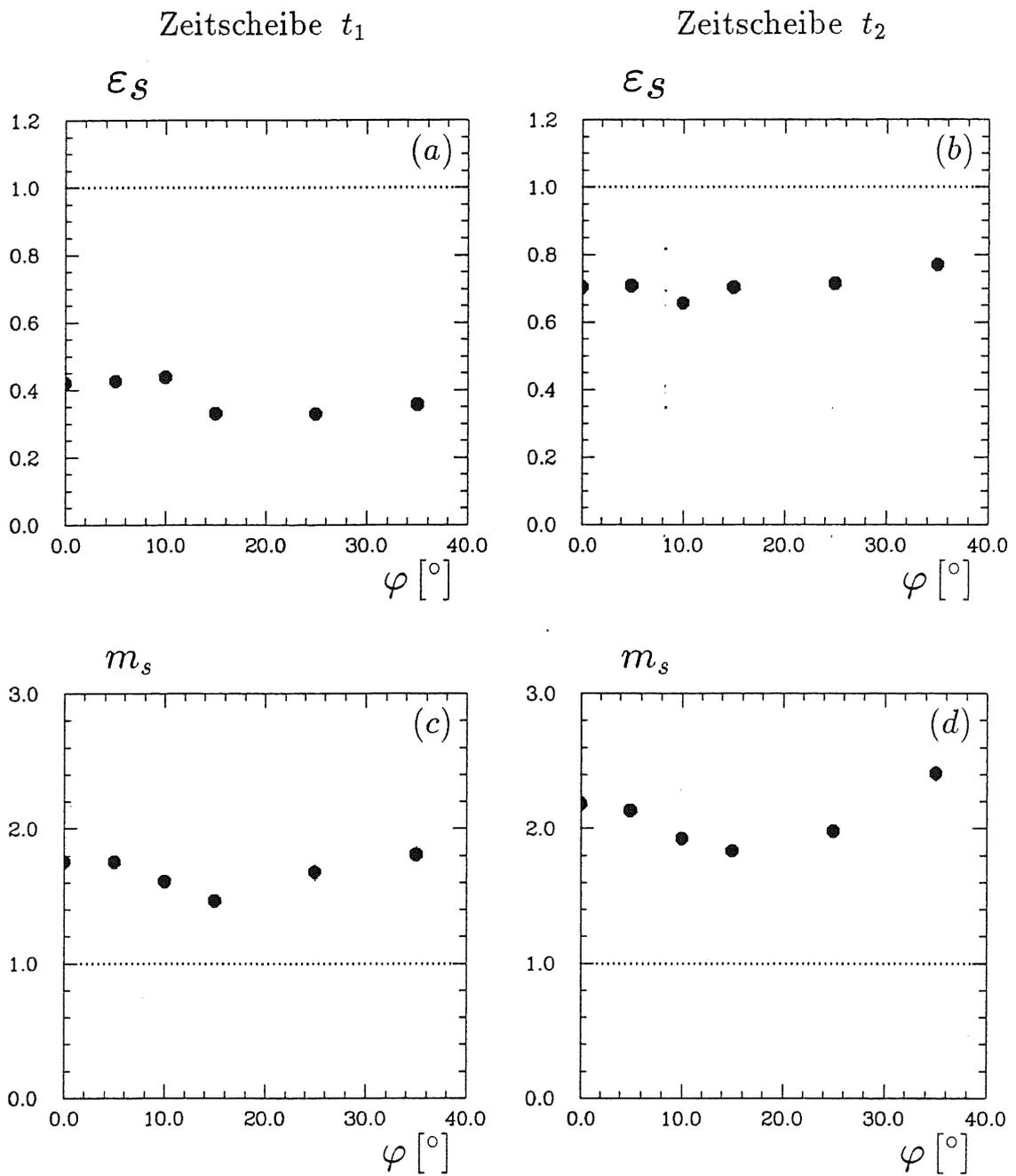


Abbildung 4.20: (a),(b) Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_s$ , und (c),(d) Multiplizität  $m_s$  verordeter Streifenebenen als Funktion des Winkels  $\varphi$  für zwei aufeinanderfolgende Zeitscheiben  $t_1$  und  $t_2$  bei  $U_s^s = 1.33 \text{ mV}$  und  $U = 4600 \text{ V}$

## 4.7 Bestimmung der Ortsauflösung

Dieser Abschnitt behandelt die mit der digitalen Auslese erreichbare Ortsauflösung der Streifenebenen.

Ein grundlegendes Problem ist die bereits mehrfach erwähnte Tatsache, daß am Teststrahl keine Möglichkeit bestand, den Durchgangsort eines einzelnen Teilchens zu bestimmen. Mit Hilfe der ermittelten Strahlbreite von  $\sigma_{Strahl} = 0.44 \pm 0.03 \text{ cm}$  (siehe Abschnitt 4.2) wird sich die experimentell erreichbare Auflösung  $\sigma_{exp}$  als eine Faltung der Ortsauflösung  $\sigma$  mit  $\sigma_{Strahl}$  ergeben.

$$\sigma_{exp} = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_{Strahl}^2} \quad (4.9)$$

Zunächst werden die Residuen-Verteilungen in Abhängigkeit der angelegten Ausleseschwelle betrachtet, die man erhält, wenn sich der mittlere Durchgangsort  $\bar{x}$  der Teilchen im Zentrum eines Streifens befindet.

Ein Residuum  $R_i$  ist in diesem Falle die Differenz zwischen  $\bar{x}$  und dem durch Mittelwertbildung über die angesprochenen Streifen berechneten Durchgangsort  $x_i$  des Elektrons eines Ereignisses.

$$R_i = \bar{x} - x_i \quad (4.10)$$

Ein typisches Residuen-Histogramm ist in Abbildung 4.21 (a) dargestellt. Die diskrete Verteilung entsteht aufgrund der gegebenen Streifenbreite von  $17 \text{ mm}$ . Das Bin mit  $R_i \approx 0 \text{ cm}$  der Abbildung 4.21 wird von Ereignissen der Multiplizität  $m_s = 1$  erzeugt, während die Bineinträge von  $R_i \approx \pm 1 \text{ cm}$  aus Ereignissen mit  $m_s = 2$  resultieren.

Für die mittlere quadratische Abweichung (RMS) der Residuen-Verteilungen ergibt sich die in Abbildung 4.21 (b) dargestellte Abhängigkeit von der gewählten Ausleseschwelle der Streifen.

Die Breite des Teststrahls bewirkt, daß sich selbst bei hohen Schwellen noch ein RMS von etwa  $0.6 \text{ cm}$  ergibt.

Um die Ortsauflösung  $\sigma_{exp}$  eines Streifens bestimmen zu können, müssen auch die Residuen-Verteilungen nichtzentraler Durchschußorte  $\bar{x}$  bestimmt werden. Dazu wurde in  $2 \text{ mm}$ -Schritten eine Streifenbreite von  $17 \text{ mm}$  entlang der Drähte abgetastet. An jedem Datenpunkt wurden 500 Ereignisse analysiert. Die daraus resultierende Residuen-Verteilung ist in Abbildung 4.22 dargestellt.

Durch Anpassung einer Gauss-Funktion, die ebenfalls in Abbildung 4.22 dargestellt ist, konnte die Ortsauflösung  $\sigma_{exp}$  ermittelt werden.

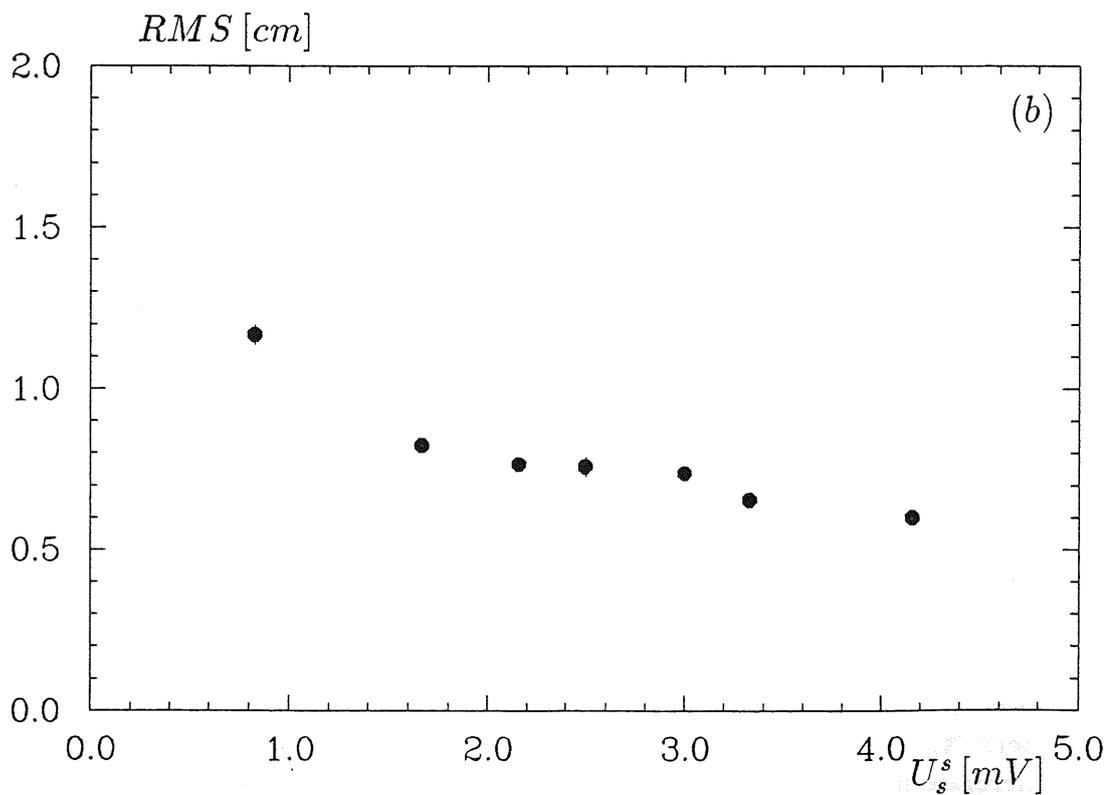
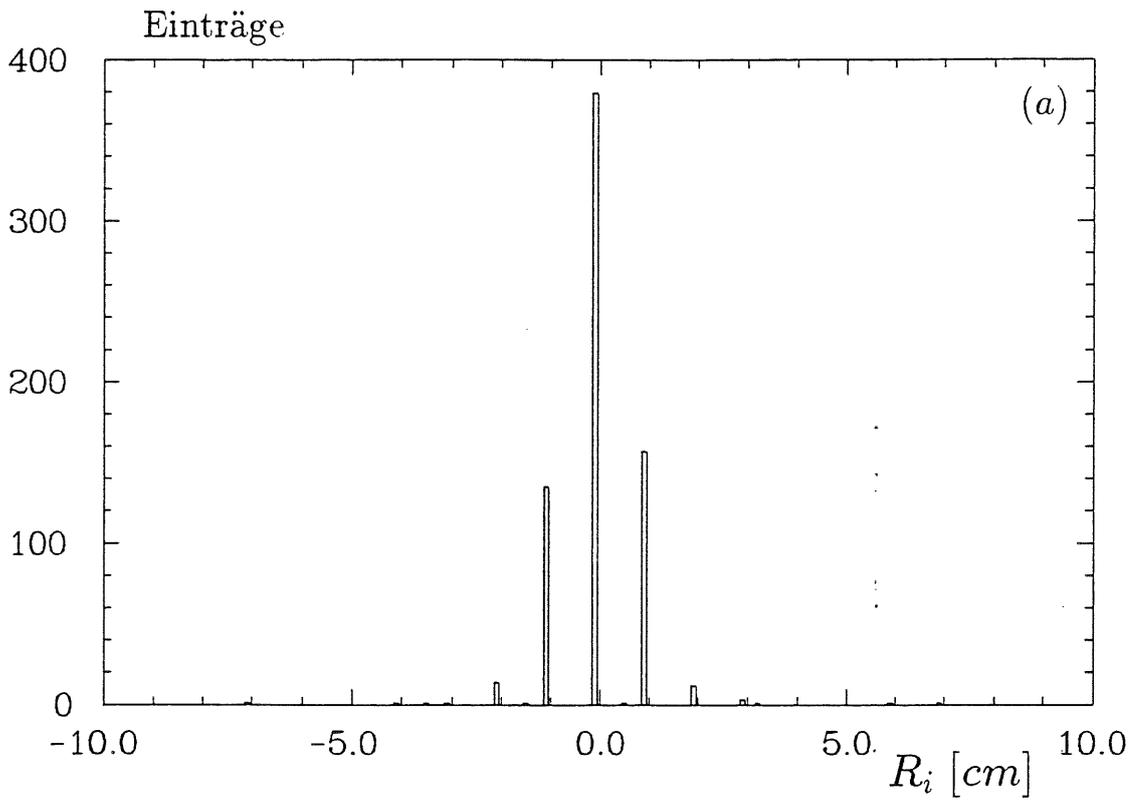


Abbildung 4.21: (a) Residuen-Verteilung  $R_i$  einer Datennahme bei zentralem Einschub mit einer Ausleseschwelle  $U_s^s = 1.67$  mV und (b) die mittlere quadratische Abweichung der Residuen-Verteilungen als Funktion der Ausleseschwelle  $U_s^s$

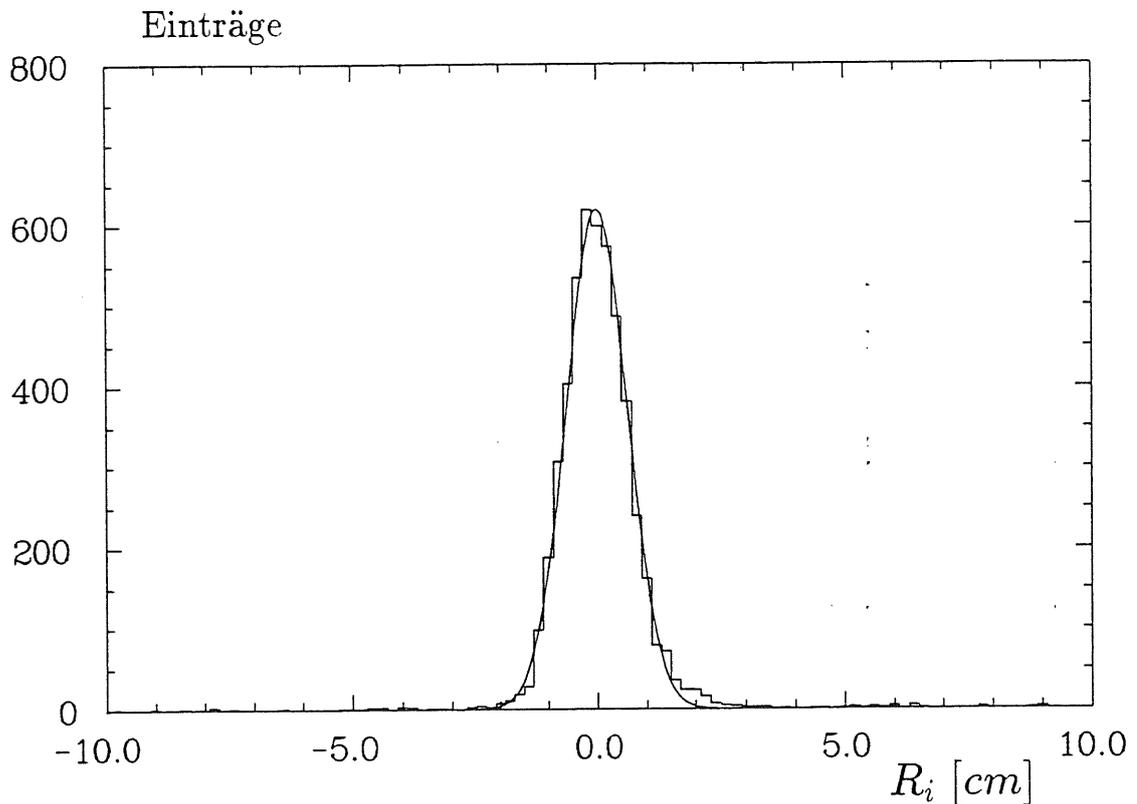


Abbildung 4.22: Residuen-Verteilung  $R_i$  zur Bestimmung der Ortsauflösung mit einer Ausleseschwelle  $U_s^s = 2.50 \text{ mV}$

In Tabelle 4.6 ist die experimentell bestimmte Auflösung für zwei verschiedene

$U_s^s \text{ [mV]}$	$\sigma_{exp} \text{ [cm]}$
1.33	$0.68 \pm 0.01$
2.50	$0.67 \pm 0.01$

Tabelle 4.6: Ortsauflösung  $\sigma_{exp}$  in Abhängigkeit der Ausleseschwelle

Ausleseschwellen eingetragen. Die Werte weisen keine erkennbare Abhängigkeit von der Schwelle auf. Denn obwohl die Ereignisse der Multiplizität  $m_s = 2$  bei zentralem Einschub zu einer Verbreiterung der Residuen-Verteilungen führen, sind es diese Ereignisse, mit denen der Durchgangsort am Rande eines Streifens genauer bestimmt werden kann.

Mit Hilfe von Gleichung (4.9) berechnet man aus  $\sigma_{exp}$  die Ortsauflösung  $\sigma$  der digitalen Streifenanalyse zu

$$\sigma = 0.50 \pm 0.01 \text{ cm} . \quad (4.11)$$

Hierbei muß jedoch berücksichtigt werden, daß die ermittelte Strahlbreite ein Richtwert ist.

Die erreichbare Grenzauflösung der Streifen kann mit den folgenden Überlegungen ermittelt werden. Vorausgesetzt sei, daß der Durchgangsort des Elektrons eines jeden Ereignisses genau festgelegt werden kann. Betrachtet man nur Ereignisse einer festen Multiplizität, geht die Residuen-Verteilung der Abbildung 4.22 in einen Kasten mit einer Breite von  $17 \text{ mm}$  über. Daraus ergibt sich die statistisch gegebene Grenzauflösung von

$$\sigma_{Grenz} = \frac{1.7 \text{ cm}}{\sqrt{12}} = 0.49 \text{ cm} . \quad (4.12)$$

Aufgrund der in Abschnitt 4.2 bestimmten Strahlbreite von  $\sigma_{Strahl} = 0.44 \pm 0.03 \text{ cm}$ , ergibt sich durch Faltung eine am Teststrahl maximal erreichbare Auflösung von

$$\sigma_{exp\ Grenz} = \sqrt{\sigma_{Grenz}^2 + \sigma_{Strahl}^2} = 0.66 \text{ cm} . \quad (4.13)$$

Die so ermittelte Grenzauflösung bezieht sich jedoch nur auf Ereignisse mit einer festen Multiplizität. Die Tatsache, daß bei Durchschußorten in der Umgebung eines Streifenzentrums größtenteils nur ein Streifen anspricht, im Bereich eines Streifenrandes jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit zwei Streifen ein Signal geben, führt zu einer besseren Auflösung.

Abschließend soll die Abhängigkeit der Ortsauflösung von dem Einschußwinkel  $\varphi$  diskutiert werden. Bei diesen Untersuchungen wurde ebenfalls in  $2 \text{ mm}$ -Schritten eine Streifenbreite von  $17 \text{ mm}$  entlang der Drähte abgetastet. Abbildung 4.23 zeigt die berechneten Werte für  $\sigma_{exp}$  bei zwei verschiedenen Ausleseschwellen und einer Hochspannung von  $U = 4600 \text{ V}$ . Man erkennt deutlich eine Verschlechterung der Auflösung mit zunehmendem Winkel  $\varphi$ .

Die Ursache ist im Verhalten der Streamerpulse als Funktion des Winkels zu suchen (siehe Abschnitt 4.6). Der Einschuß unter einem Winkel  $\varphi$  bewirkt einerseits eine Erhöhung des Anteils der Doppelpulse und andererseits einen Zuwachs der Multiplizität infolge der Veroderung der Streifenebenen. Ferner steigt die auf den

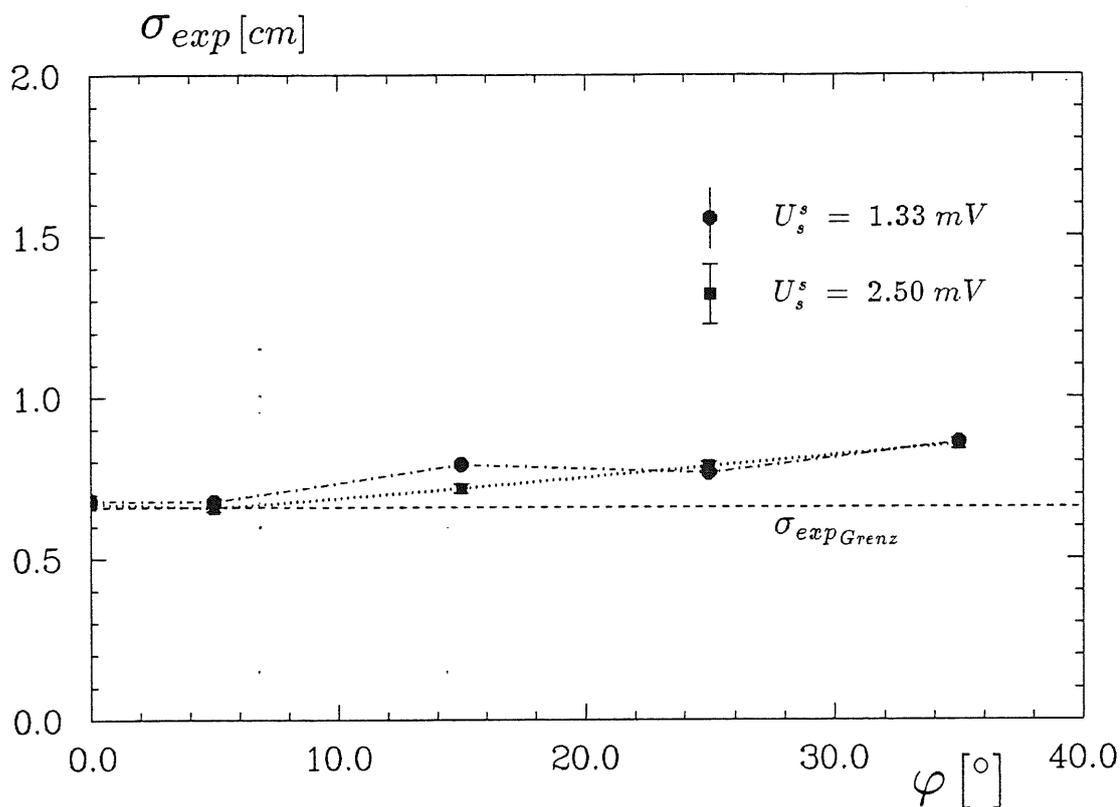


Abbildung 4.23: Ortsauflösung  $\sigma_{exp}$  als Funktion des Einschufwinkels  $\varphi$  für zwei verschiedene Ausleseschwellen  $U_s^s$  und einer Hochspannung von  $U = 4600$  V

Draht projizierte Spurlänge des durchgehenden Teilchens mit zunehmendem Winkel. Alle genannten Effekte tragen dazu bei, daß der Ort der Streamerbildung und damit der durch Mittelwertbildung über die angesprochenen Streifen berechnete Durchgangsort zunehmend von dem tatsächlichen Durchgangsort abweichen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die am Teststrahl erreichte Ortsauflösung aufgrund des Strahlprofils bei  $\sigma_{exp} = 0.67 \pm 0.01$  cm liegt.

Mit Gleichung (4.9) ergibt sich daraus für das H1-Experiment mit der digitalen Streifenauslese eine Auflösung von  $\sigma = 0.50 \pm 0.01$  cm.

Die Ortsauflösung zeigt keine erkennbare Abhängigkeit von der gewählten Ausleseschwelle und ist somit in diesem Bereich unabhängig von der Multiplizität. Mit zunehmendem Einschufwinkel  $\varphi$  wird eine Verschlechterung der Auflösung sichtbar [9].

## 4.8 Äußere Einflüsse

Zum Abschluß sollen noch einige aufgrund äußerer Einwirkungen mögliche, systematische Einflüsse auf die gemessenen Größen diskutiert werden.

### Luftdruck und Temperatur

Der Streamermechanismus zeigt eine für Gasverstärkungsmechanismen typische Abhängigkeit von der Dichte des benutzten Gases: mit zunehmender Gasdichte verringert sich die Gasverstärkung aufgrund kürzerer freier Weglängen der Elektronen. Somit ist zu erwarten, daß die hier untersuchten Größen eine nicht vernachlässigbare Abhängigkeit von dem Luftdruck und der Temperatur aufweisen [18]. Da eine Normierung der Ergebnisse nur bezüglich der Streamerladungen vollzogen werden kann, konnten die Messungen der digitalen Auslese nicht korrigiert werden.

Durch die Normierung der Streifensignale auf diejenigen Ereignisse, bei denen ein Draht einer Ebene anspricht, verringert sich die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Streifenauslese.

### Erdung

Die Digitalelektronik ist unempfindlich auf äußere, elektronische Störungen. Das elektronische Rauschen konnte für die Drahtauslese mit einer Ausleseschwelle von  $20mV$  und für die Streifenauslese mit einer Schwelle von etwa  $1mV$  vollständig unterdrückt werden. Man befindet sich also mit den für die Datenauslese möglichen, untersuchten Schwellen hinreichend weit über dem Rauschpegel. Versuche, mit Hilfe verbesserter Erdung das Rauschen stärker zu unterdrücken, führten zu keinem Erfolg.

Die analysierten Größen zeigen ebenfalls keine Änderungen durch den Einbau der drei Ebenen in die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Myon-Box aus Eisen, die der verbesserten Abschirmung dienen soll.

### Mechanischer Druck

Es wurde der mögliche Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Multiplizitäten durch äußeren mechanischen Druck untersucht, da vor allem die Strea-

merrohrkammern der Myon-Kammern beim Einbau in die Eisenkästen Druckbelastungen ausgesetzt sein werden. Mit Hilfe einer Vorrichtung, durch die im Zentrum der Ebenen auf eine Fläche von  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  kontrolliert Druck ausgeübt werden konnte, wurden Veränderungen im Verhalten der Kammern untersucht. Die Abbildungen 4.24 zeigen (a) die Nachweiswahrscheinlichkeit und (b) die Multiplizität für veroderte Streifenebenen als Funktion dieser äußeren Kraft. Es konnte

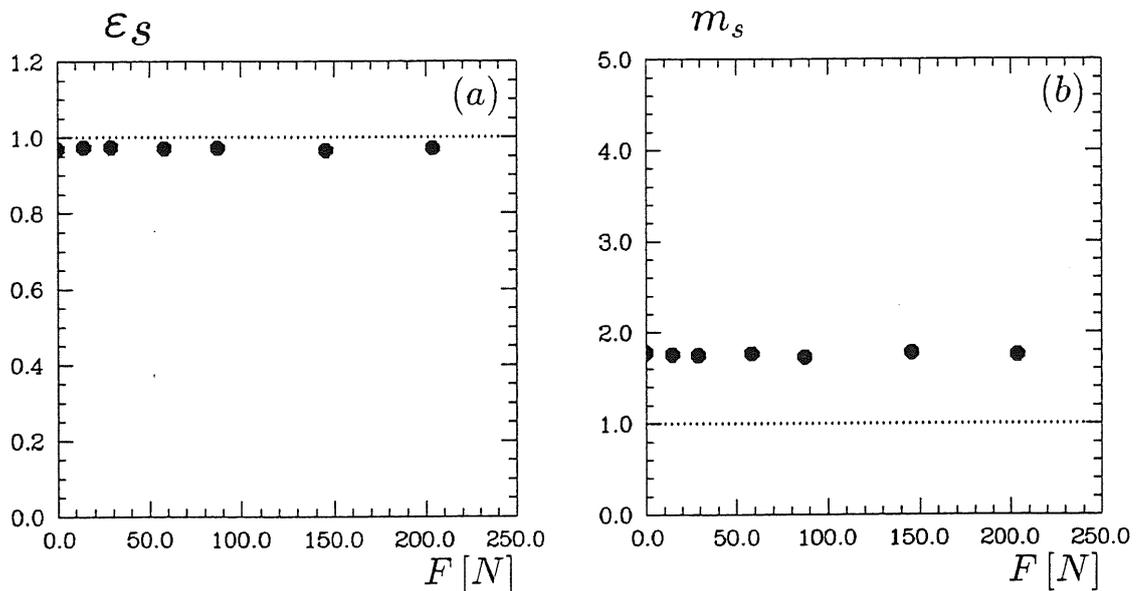


Abbildung 4.24: (a) Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_s$  und (b) Multiplizität  $m_s$  für veroderte Streifenebenen in Abhängigkeit einer äußeren mechanischen Kraft  $F$  auf eine Fläche von  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  bei einer Ausleseschwelle von  $U_s^s = 1.83\text{ mV}$

bis zu  $F \approx 200\text{ N}$  keine Veränderung der gemessenen Größen festgestellt werden.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Verhaltensweisen von Plastik-Streamerrohrkammern, die für das Myon-Nachweissystem des H1-Detektors verwendet werden sollen. Die Signale der Testkammern wurden mit digitaler Elektronik ausgelesen und dann analysiert.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Multiplizitäten der Drähte und der Streifen wurden in Abhängigkeit einiger Parameter wie Ausleseschwelle, Einschußort und Einschußwinkel untersucht. Die Meßergebnisse konnten qualitativ verstanden werden. Auf eine quantitative Erklärung der Ergebnisse mußte vielerorts verzichtet werden, da die mit der Digitalelektronik ausgelesenen Signale keine Informationen über ursprüngliche Streamerladungen enthalten.

Die Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte als Funktion der Hochspannung legte es nahe, die Kammern bei einer Betriebsspannung von  $U = 4550 \text{ V}$  mit einer Ausleseschwelle von  $U_s^d = 100 \text{ mV}$  als Arbeitspunkt innerhalb des Streamerplateaus zu betreiben.

Die Auslese der veroderten Streifenelektroden ergab, daß mit einer sinnvollen Ausleseschwelle von  $U_s^s = 2.1 \text{ mV}$  eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\epsilon_s = 92 \pm 1\%$  mit einer relativ niedrigen Multiplizität von  $m_s = 1.55 \pm 0.03$  vereinbart werden kann. Um den unterschiedlichen Anforderungen an die Meßapparatur in bestimmten Bereichen der Eiseninstrumentierung Rechnung zu tragen, sollten verschiedene Schwellen gewählt werden. In den inneren Lagen muß aufgrund der auftretenden Hadronen eine niedrige Multiplizität verlangt werden. Um diese Teilchen zu trennen, muß man für Werte von  $m_s \leq 1.40$  eine Nachweiswahrscheinlichkeit unterhalb von 88 % in Kauf nehmen. Handelt es sich bei den nachzuweisenden Teilchen nur noch um einzelne Myonen, kann eine Multiplizität von  $m_s \geq 2.0$  akzeptiert werden. Dadurch erlangt man eine Ansprechwahrscheinlichkeit von  $\epsilon_s \geq 97\%$ . An dieser Stelle sei erwähnt, daß die Auslese der Streifen Ebenen auf diejenigen Ereignisse normiert ist, bei denen ein Draht angesprochen hat. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte von etwa 92 % muß zusätzlich

berücksichtigt werden.

Die Auswertung der Messungen, bei denen zwei Streifenebenen verodert wurden, ergab eine deutliche Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit bei einem gleichzeitigen leichten Anstieg der Multiplizität gegenüber den Messungen einer einzelnen Streifenebene. Liefert z.B. die Auslese einer Ebene bei einer Schwelle von  $1.67\text{ mV}$  eine Ansprechwahrscheinlichkeit von  $\varepsilon_i = 85 \pm 1\%$  und eine Multiplizität von  $m_i = 1.6 \pm 0.04$ , ergibt die Veroderung eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\varepsilon_s = 96 \pm 1\%$  mit der zugehörigen Multiplizität  $m_s = 1.9 \pm 0.03$ . Wird für  $U_s^s = 2.16\text{ mV}$  eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\varepsilon_i = 66 \pm 2\%$  und eine Multiplizität von  $m_i = 1.3 \pm 0.05$  erzielt, steigen die Werte durch die Veroderung auf  $\varepsilon_s = 91 \pm 1\%$  und auf  $m_s = 1.5 \pm 0.04$ .

Der Durchgangsort des nachzuweisenden Teilchens hat einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf die gemessenen Größen. Die Stärke dieser Veränderungen ist von der Ausleseschwelle abhängig. Für  $U_s^s = 1.33\text{ mV}$  erhöht sich die Multiplizität von  $2.20 \pm 0.04$  bei zentralem Einschub auf  $2.43 \pm 0.03$  für einen Durchgangsort zwischen zwei Streifen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist bei dieser Schwelle unabhängig vom Einschubort. Bei einer Schwelle von  $2.5\text{ mV}$  steigt die Multiplizität von  $1.22 \pm 0.05$  auf  $1.51 \pm 0.05$ , während die Ansprechwahrscheinlichkeit von  $90 \pm 1\%$  bei zentralem Einschub auf  $80 \pm 1\%$  zurückgeht, wenn der Teilchenstrahl die Kammern zwischen zwei Streifen durchquert.

Das Einsetzen des Streamerbereichs zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Einschubwinkel. Die Messungen am Teststrahl ergaben, daß man sich bei einer Hochspannung von  $4600\text{ V}$  innerhalb eines Winkelbereichs von  $5^\circ - 15^\circ$  noch nicht im Streamermodus befand. Diese Tatsache hat bei einer Schwelle von  $U_s^s = 1.33\text{ mV}$  sowohl eine Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit von  $98 \pm 1\%$  auf  $92 \pm 1\%$  als auch der Multiplizität von  $2.25 \pm 0.05$  auf  $1.9 \pm 0.04$  zur Folge. Der Plateaubeginn der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde für einen Einschubwinkel von  $\varphi = 15^\circ$  erst bei einer Hochspannung von  $4750\text{ V}$  erreicht.

Die Ortsauflösung der Streifen, die mit der digitalen Auslese ermittelt werden kann, liegt bei  $\sigma = 0.50 \pm 0.01\text{ cm}$ . Aufgrund der Strahlbreite wurde bei den Testmessungen nur ein  $\sigma_{exp} = 0.67 \pm 0.01\text{ cm}$  erreicht. Diese Größe zeigt keine erkennbare Abhängigkeit von der Ausleseschwelle. Mit wachsendem Einschubwinkel verschlechtert sich  $\sigma_{exp}$  jedoch zunehmend auf einen Wert von  $\sigma_{exp} = 0.86 \pm 0.01\text{ cm}$  bei  $\varphi = 35^\circ$ .

Die digitale Ausleseelektronik ist unempfindlich gegen elektronisches Rauschen. Bei einer Ausleseschwelle von  $20\text{ mV}$  für die Drahtebenen und einer Schwelle von  $1\text{ mV}$  für die Streifenauslese wurden keine Rauschsignale mehr registriert.

Die Abschirmung, die durch den Einbau der Streamerrohrkammern in eine Eisenbox erreicht wird, brachte keine Veränderungen der gemessenen Größen.

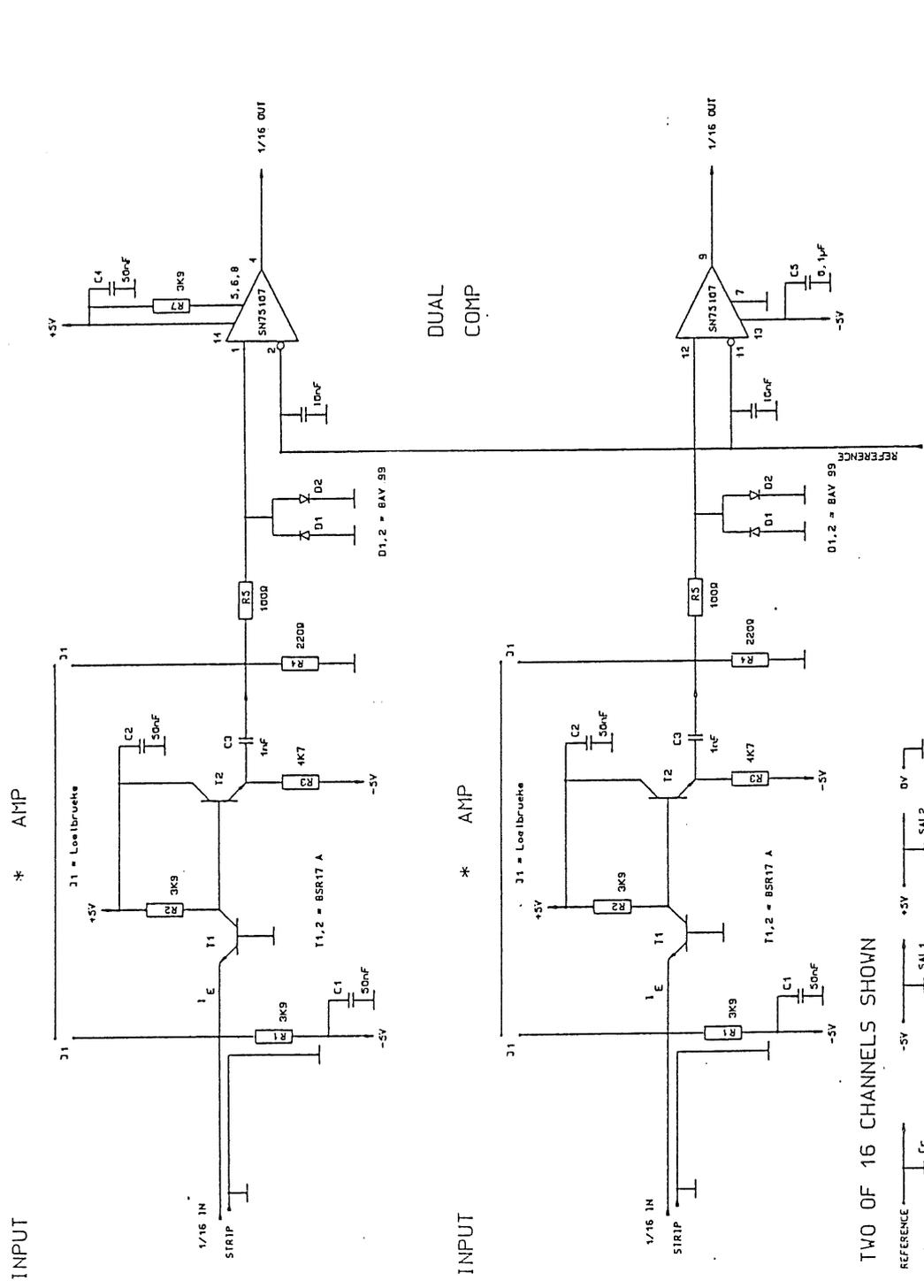
Die Konstruktion der Kammern erwies sich als unempfindlich gegenüber mechanischen Einwirkungen auf das Kammerzentrum.

## Anhang A

### Schaltskizzen der digitalen Auslesekarten (DMB)







INPUT

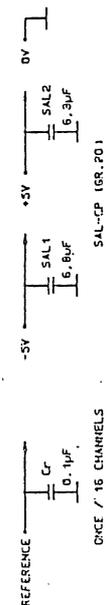
\* AMP

DUAL  
COMP

INPUT

\* AMP

TWO OF 16 CHANNELS SHOWN



HERA DETECTOR H1: MUON / IRON INSTRUMENTATION

UNIVERSITÄT HAMBURG  
11. INST F. EXP. PHYSIK

TEBBT0916  
FILE:AMP/COMP

STRIP/WIRE DIGITIZER

Abbildung A.3: Verstärkerschaltung für die Streifensignale

## Anhang B

### Funktionsweise des Readout-Controllers

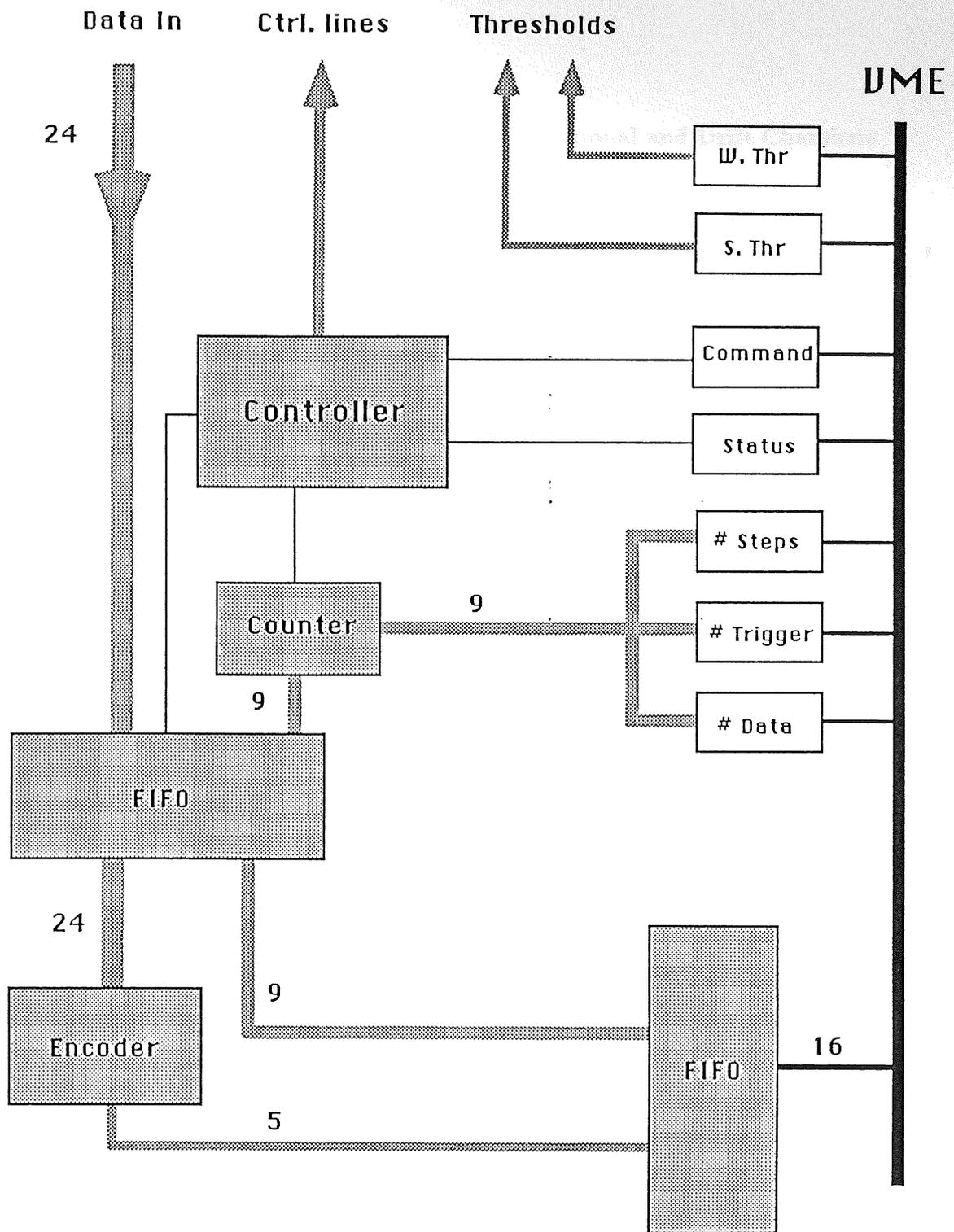


Abbildung B.1: Schematische Darstellung des Readout-Controllers.

# Literaturverzeichnis

- [1] G. WOLF  
HERA : Physics, Machine and Experiments  
DESY 86-089, Hamburg 1986 (unveröffentlicht)
- [2] HERA  
HERA Proposal Report  
DESY HERA 81/10, Hamburg 1981 (unveröffentlicht)
- [3] G. A. SCHULER  
Perspectives on Physics at HERA  
DESY 89-075, Hamburg 1989 (unveröffentlicht)
- [4] H1-Collaboration  
Technical Proposal for the H1 Detector  
DESY, Hamburg 1986 (unveröffentlicht)
- [5] H1-Collaboration  
Technical Progress Report  
DESY, Hamburg 1989 (unveröffentlicht)
- [6] L. S. ZHANG  
A possible Mechanism of the Self Quenching Streamer Mode  
Nucl. Instr. Meth. A247 (1986) 343-346
- [7] M. ATAC et al.  
Self-Quenching-Streamer  
Nucl. Instr. Meth. 200 (1982) 345-354
- [8] F. E. TAYLOR  
A Model of the Limited Streamer Mechanism  
MIT-LNS-1824 (1989)
- [9] A. BENVENUTI et al.  
The Limited Streamer Tubes of the SLD  
SLAC-PUB-4993 (1989), to be submitted to Nucl. Instr. Meth.

- [10] F. SAULI  
Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers  
CERN Yellow Report 77-09 (1977)
- [11] J. BRÜNDEL  
Diplomarbeit, DESY, Hamburg (1990) (unveröffentlicht)
- [12] E. IAROCCHI  
Plastic Streamer Tubes and their Applications in High Energy Physics  
Nucl. Instr. Meth. 217 (1983) 30-42
- [13] H. RIEGE, R. van STAA  
H1 Muon Detector, Digital Front End Electronic, Part I and II  
H1-TR-400 Hamburg (1987) (unveröffentlicht)
- [14] F. Gasparini et al.  
Drift Time Measurements in Limited Streamer Tubes  
Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 87-92
- [15] G. D. ALEKSEEV et al.  
Investigation of Self-Quenching Streamer Discharge in a Wire Chamber  
Nucl. Instr. Meth. 177 (1980) 385-397
- [16] O. DÜNGER  
Diplomarbeit, DESY, Hamburg (1990) (unveröffentlicht)
- [17] K. RAPP  
Diplomarbeit, DESY, Hamburg (1990) (unveröffentlicht)
- [18] A. BENVENUTI et al.  
A nonflammable Gas Mixture for Plastic Limited Streamer Tubes  
SLAC-PUB-4687 (1989)

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der Myon-Gruppe der H1-Kollaboration. An dieser Stelle sei allen Mitgliedern dieser Gruppe für die gute Zusammenarbeit gedankt.

Mein besonderer Dank gilt :

- Herrn Prof. Dr. W. Bartel für die ständige Diskussionsbereitschaft und das Interesse an der Durchführung der Arbeit,
- Herrn Dr. R. Ramcke für seine intensive Betreuung, durch die er maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beitrug,
- Herrn J. Martens für die vielen hilfreichen Diskussionen und die Unterstützung während der Testmessungen,
- Herrn J. Tutas für die gute Zusammenarbeit bezüglich der Digitalelektronik,
- und allen Teilnehmern der wöchentlichen "Diplomanden-Meetings" für die kreativen Diskussionen.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.

Hamburg, den 31. Mai 1990