

Interner Bericht
DESY F35D-95-09
November 1995

Studium der Ortsauflösung im
Hadron-Elektron-Separator des ZEUS-Experimentes

von

U. Wollmer



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Studium der Ortsauflösung
im Hadron-Elektron-Separator
des ZEUS-Experimentes

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

angefertigt am
Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY)
in Hamburg

vorgelegt von ✓
Ulrike Wollmer

Hamburg 1995

Kurzfassung

Diese Arbeit enthält Untersuchungen zur Ortsauflösung im Hadron-Elektron-Separator (HES) des ZEUS-Experimentes. Die angefertigte Analyse basiert auf Daten einer im Jahre 1994 am CERN durchgeführten Test-Messung. In das dort befindliche ZEUS-Prototyp-Kalorimeter wurde ein Test-HES integriert. Experimentiert wurde mit Elektronen einer Energie von 25 GeV. Im vorgestellten Algorithmus zur Ortsrekonstruktion werden erstmals die durch den speziellen Aufbau des ZEUS-Kalorimeters hervorgerufenen Inhomogenitäten in der HES-Auslesefläche berücksichtigt.

Abstract

Studies of position resolution with the Hadron-Electron-Separator (HES) of the ZEUS-experiment are presented in this thesis. The analysed data was taken in 1994 during a test-measurement at CERN. A test-HES was installed in the prototype calorimeter. The test was run with an electron beam of 25 GeV. The presented algorithm for position reconstruction takes in account for the first time the dead areas of the HES-matrix which are due to the optical read-out of the calorimeter modules.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physik am Speicherring HERA	3
2.1	Die HERA-Maschine	4
2.2	Die inelastische ep-Streuung	5
3	Der ZEUS-Detektor	8
3.1	Die Spurkammern	9
3.2	Das Magnetsystem	10
3.3	Das Kalorimeter	11
3.4	Der Hadron-Elektron-Separator (HES)	15
3.5	Das Eisenjoch	15
3.6	Das Backing-Kalorimeter	16
3.7	Der Myondetektor	16
3.8	Der Luminositätsdetektor	16
4	Grundlagen der Kalorimetrie	18
4.1	Energieverlust durch Ionisation	18
4.2	Entwicklung von kaskadenförmigen Schauern	20
4.3	Charakterisierende Größen	21
5	Der Hadron-Elektron-Separator	25
5.1	Einleitung	25
5.2	Siliziumdioden als Teilchenzähler	26
5.3	Aufbau	29
5.4	Elektronische Auslekette	31
5.5	Signalrekonstruktion	37

6 Die Testmessung am CERN	39
6.1 Der X5-Teststrahl	39
6.2 Das Prototyp-Kalorimeter	40
6.3 Die Testski	41
6.4 Das Meßprogramm	45
6.5 Aufbau der Szintillationszähler	47
6.6 Die Triggerlogik	48
6.7 Die Verzögerungs-Drahtkammer	50
6.8 Energieeinträge im Kalorimeter	53
7 Amplitudenrekonstruktion	57
7.1 Eichung des BCT	57
7.2 Bestimmung der Pulsform	59
7.3 Elektronisches Übersprechen	64
7.4 Bestimmung von Bewertungsfunktionen	66
7.5 Fehlerabschätzung	71
7.6 Korrektur auf Zeitverschiebung	73
7.7 Eichung mit Testpulsen	74
7.8 Signale von Myonen	75
7.9 Übersprechen auf den Diodenkarten	76
8 Ortsrekonstruktion	81
8.1 Ortsrekonstruktion im Modulinneren	81
8.2 Ortsrekonstruktion am Modulrand	92
8.3 Zusammenstellung der Ergebnisse	103
9 Zusammenfassung	111

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger	4
2.2	Feynmangraphen niedrigster Ordnung der ep-Streuung	6
3.1	Schnitt durch den ZEUS-Detektor senkrecht zur Strahlachse	8
3.2	Schnitt durch den ZEUS-Detektor parallel zur Strahlachse	9
3.3	Kalorimeterauslesebereiche	11
3.4	Aufbau eines Kalorimetermoduls	13
3.5	Aufsicht auf die Schichtstruktur eines FCAL-Moduls	14
3.6	Position des HES im FCAL	15
4.1	dE/dx von Pionen in verschiedenen Materialien	19
5.1	Querschnitt durch eine HES-Siliziumdiode	28
5.2	Position der RHES-Module im RCAL	30
5.3	Schematische Skizze von zwei Diodenkarten	31
5.4	Vereinfachtes Schaltbild des Vorverstärkers	33
5.5	Ausgangssignal des Pulswandlers	34
5.6	Prinzipschaltbild des Pipelinechips	35
6.1	Strahloptik des X5-Teststrahl	40
6.2	Querschnitt durch ein Aluminiumprofil	41
6.3	Ein Testski	42
6.4	Installation der Testski in den HES-Lücken	43
6.5	Position der Hamamatsu-Dioden	43
6.6	Numerierung der Dioden	44
6.7	Übertragungsreihenfolge der Diodensignale	45
6.8	Position des aktiven Bereichs der HES-Testski	45
6.9	Übersicht über die verschiedenen Auslesekonfigurationen	46
6.10	Aufbau der Szintillationszähler	48

6.11	Schaltplan der Triggerlogik	49
6.12	Aufbau der drei Drahtebenen einer DWC-Kammer	51
6.13	Prinzipschaltbild zur Funktion der DWC	52
6.14	Meßwerte der TDC T_{right}	53
6.15	Strahlprofil	54
6.16	Energieverteilungen im Kalorimeter für Elektronendaten	55
6.17	Energieverteilungen im Kalorimeter für Myonendaten	56
7.1	Häufigkeitsverteilung der Triggerzeitpunkte	58
7.2	Abtastwerte der Referenzdiode	60
7.3	Rauschsignale	61
7.4	Bestimmung der Pulsform	62
7.5	Überprüfung der Pulsform pf	63
7.6	Abtastwerte der Übersprechsignale	65
7.7	Die Bewertungsfunktionen	67
7.8	Pulsform mit Wechsellpunkten	68
7.9	Amplitudenrekonstruktion für Störsignale	69
7.10	Test der Amplitudenrekonstruktion	70
7.11	Fehlerabschätzung	72
7.12	Bestimmung des optimalen Abtastzeitpunktes	74
7.13	Myonsignale	76
7.14	Übersprechsignal auf Diodenkarten	77
7.15	Abhängigkeit der für defekte Diodenkarten rekonstruierten Amplituden von der Einschußposition	78
7.16	Lageplan der defekten Diodenkarten	79
8.1	Verteilung der Clusterenergie auf unterschiedliche Dioden	82
8.2	Häufigkeitsverteilung der Einschußposition	83
8.3	q_l aufgetragen gegen die Einschußposition p_{DWC}	85
8.4	Einschußposition p_{DWC} aufgetragen gegen q_l	87
8.5	Verteilung der Differenz Δp im Modulinneren	89
8.6	Überprüfung der Anpassungsfunktionen	90
8.7	Differenz Δp in Abhängigkeit von p_{DWC} , Modulmitte	91
8.8	Akzeptanz des HES am Modulrand	93
8.9	Clusterformen	93
8.10	Verteilung der x-Koordinate der Einschußposition für Randdioden	95

8.11 Verteilung der Differenz Δp für Randdioden, unverändert 96

8.12 Einschußpositionen aufgetragen gegen q_l für Randdioden 98

8.13 Differenz Δp für Ereignisse mit $A(D_I) > A(D_A)$ 99

8.14 Differenzen Δp für Randdioden, korrigiert und nach Ereignisklassen getennt 100

8.15 Erzielte Ortsauflösung für Randdioden 101

8.16 Differenz Δp aufgetragen gegen p_{DWC} für Randdioden 102

8.17 Abweichung Δp in Abh. von p_{rek} , Lage 1, Modulmitte 106

8.18 Abweichung Δp in Abh. von p_{rek} , Lage 2, Modulmitte 107

8.19 Abweichung Δp in Abh. von p_{rek} , Lage 1, Modulrand 108

8.20 Abweichung Δp in Abh. von p_{rek} , Lage 2, Modulrand 109

Tabellenverzeichnis

2.1	Wichtige HERA-Parameter	5
3.1	Maße der Absorber- und Szintillatorplatten	14
4.1	Schauerentwicklungsparameter einer Uran-Szintillator-Lage	22
4.2	Charakterisierende Größen der Schauerentwicklung	23
6.1	Meßprogramm für den Ortsscan	47

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1992 wurde der Elektronen-Protonen-Speicherring HERA fertiggestellt und mit der Datennahme durch die zwei großen Experimente ZEUS und H1 begonnen. Vor einer physikalischen Analyse der stattgefundenen ep-Kollisionen müssen aus den aufgezeichneten Meßdaten die Ereignisparameter wie Energie, Impuls, Winkel usw. der in der Kollision erzeugten Teilchen mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden.

Eine wichtige Meßgröße zur Winkelbestimmung ist dabei der Eintreffort der Teilchen im Kalorimeter. Durch die Aufteilung des Kalorimeters des ZEUS-Experimentes in verschiedene Auslesebereiche wird für Elektronen bereits eine Ortsauflösung von etwa 1 cm erzielt.

Der Hadron-Elektron-Separator (kurz HES) des ZEUS-Experimentes ist eine Matrix aus 10.412 jeweils $3,0\text{ cm} \times 3,4\text{ cm}$ großen Silizium-Dioden. Er wurde senkrecht zur Strahlrichtung als zusätzliche Komponente in das Kalorimeter eingebaut. Neben der Möglichkeit, Elektronen von Hadronen besser unterscheiden zu können, soll der HES darüberhinaus wegen seiner verglichen mit den Kalorimeterauslesebereichen feineren Granularität, eine genauere Bestimmung des Eintreffortes von Teilchen im Kalorimeter ermöglichen.

Die Ortsrekonstruktion mit dem HES ist Gegenstand dieser Arbeit. Besondere Berücksichtigung fand dabei die Ortsrekonstruktion am Rande der aktiven Flächen. Dazu wurden Daten einer 1994 auf dem CERN-Gelände (Schweiz) durchgeführten Testmessung ausgewertet. Dort ist ein Prototyp des ZEUS-Kalorimeters aufgebaut, in das in vergleichbarer Bauweise wie im ZEUS-Experiment ein „Test-HES“ integriert wurde. In verschiedenen Meßsequenzen wurde ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 25 GeV so positioniert, daß insgesamt eine Fläche von $20\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ ausgeleuchtet wurde.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Die einleitenden Kapitel enthalten eine Beschreibung des HERA-Speicherrings, der fundamentalen Prozesse der ep-Streuung (Kapitel 2), sowie der Komponenten der ZEUS-Detektors (Kapitel 3). Kapitel 4 enthält eine Zusammenstellung der für diese Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen aus dem Bereich der Kalorimetrie, wie Entwicklung kaskadenförmiger Schauer und Energiedeposition (geladener) Teilchen in Materie. Anschließend wird der Aufbau des ZEUS-HES (Kapitel 5), der Test-Messung und des Test-HES (Kapitel 6) beschrieben. Auf Unterschiede zwischen dem ZEUS-HES und dem Test-HES wird eingegangen. Es folgt die Darstellung der zentralen Themen dieser Arbeit: In Kapitel 7 wird die Rekonstruktion des Diodensignals aus den aufgezeichneten Daten erklärt („Amplitudenrekonstruktion“), wobei auch

aufgetretene Probleme wie z.B. elektronisches Übersprechen diskutiert werden. In Kapitel 8 wird ein Algorithmus entwickelt, mit dem aus den Diodensignalen der Einschlagort der Elektronen rekonstruiert werden kann. Es werden hier auch die Möglichkeiten erörtert, die aus den Testmessungen gewonnenen Ergebnisse auf den ZEUS-HES zu übertragen.

Kapitel 2

Physik am Speicherring HERA

HERA ist die erste Speicherringanlage, in der Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Nach der Inbetriebnahme im Jahr 1991 wurden die ersten Proton-Elektron-Stöße im Mai 1992 von den beiden Experimenten ZEUS und H1 nachgewiesen. Zur Zeit (1995) werden Positronen auf eine Energie von 27,5 GeV und Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt. Mit der dabei in frontalen Zusammenstößen erreichten Schwerpunktsenergie von 300 GeV erlauben die Experimente bei HERA einen tieferen Blick in das Innere des Protons als alle vorhergehenden Experimente.

Die Experimente am Speicherring HERA stehen in der Tradition der Lepton-Proton Streuexperimente. Die grundlegende Idee, die Struktur von Materie mit Hilfe von punktförmigen Teilchen in Streuexperimenten zu erforschen, geht dabei auf Rutherford zurück. In seinen Experimenten wurden energiereiche α -Teilchen auf eine Metallfolie gelenkt und ihre Winkelverteilung nach dem Streuprozess beobachtet. Die Experimente führten zur Entdeckung der Existenz kleiner Atomkerne im ansonsten – bis auf die Elektronen – leeren Raum eines Atoms. Die Objektgröße Δ , die in solchen Streuexperimenten aufgelöst werden kann, ist nach der Heisenbergschen Unschärferelation bestimmt über den Impuls P , den das Testteilchen auf das Targetteilchen übertragen kann. Es gilt folgende Beziehung:

$$\Delta[\text{fm}] \cong \frac{0.2}{P[\text{GeV}]}$$

In vielen Leptonen-Streuexperimenten wurde seither die Impulsverteilung der Quarks und Gluonen im Proton und im Neutron gemessen. Dabei wurden die Leptonenstrahlen jedoch auf feste Ziele („fixed target“) gelenkt. Es konnte eine maximale Strahlenergie von 600 GeV für Myonenstrahlen erreicht werden, was einer Lepton-Nukleon Schwerpunktsenergie von 30 GeV äquivalent ist. Die erzielte auflösbare Objektgröße betrug $\Delta = 10^{-2}$ fm .

Um mit weiteren *fixed-target*-Experimenten eine Größenordnung in der Objektauflösung zu gewinnen, müßte die Leptonenergie um zwei Größenordnungen auf 50.000 GeV ansteigen, wozu Beschleunigerstrecken von 3.000 km nötig wären. Eine praktikablere Lösung stellt HERA dar: Durch die Beschleunigung sowohl der Elektronen wie auch der Protonen können Ereignisse mit einem Impulsübertragsquadrat bis zu $Q^2 = 40.000 \text{ GeV}^2$ stattfinden. Wechselwirkungen von Leptonen und Quarks können bis zu Abständen von $3 \cdot 10^{-18}$ m beobachtet werden.

2.1 Die HERA-Maschine

Der HERA-Speicherring besteht aus zwei separaten Ringsystemen, eines für die Elektronen und eines für die Protonen, die in einem 6336 m langen und 5,2 m breiten Tunnel übereinander angeordnet sind. Abbildung 2.1 enthält eine Ansicht der Lage des HERA-Tunnels sowie der anderen auf dem DESY-Gelände befindlichen älteren Beschleuniger, die zur Zeit als Vorbeschleuniger für HERA verwendet werden. Die Ablenkung und Fokussierung der Teilchenstrahlen erfolgt für die Protonen mit speziell entwickelten supraleitenden und für die Elektronen mit konventionellen Magneten.

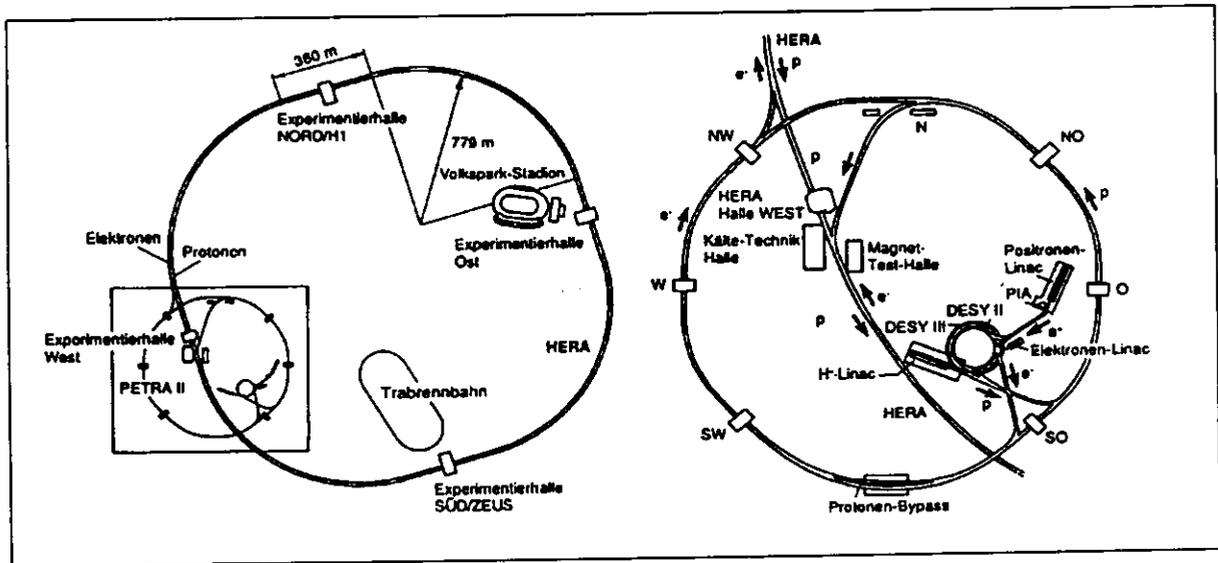


Abbildung 2.1: Der HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger: Links ist die Gesamtansicht des HERA-Speicherrings mit den Experimenten ZEUS und H1 zu sehen, rechts eine Ausschnittvergrößerung der auf dem DESY-Gelände befindlichen Vorbeschleuniger.

In zwei von insgesamt vier vorgesehenen Wechselwirkungszone laufen Elektronen und Protonen in einem gemeinsamen Strahlrohr und werden in ihm unter einem Kreuzungswinkel von Null Grad zur Kollision gebracht. Die Wechselwirkungsbereiche befinden sich in neu gebauten Experimentierhallen, in denen die Detektoren ZEUS (Halle Süd) und H1 (Halle Nord) installiert sind. Mit der Datennahme durch diese zwei Experimente wurde im Jahre 1992 begonnen. Mit dem dritten, in der Halle West aufgebauten Experiment HERMES werden seit 1995 Daten aufgezeichnet. Das vierte Experiment HERA-B befindet sich derzeit noch in der Halle Ost im Aufbau.

Die **Elektronen** durchlaufen folgenden Beschleunigungsprozeß (Die angegebenen Energien beziehen sich auf das Betriebsjahr 1993, seit 1994 werden statt Elektronen Positronen beschleunigt.): Sie werden im LINAC/PIA auf 450 MeV vorbeschleunigt, bevor sie im Synchrotron DESY II auf eine Energie von 7 GeV weiterbeschleunigt werden. Nach ihrer Weiterleitung in den Speicherring PETRA werden sie dort auf ihre HERA-Injektionsenergie von 12 GeV gebracht. In HERA selber erhalten sie ihre Endenergie von 26,7 GeV.

Die **Protonen** durchlaufen einen ähnlichen Beschleunigungsprozeß: Im LINAC III werden H^- -Ionen auf 310 MeV beschleunigt. Anschließend werden sie in DESY III auf eine Energie von 7,5 GeV gebracht und in den PETRA-Ring injiziert. In PETRA werden sie

auf 40 GeV, in HERA auf 820 GeV beschleunigt.

Die Kollisionsrate n zwischen den Elektronen und Protonen wird durch das Produkt des Wirkungsquerschnittes σ der ep-Streuung mit der Luminosität L des Beschleunigers bestimmt: $n = \sigma \times L$. Die Luminosität ist von der Teilchendichte im Strahl abhängig. Im HERA-Beschleuniger ist die Protonendichte 9 Größenordnungen kleiner als in Experimenten mit festem Target ($10^{23}/\text{cm}^2$). Diese geringere Teilchendichte kann zum Teil dadurch kompensiert werden, daß die Elektronen und Protonen in mehreren Teilchenpaketen gleichzeitig im Ring gespeichert werden.

Die gelieferte integrierte Luminosität konnte innerhalb von drei Jahren Betriebserfahrung von 55 nb^{-1} im Jahr 1992 um einen Faktor 100 auf 5590 nb^{-1} im Jahr 1994 gesteigert werden. In der Betriebszeit im Jahr 1994 wurde eine deutliche Steigerung der Luminosität erreicht, indem die Lebensdauer des Leptonstrahls durch die Umstellung von Elektronen auf Positronen vergrößert werden konnte.

Parameter	Design-Werte		1993-Werte		1994-Werte	
	e^-	p	e^-	p	e^\pm	p
Teilchenenergie (GeV)	30	820	26,7	820	27,5	820
Strahlstrom (mA)	58	159	7,7	10,8	16,0	39,1
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	84+10	84+6	153+15	153+17
Max. Luminosität ($10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	16		1,3		4,0	
Integrierte Luminosität (nb^{-1})	10^5		880		5590	
Schwerpunktenergie (GeV)	314		296		300	
Abstand der Pakete (ns)	96					
Umfang (m)	6336					

Tabelle 2.1: Wichtige HERA-Parameter. Bei den angegebenen Werten handelt es sich um Durchschnittswerte, bei den Luminositäten um die erreichten Maximalwerte. Bei der Anzahl der Teilchenpakete sind die Zahlen für die kollidierenden und nichtkollidierenden Teilchenpakete angegeben.

2.2 Die inelastische ep-Streuung

Die Universaldetektoren H1 und ZEUS sind gebaut worden für eine optimale Vermessung der inelastischen ep-Streuung. In Abbildung 2.2 sind die Feynmangraphen für die in der ep-Streuung auftretenden Prozesse in niedrigster Ordnung skizziert. Je nach elektrischer Ladung des zwischen dem Elektron und dem Proton während der Wechselwirkung ausgetauschten Eichbosons unterscheidet man die auftretenden Prozesse in Ereignisse mit neutralem Strom (oder kurz NC-Ereignis von „Neutral Current“) und in Ereignisse mit geladenem Strom (kurz: CC-Ereignis von „Charged Current“). Man spricht von einem neutralem Strom, wenn ein γ oder ein Z^0 -Teilchen ausgetauscht wird, bei einem geladenen Strom wird ein W^+ oder ein W^- ausgetauscht.

Der linke Feynmangraph in Abbildung 2.2 stellt ein NC-Ereignis dar. Bei diesem emittiert das Elektron ein virtuelles Photon γ^* , das einen Impuls q und eine Energie ν auf das Pro-

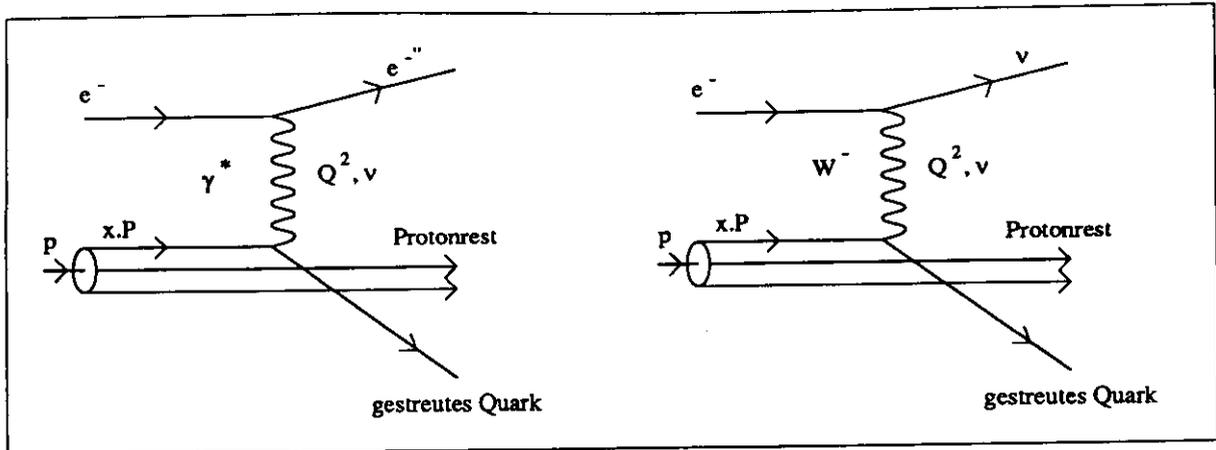


Abbildung 2.2: Feynmangraphen für die in der ep-Streuung auftretenden Prozesse in niedrigster Ordnung. Links: NC-Ereignis, rechts: CC-Ereignis (siehe Text).

ton überträgt und eine quadratische Masse $m_\gamma^2 = -Q^2$ hat. Für große Impulsüberträge Q ($Q \gg 1 \text{ GeV}$) wird die auflösbare Objektgröße Δ klein im Verhältnis zum Protonenradius. Das Photon wechselwirkt dann nicht mehr mit dem Proton als ganzem, sondern nur mit einem seiner Quarks. (Wechselwirkung mit den elektrisch neutralen Gluonen ist nicht möglich, da Photonen nur an elektromagnetische Ladungen koppeln.) Durch den Impulsübertrag wird das Quark aus dem Proton herausgeschlagen. Das getroffene Quark und der Protonenrest (bestehend aus den sogenannten, nicht an der Reaktion beteiligten „Zuschauerquarks“) fragmentieren in hadronische Jets von stark wechselwirkenden Teilchen wie zum Beispiel Nukleonen, Pionen und Kaonen.

Für ein typisches NC-Ereignis beobachtet man im Detektor ein energiereiches, isoliertes Elektron, dessen Transversalimpuls relativ zur Strahlachse durch einen Hadronenjet ausbalanciert wird, der vom getroffenen Quark stammt. Der Protonenrest wird in einem sehr schmalen Kegel um die Strahlachse ($\theta \approx 10 \text{ mrad}$) emittiert und deponiert Energie in der Nähe der Protonenrichtung.

Im Gegensatz zu den NC-Ereignissen ist das auslaufende Lepton bei geladenen Strömen (CC-Ereignis) ein Neutrino oder ein Antineutrino (vgl. Abbildung 2.2 rechts). Diese hinterlassen aber keine Spur im Detektor. CC-Ereignisse müssen also über einen fehlenden Transversalimpuls erkannt werden, den das Neutrino fortgetragen hat.

Die Kinematik der ep-Streuung kann zum Beispiel mit folgenden Variablen beschrieben werden:

$$x = \frac{Q^2}{2m_p\nu} \quad y = \frac{2m_p\nu}{s} \quad \nu = \frac{qP}{m_p} \quad (2.1)$$

Wobei m_p die Protonenmasse bezeichnet, ν den Energieübertrag auf das Quark, $-Q^2$ das Quadrat des Viererimpulsübertrages q vom Lepton auf das hadronische System und s das Quadrat der Schwerpunktsenergie des ep-Systems.

Im Quark-Parton-Modell erhalten die Größen x und y folgende anschauliche Bedeutung: x ist der Bruchteil des Protonenimpulses, der von dem an der Streuung beteiligten Quark getragen wird. y bezeichnet den relativen Energieverlust des Leptons im Protonenruhe-

system. Aus den Definitionen 2.1 folgt jedoch, daß nur zwei der drei Größen Q^2 , x und y voneinander unabhängig sind, da folgende Beziehung gilt:

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y$$

Q^2 und x können für NC-Ereignisse wahlweise aus der gemessenen Energie $E_{e'}$ und dem Winkel $\theta_{e'}$ des gestreuten Elektrons oder aus der Energie E_j und dem Winkel θ_j des Stromjets des hadronischen Systems bestimmt werden. Für CC-Ereignisse können die Reaktionsvariablen Q^2 und x jedoch nur aus dem hadronischen System bestimmt werden. Es gelten folgende Beziehungen für eine Rekonstruktion aus den Meßwerten des Elektrons:

$$\begin{aligned} Q^2 &= 2E_e E_{e'} (1 + \cos \theta_{e'}) \\ x &= \frac{E_{e'} \cos^2 \frac{\theta_{e'}}{2}}{E_p (1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2})} \\ y &= 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \end{aligned}$$

Die Bestimmungsgleichungen für die kinematischen Variablen aus den Meßwerten des hadronischen Systems lauten:

$$\begin{aligned} Q^2 &= \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - \frac{E_j}{2E_e} (1 - \cos \theta_j)} \\ x &= \frac{E_j \cos^2 \frac{\theta_j}{2}}{E_p (1 - \frac{E_j}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_j}{2})} \\ y &= \frac{E_j}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_j}{2} \end{aligned}$$

Man sieht also bereits, daß für eine optimale Vermessung der inelastischen ep-Streuung eine äußerst präzise Energie- und Winkelvermessung sowohl des gestreuten Elektrons als auch des hadronischen Systems gewährleistet sein muß. Um auch CC-Ereignisse mit einer hohen Effizienz zu erkennen, muß der Detektor den gesamten Raumwinkelbereich hermetisch umschließen. Es gilt zu verhindern, daß durch Lücken im Detektor Teilchen wie Photonen, K-Mesonen oder Neutronen undetektiert entkommen können.

Bei der primären Wechselwirkung zwischen Lepton und Proton können neben anderen Reaktionen auch schwere Quarks (b,c) entstehen. Diese können an ihrem semileptonischen Zerfallskanal erkannt werden, bei dem ein Elektron entsteht, das sich in der Regel innerhalb eines hadronischen Jets befindet. Um diese Prozesse erkennen zu können, muß ein Detektor eine gute Identifizierung von Elektronen gegenüber Hadronen aufweisen.

Kapitel 3

Der ZEUS-Detektor

Der ZEUS-Detektor ist eines von vier Experimenten am Speicherring HERA. Er ist als Universaldetektor konzipiert, um die ep-Reaktion so genau wie möglich beobachten zu können. Der Detektor ist aus verschiedenen Komponenten zusammengesetzt. Diese erfüllen Aufgaben wie die Identifizierung der Teilchenart erzeugter Teilchen, die präzise Energiemessung von Teilchen oder Jets und Spurenmessung von geladenen Teilchen. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Komponenten mit ihrer Bedeutung für das gesamte Experiment vorgestellt, eine ausführliche Beschreibung findet sich in [ZEUS93].

In den Abbildungen 3.1 und 3.2 sind zwei Ansichten des ZEUS-Detektors dargestellt: Abbildung 3.1 zeigt einen Schnitt durch den Detektor senkrecht, Abbildung 3.2 einen Schnitt parallel zur Strahlachse. Der asymmetrische Aufbau des Detektors parallel zur Strahlachse

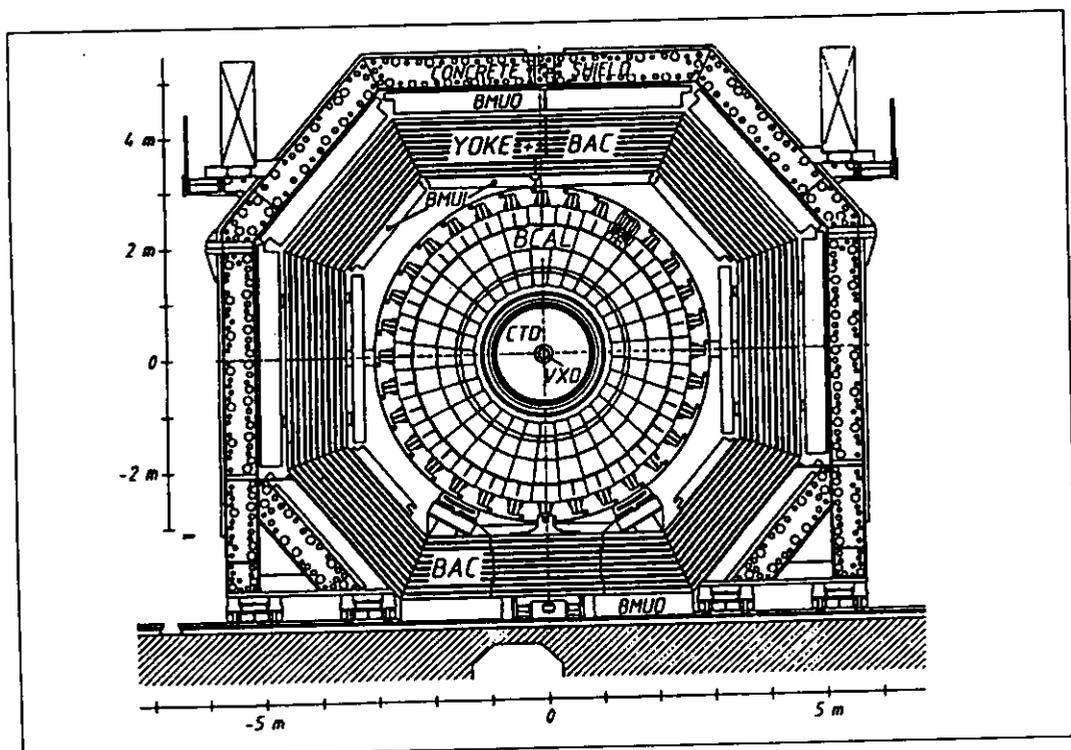


Abbildung 3.1: Schnitt durch den ZEUS-Detektor senkrecht zur Strahlachse

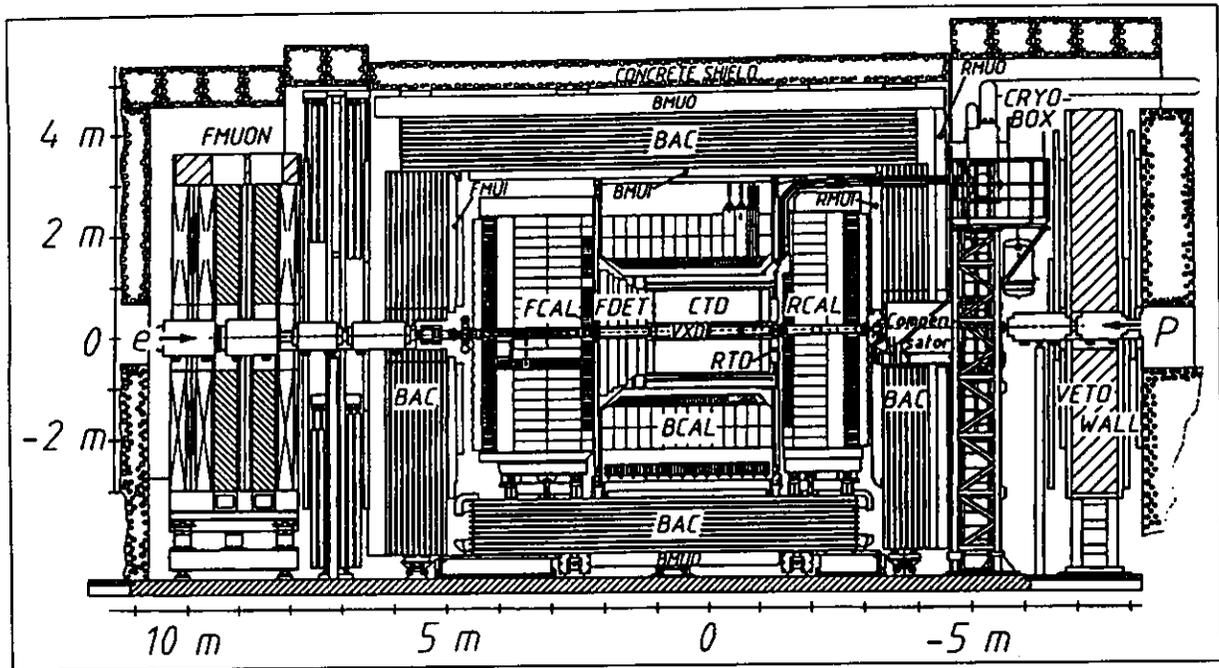


Abbildung 3.2: Schnitt durch den ZEUS-Detektor parallel zur Strahlachse

ist bedingt durch die unterschiedlichen Teilchenenergien der Protonen (820 GeV) und Elektronen (27,5 GeV): In Richtung des Protonenstrahls wird eine größere Teilchendichte und eine höhere Energie pro Teilchen erwartet als in Richtung des Elektronenstrahls.

Das Bezugssystem des ZEUS-Detektors ist an das HERA-Bezugssystem angepaßt: Der Protonenstrahl wird in die z-Achse gelegt, wobei die Flugrichtung der Protonen als positive z-Richtung definiert wird. Der bei positiven z-Werten aufgebaute Bereich des Detektors, wird demzufolge *Vorwärtsbereich*, der entsprechend andere Teil bei negativen z-Werten *Rückwärtsbereich* genannt. Die x-Achse zeigt auf den Mittelpunkt des Ringes, sie liegt in der Ebene des Speicherringes. Folglich zeigt die y-Achse nach oben. Der Azimutalwinkel wird bezüglich der positiven Richtung der z-Achse gemessen. Die Richtung des Elektronenstrahls entspricht also einem Azimutalwinkel von 180° .

3.1 Die Spurkammern

Das Innere des Detektors ist mit gasgefüllten Driftkammern ausgestattet. Ihre Aufgaben sind die folgenden:

- Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen, ihrer Richtung und ihres Impulses
- Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes sowie Messung der Zerfallsorte und -produkte kurzlebiger Teilchen
- Trennung von Elektronen und Hadronen über eine Messung des spezifischen Energieverlustes

Die Driftzeiten in den verschiedenen Kammern sind kleiner als 500 ns, so daß die Signale der Kammern sehr schnell ausgelesen und zur Triggerentscheidung mit herangezogen werden werden können.

Die innerste Spurkammer ist der 150 cm lange *Vertexdetektor* (VXD). Wie der Name bereits assoziiert, besteht seine Aufgabe vor allem in der präzisen Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes. Außerdem dient er der Erkennung kurzlebiger Teilchen. Die mittlere Positionsgenauigkeit beträgt $50 \mu\text{m}$.

Der Vertexdetektor wird umschlossen von dem *Zentralen Spurdetektor* (CTD). Diese zylinderförmige Driftkammer mit einer Gesamtlänge von 240 cm und einem Außenradius von 85 cm ist aufgebaut aus 9 Superlagen von jeweils 8 Signaldrahtlagen. Der Drift erfolgt in der r - φ -Ebene und erlaubt eine Ortsauflösung von $100 - 200 \mu\text{m}$.

Weitere Spurkammern sind senkrecht zur Strahlachse installiert: Im Vorwärtsbereich ist der *Vordere Spurdetektor* (FTD), im Rückwärtsbereich der *Rückwärtige Spurdetektor* (RTD) aufgebaut. Beide bestehen aus ebenen, kreisförmigen Driftkammern. Pro Kammer gibt es drei Lagen von Driftzellen, jede dieser Lagen ist aufgebaut aus sechs Signaldrahtebenen, die jeweils um 60° gegeneinander gedreht sind und so eine dreidimensionale Rekonstruktion mit nur einer Driftkammer ermöglichen. Dies ist wichtig für den Rückwärtsbereich, wo nur eine Kammer installiert ist. Im Vorwärtsbereich befinden sich drei Kammern.

Insgesamt decken die Spurkammern folgende Winkelbereiche ab (angegeben ist der Azimutalwinkel):

$7.5^\circ - 28^\circ$:	Vordere Spurkammer (FTD)
$15^\circ - 164^\circ$:	Zentrale Spurkammer (CTD)
$160^\circ - 170^\circ$:	Rückwärtige Spurkammer (RTD)

Zwischen den drei Kammern des Vorderen Spurdetektors sind jeweils zwei *Übergangsstrahlungsdetektoren* (TRD) installiert, um im Impulsbereich von 1 GeV bis 50 GeV eine Hadron-Elektron-Trennung zu vollführen. Jeder der vier Übergangsstrahlungsdetektoren ist aufgebaut aus einem Radiatorstapel in Verbindung mit einer Driftkammer, die zum Nachweis der Übergangsstrahlung dient.

3.2 Das Magnetsystem

Impuls und Ladungsvorzeichen geladener Teilchen können aus ihrer Flugbahn in einem homogenen Magnetfeld bestimmt werden. Um in der inneren Spurkammer ein Magnetfeld zu erzeugen, ist zwischen der CTD und dem Kalorimeter eine supraleitende Magnetspule installiert. Als supraleitendes Material wurde eine Niob-Titan-Legierung verwendet, das in eine Aluminiummatrix eingebettet ist. Die Magnetspule hat eine Länge von 2,5 m, einen Durchmesser von 1,88 m und erzeugt parallel zur Strahlachse ein homogenes Magnetfeld von 1,54 T. Um den frühzeitigen Start von elektromagnetischen oder hadronischen Schauern zu unterbinden und somit eine präzise Energiemessung durch das Kalorimeter zu gewährleisten, muß die Magnetspule „transparent“ sein: Die ZEUS-Magnetspule fügt weniger als $0,9 X_0$ elektromagnetische Strahlungslängen an Material senkrecht zur Strahlachse hinzu.

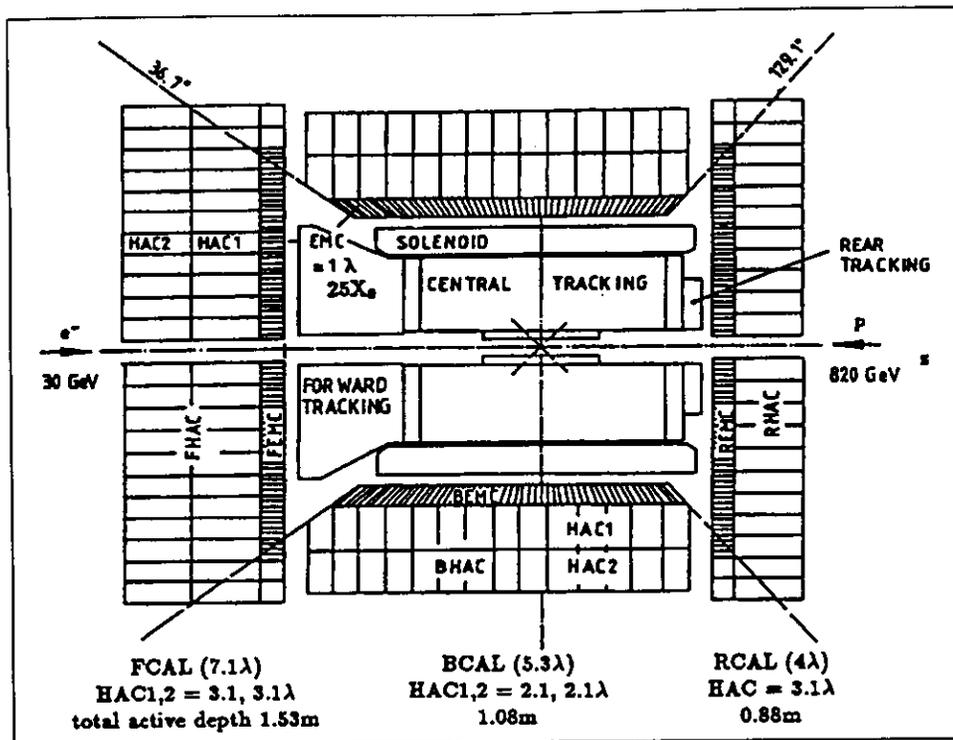


Abbildung 3.3: Anordnung der Kalorimerauslesebereiche

Als Ausgleich für die Auswirkungen des Magnetfeldes auf den Strahl ist aus der Protonrichtung gesehen vor dem Wechselwirkungspunkt eine 1,2 m lange, supraleitende Kompensationsspule installiert. Sie erzeugt auf der Strahlachse ein Magnetfeld von etwa 5 T. Weitere Elemente des Magnetsystems sind das Eisenjoch und die Myondetektoren, die weiter unten beschrieben werden.

3.3 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter umschließt den gesamten inneren Detektor, es ist eine der wichtigsten Detektorkomponenten. Seine Aufgabe ist die genaue Energiemessung sowohl von geladenen als auch von neutralen Teilchen und Teilchenjets. Darüberhinaus soll es eine Information über den Einschlagort der Teilchen oder Jets liefern.

Das Kalorimeter besteht aus drei Komponenten, die entsprechend dem ZEUS-Bezugssystem mit *Vorderes Kalorimeter* (FCAL), *Rückwärtiges Kalorimeter* (RCAL) und *Zentrales Kalorimeter* (BCAL) bezeichnet werden. Abbildung 3.3 stellt schematisch die Lage der Kalorimeterkomponenten dar. Dabei werden folgende Raumwinkel von ihnen abgedeckt:

FCAL :	$\theta = 2,2^\circ$	bis	$\theta = 39,9^\circ$
BCAL :	$\theta = 36,7^\circ$	bis	$\theta = 129,1^\circ$
RCAL :	$\theta = 128,1^\circ$	bis	$\theta = 176,5^\circ$

Es gibt einen Überlappbereich zwischen FCAL und BCAL im Winkelbereich von $\theta = 36,7^\circ$ bis $\theta = 48,2^\circ$ und einen Überlappbereich zwischen RCAL und BCAL im Winkelbereich von $\theta = 118,6^\circ$ bis $\theta = 129,1^\circ$.

Mechanisch sind die Kalorimeterkomponenten in *Module* unterteilt. Auf das BCAL wird in dieser Arbeit kein Bezug genommen, deshalb wird im folgenden nur der Aufbau der FCAL- und RCAL-Module beschrieben. Die FCAL- und RCAL-Module haben eine Breite von 20 cm. Der Aufbau eines FCAL-Moduls ist in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt. Die Höhe der Module wurde so gewählt, daß näherungsweise ein Kreis mit Radius 2,3 m aufgebaut wurde. Die aktive Höhe der längsten Module beträgt 4,6 m, die kürzesten Module sind 2,2 m lang.

Jedes Modul ist in sogenannte *Auslesetürme* unterteilt. Longitudinal werden dabei zwei (RCAL, BCAL) beziehungsweise drei (FCAL) Auslesebereiche unterschieden, die *elektromagnetische Sektion* (kurz EMC-Sektion) und *hadronische Sektion* (HAC-Sektion) genannt werden (siehe auch Abbildung 3.3). Die Bezeichnungen sind an die Tatsache angelehnt, daß kaskadenförmige Schauer, die von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen hervorgerufen werden, sich im Kalorimeter früher entwickeln als Schauer, die von hadronisch wechselwirkenden Teilchen ausgelöst werden (siehe Kapitel 4). Die Auslesetürme werden durch zusätzliche vertikale Unterteilungen gebildet. In den hadronischen Sektionen haben sie eine Höhe von 20 cm, in der EMC-Sektion des RCAL von 10 cm und in der EMC-Sektion des FCAL von nur 5 cm.

Das ZEUS-Kalorimeter ist ein sogenanntes „Sandwichkalorimeter“, es wurden abwechselnd 3,3 mm dicke Platten aus abgereichertem Uran als Absorberschichten und 2,6 mm dicke Szintillatorplatten als Nachweisschichten verarbeitet. Als Detektormaterial wurde der Szintillator SCSN 38 verwendet. Die Schichtdicken wurden in Testmessungen so bestimmt, daß das Kalorimeter voll kompensierend arbeitet, also für Elektronen und Hadronen gleicher Energie ein gleich großes Signal liefert.

Die EMC-Sektion ist aus 24 Uranplatten aufgebaut, was einer Tiefe von 24 elektromagnetischen Strahlungslängen beziehungsweise einer hadronischen Wechselwirkungslänge λ entspricht (siehe Tabelle 4.1). Die HAC-Sektionen im FCAL und RCAL bestehen aus jeweils 80 Uran-Szintillator-Lagen (jeweils 3λ). Die Uranplatten erstrecken sich über die gesamte Höhe eines Moduls. Die Szintillatorplatten entsprechen in ihrer Höhe der Größe des jeweiligen Ausleseturmes, da die Höhe der Auslesetürme durch die Größe der Szintillatorplatten bestimmt wird. In Tabelle 3.1 sind die Abmessungen der verwendeten Platten zusammengestellt.

Zur mechanischen Stabilisierung wurden die Uran- und Szintillatorplatten eines Moduls während ihrer Fertigung in ein Stahlgerüst gespannt. Dieses besteht aus einem Stahl-T-Profil, an dessen oberes und unteres Ende zwei 2,30 m lange C-Profile geschraubt werden. Die Uran- und Szintillatorplatten werden zwischen die C-Profile gelegt, den vorderen Abschluß bildet eine 15 mm dicke Aluminiumfrontplatte. Das T-Profil (in Abbildung 3.4 „back beam“) beherbergt Photomultiplier zur Kalorimeterauslese. Im oberen C-Profil sind die Elektronik des HES, die Messingröhren zur Kalibration mit Co^{60} -Quellen und das Lichtleitersystem installiert.

Die Uran- und Szintillatorplatten werden mit Edelstahlbänder zusammengespant. Damit kein Druck auf die Szintillatorplatten ausgeübt wird, werden an den Modulrändern alle 20 cm Abstandstücke zwischen die Uranplatten gelegt, wie in der kleinen Abbildung

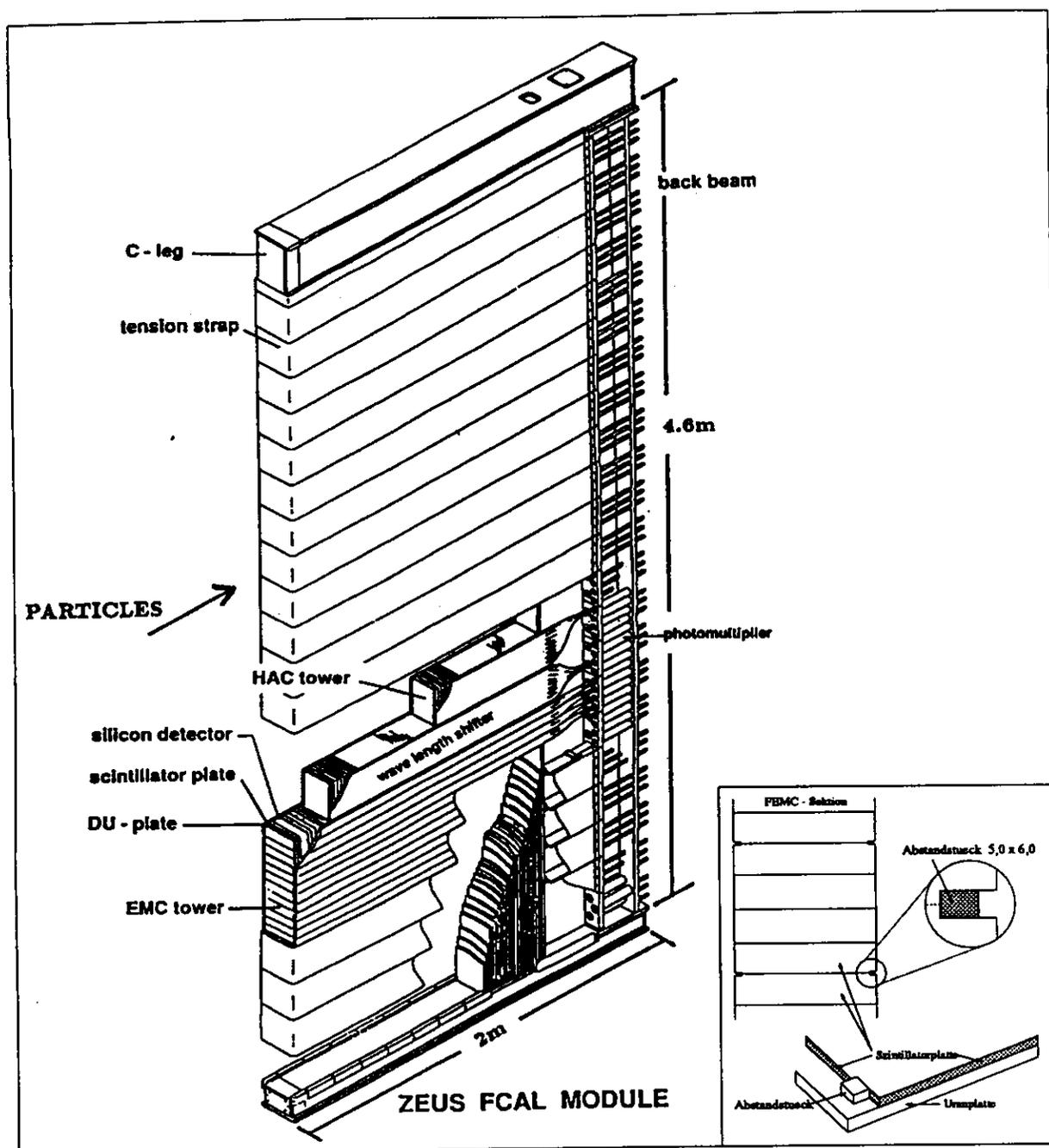


Abbildung 3.4: Aufbau eines Kalorimetermoduls. Die kleine Abbildung rechts unten stellt die Anordnung der Abstandstücke alle 20 cm zwischen jeweils zwei Uranplatten dar.

3.4 und in Abbildung 3.6 skizziert ist. An diesen Stellen wurden die Szintillatorplatten an ihren Ecken um die ebenfalls in Tabelle 3.1 angegebenen Maße ausgeschnitten. Die verwendeten Abstandstücke haben in der EMC-Sektion eine Größe von $5\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ und in den HAC-Sektionen eine Größe von $5\text{ mm} \times 10\text{ mm}$.

Die Auslese des Kalorimeters, also des in den Szintillatorplatten durch Energiedeposition erzeugten Szintillationslichtes, erfolgt über Wellenlängenschieber, die an beiden Seiten eines Moduls angebracht sind. Sie leiten das Licht von den Szintillatorplatten eines Aus-

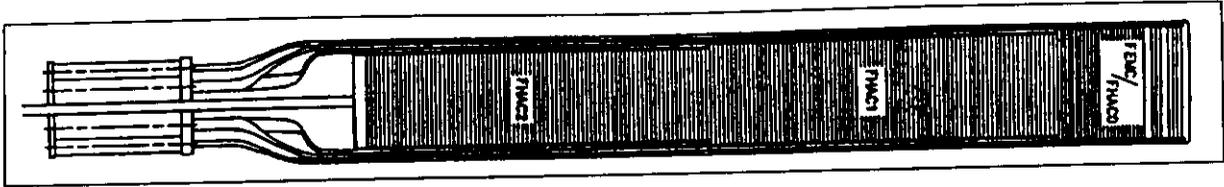


Abbildung 3.5: Aufsicht auf die Schichtstruktur eines FCAL-Moduls. (Der Wechselwirkungspunkt liegt rechts.) Wegen der seitlich angebrachten Wellenlängenschieber sind die Uran- und Szintillatorplatten der hadronischen Sektionen schmaler als in der EMC-Sektion.

leseturmes zu den Photomultipliern, wie in Abbildung 3.5 skizziert ist. Die Wellenlängenschieber sind 2 mm dick. Sie sind aus Polymethylmetacrylat (PMMA) hergestellt, das mit dem fluoreszierenden Farbstoff Y7 und einem UV-Absorber dotiert wurde.

Durch die Position der Wellenlängenschieber zwischen zwei benachbarten Modulen entstehen in x-Richtung sogenannte tote Bereiche in der Auslesefläche. Insbesondere ist darauf hinzuweisen, daß das Material der Wellenlängenschieber durch eine wesentlich größere elektromagnetische Wechselwirkungslänge gekennzeichnet ist als das Absorbermaterial Uran. Die hieraus entstehenden Inhomogenitäten in der Entwicklung von kaskadenförmigen Schauern haben Auswirkungen auf die Energiemessung des Kalorimeters und können durch den zusätzlichen Einbau von 2,6 mm breiten Bleiplatten zwischen jeweils zwei Modulen kompensiert werden (siehe Abbildung 3.6).

Die Radioaktivität des abgereicherten Urans liefert ein sehr stabiles Kalibrationssignal. Das Uransignal muß allerdings so justiert werden, daß es groß genug ist für Kalibrationszwecke, aber klein genug um die Dunkelströme der Photomultiplier niedrig zu halten. Deswegen wurden die Uranplatten der EMC-Sektion in 0,2 mm dicke, die Uranplatten der HAC-Sektionen in 0,4 mm dicke Stahlfolien eingeschweißt.

Das ZEUS-Kalorimeter bietet neben der vollständigen Kompensation den weiteren Vorteil einer schnellen Auslese. Wegen dem speziellen Aufbau der elektronischen Auslekette kann der Eintreffzeitpunkt eines Teilchens oder Jets ins Kalorimeter relativ zum Strahlkreuzungszeitpunkt auf 1 ns genau bestimmt werden. Mit dieser Zeitinformaton können Untergrundereignisse erkannt und unterdrückt werden.

Die Energieauflösung des ZEUS-Kalorimeters beträgt unter Teststrahlbedingungen für

	Uranplatten	Szintillatorplatten		Ausschnitt für Abstandstücke	
	Breite	Breite	Höhe	Breite	Höhe
EMC (FCAL)	188,8	191,0	49,4	9,8	2,5
EMC (RCAL)	188,8	191,0	99,5	9,8	2,5
HAC1	183,8	186,0	199,4	13,8	2,5
HAC2	178,8	181,0	199,4	13,8	2,5

Tabelle 3.1: Größe (in Millimeter) der Absorber- und Szintillatorplatten

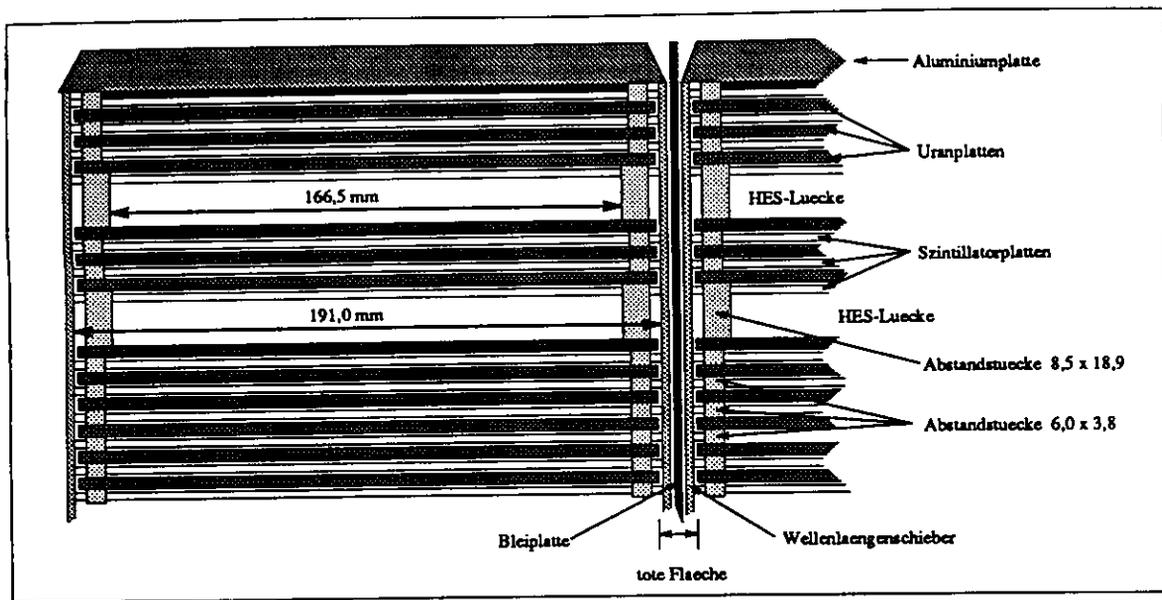


Abbildung 3.6: Aufsicht auf die Position der HES-Lücken in den vorderen Schichten der FCAL-Module. Die Installation der Wellenlängenschieber und der Bleiplatte zwischen zwei Modulen führt in x-Richtung zu einem toten Bereich in der Auslesefläche von 9 mm.

Hadronen und Jets $\sigma(E)/E = 35\%/\sqrt{E}$ und für Elektronen $\sigma(E)/E = 18\%/\sqrt{E}$.

3.4 Der Hadron-Elektron-Separator (HES)

Um die Ortsauflösung des Kalorimeters zu verbessern, die Trennung von Elektronen und Hadronen zu optimieren und einzelne Elektronen in Jets zu identifizieren, wurde beim Bau der Kalorimetermodule in der EMC-Sektion nach 3 (RCAL) bzw. nach 3 und 6 (FCAL) Uranplatten je ein 14 mm tiefer Spalt gelassen für eine bzw. zwei Lagen von 3,0 cm × 3,4 cm großen Siliziumdioden. Die Position dieser Lücken ist in den Abbildungen 3.4 und 3.6 zu erkennen. Der für die Installation dieser Detektorkomponente notwendige Freiraum wird durch 8,5 mm breite und 18,9 mm tiefe Abstandstücke geschaffen, wie in Abbildung 3.6 zu erkennen ist.

Der HES ist die für diese Arbeit zentrale Detektorkomponente. Ihr Aufbau wird deshalb in Kapitel 5 ausführlich beschrieben. An dieser Stelle sei bereits darauf hingewiesen, daß sich zwischen zwei Kalorimetermodulen jeweils die Wellenlängenschieber für die Kalorimeterauslese befinden. Zusammen mit der Bleiplatte (siehe oben) führt dies in x-Richtung zu einem toten Bereich von 9 mm, auf dem keine Dioden installiert werden können.

3.5 Das Eisenjoch

Das Eisenjoch (YOKE) ist aufgebaut als ein langgestrecktes Oktagon, an das sich an beiden Seiten Endkappen anschließen. Es umschließt die inneren Teile des Detektors, wie die Spurkammern und das Kalorimeter. Die Eisenstruktur ist aus 73 mm dicken Stahl-

platten aufgebaut. Im rückwärtigen Bereich sind acht, im zentralen Bereich zehn und im vorderen Bereich elf solcher Platten hintereinander installiert. In den Zwischenräumen zwischen diesen Platten wurde das „Backing-Kalorimeter“ installiert (siehe weiter unten). Die zentrale Aufgabe des Eisenjoches ist die Rückführung des magnetischen Flusses der Hauptspule.

3.6 Das Backing-Kalorimeter

Zwischen die Stahlplatten des Eisenjoches ist das sogenannte Backing-Kalorimeter (BAC) eingebaut. Es mißt den Teil der Energie z.B. von Myonen oder spätschauernden oder energiereichen Hadronenjets, der nicht mehr im Kalorimeter deponiert wurde. Eine weitere Aufgabe ist die Unterscheidung zwischen Hadron- und Myonsignalen. Auch das BAC arbeitet wie das hochauflösende Urkalorimeter als Sampling-Kalorimeter, d.h. Absorberschichten wechseln sich ab mit Nachweisschichten. Als Absorberschichten dienen die Stahlplatten des Eisenjoches, die Nachweisschichten sind gasgefüllte Proportionalkammern. Das BAC hat für Hadronenschauer eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{1}{\sqrt{E}}$.

Da im unteren Eisenjoch keine Myonkammern installiert sind, muß für diesen Detektorbereich die Erkennung von Myonen und die Messung ihrer Bahn ebenfalls durch das BAC geschehen. Dazu werden drei Punkte der Myonbahn gemessen, aus denen der Myonimpuls berechnet werden kann.

3.7 Der Myondetektor

Der Myondetektor des ZEUS-Experimentes besteht aus drei verschiedenen Teilen analog zur Dreiteilung des Kalorimeters: Im einzelnen sind dies das Vorwärts-Myonspektrometer (FMUON), die Zentral-Myonkammern (BMUON) und die Rückwärtsmyonkammern (RMUON). Sie arbeiten alle nach demselben Prinzip, indem die Impulse geladener Spuren vor und hinter einem dickem Absorber verglichen werden.

Das Vorwärts-Myonspektrometer ist aus zwei Eisentoroiden aufgebaut. 16 Kupferspulen erzeugen ein Magnetfeld von 1,7 T. Die Teilchenbahnen werden mit vier großflächigen Driftkammern bestimmt, die vor, zwischen und hinter den Toroiden plaziert sind.

Für die Zentral- und Rückwärtsmyonkammern sind jeweils eine sogenannte LST-Kammer vor und hinter dem magnetisierten Eisenjoch aufgebaut: Das sind Proportionalzähler, die im begrenzten Streamermodus betrieben werden. Gemessen wird die Ankunftszeit des „Streamers“ am Signaldraht. Die Impulsauflösung der Myonkammern beträgt $\frac{\sigma(p)}{p} \simeq 30\%$ für Myonen einer Energie von 100 GeV.

3.8 Der Luminositätsdetektor

Die Luminosität wird im ZEUS-Experiment bestimmt aus der gleichzeitigen Detektion eines Elektrons und eines Photons aus dem Bremsstrahlungsprozeß $e^-p \rightarrow e^- \gamma p$. Der

Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist für elastische Streuung unter kleinen Winkeln gut bekannt und kann mit der Bethe-Heitler-Formel berechnet werden.

Zur Detektion der Elektronen und Photonen sind in Flugrichtung der Elektronen gesehen hinter dem ZEUS-Detektor bereits im Tunnelbereich zwei Kalorimeter aufgebaut. Das erste befindet sich 35 m hinter dem Wechselwirkungspunkt und mißt die Energie der Elektronen. Da diese durch den Bremsstrahlungsprozeß Energie verloren haben, werden sie durch die Ablenkmagnete der Strahlführung aus dem Strahlrohr heraus abgelenkt und können ins Kalorimeter eintreffen. Das zweite Kalorimeter für Photonen ist 108 m hinter dem Wechselwirkungspunkt aufgebaut, das ist bereits nach der ersten Strahlablenkung. Da die Photonen durch die Strahlmagnete in ihrer Bahn nicht beeinflußt werden, folgen sie ihrer ursprünglichen Richtung. Sie können durch ein Fenster im Strahlrohr austreten und ins Kalorimeter gelangen.

Die Luminosität wird aus einem Vergleich der Einträge in dem γ -Zähler mit dem Wirkungsquerschnitt berechnet. Die Einträge im Elektronenzähler dienen lediglich der Kontrolle.

Kapitel 4

Grundlagen der Kalorimetrie

In Kalorimetern der Hochenergie- und Kernphysik wird die Energie eines Teilchens in ein sichtbares elektronisches Signal umgewandelt. Dazu läßt man die hochenergetischen Teilchen auf Materie treffen, in der durch Stoßprozesse die Teilchenenergie in Anregungs- und Ionisationsenergie umgewandelt wird.

Das ZEUS-Kalorimeter ist als „Sandwich“- oder „Sampling“-Kalorimeter aufgebaut, in dem sich Absorberschichten aus Uran mit Nachweisschichten aus Szintillatormaterial abwechseln. Hochenergetische Teilchen entwickeln überwiegend in den Absorberschichten kaskadenförmige Schauer. In den Nachweisschichten erfolgt über Anregung der Szintillatormoleküle die Umwandlung der Energie der geladenen Schauerteilchen in meßbares Szintillationslicht. In den HES-Dioden wird das Silizium durch Energiedeposition ionisiert, wodurch Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, deren Anzahl als Ladung gemessen werden kann.

Dieses Kapitel enthält eine Zusammenstellung der für diese Arbeit wichtigen Gleichungen.

4.1 Energieverlust durch Ionisation

Der mittlere Energieverlust, den geladene Teilchen beim Durchqueren von Materie durch Ionisation erleiden, wird durch die *Bethe-Bloch-Formel* beschrieben:

$$-\frac{dE}{d\xi} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.1)$$

mit den folgenden, verwendeten Größen:

- ξ : Flächendichte, gemessen in $[\text{g}/\text{cm}^2]$
- E : Energie des einfallenden Teilchens $\gamma M c^2$
- M : Masse des einfallenden Teilchens
- γ : $1/\sqrt{1-\beta^2}$
- β : v/c mit v : Teilchengeschwindigkeit
- K : $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$
- r_e : klassischer Elektronenradius $e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2,82 \text{ fm}$
- m_e : Elektronenmasse

- N_A : Avogadrozahl, $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
 A : Molmasse des ionisierten Mediums in [g/mol]
 Z : Kernladungszahl des ionisierten Mediums
 ze : Ladung des einfallenden Teilchens
 I : Mittleres effektives Ionisationspotential
 ($I \approx (10 \pm 1) \text{ eV}$ für schwerere Elemente als Sauerstoff)
 δ : Korrektur auf Dichteeffekt

Die Größe T_{max} in der Gleichung 4.1 bezeichnet die maximale kinetische Energie, die auf ein einzelnes Elektron in einer Kollision übertragen werden kann. Für ein punktförmiges Teilchen der Masse M und mit dem Impuls $M\beta\gamma$ gilt:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (4.2)$$

Für Energiebereiche, in denen Strahlungseffekte noch nicht berücksichtigt werden müssen, genügt die Näherung $T_{max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$.

In Abbildung 4.1 ist der Funktionsverlauf von $dE/d\xi$ für verschiedene Absorbermaterialien dargestellt. Die abgebildeten Kurven beziehen sich dabei auf Pionen als einfallende und energiedeponierende Teilchen. Gleichung 4.1 zeigt jedoch nur für hohe Energien eine geringe Abhängigkeit von der Masse des einfallenden Teilchens, so daß der Verlauf von $dE/d\xi$ praktisch als Funktion von β betrachtet werden kann. (Insbesondere bedeutet dies, daß die in Abbildung 4.1 dargestellten Kurven denselben Verlauf auch für andere energiedeponierende, geladene Teilchen zeigen.)

Aus Abbildung 4.1 ist ein ähnlicher Funktionsverlauf des Energieverlustes in verschiedenen Materialien erkennbar: Für kleine Teilchenenergien wird ein starker Abfall des

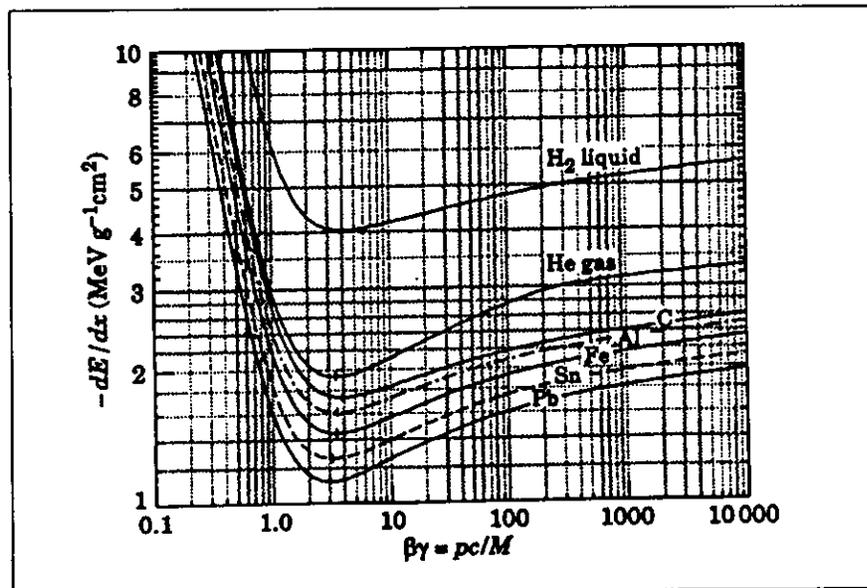


Abbildung 4.1: Funktionsverläufe des mittleren Energieverlustes von Pionen in verschiedenen Materialien (Abbildung aus: [PDG94], Seite 1251)

Energieverlustes etwa wie $1/\beta^2$ beobachtet. Nach Durchlaufen eines Minimums steigt der Energieverlust logarithmisch an. In seinem Anstieg wird er jedoch durch den *Dichteeffekt* begrenzt.

Teilchen, die nur die minimale Energie in durchquerter Materie (dem Kalorimeter) deponieren, werden als *minimal ionisierende Teilchen* bezeichnet. Diese „mips“ sind natürlich fiktive Teilchen, es hat sich aber gezeigt, daß Myonen ihnen ähnliche Eigenschaften aufweisen: Myonen durchqueren selbst große Strecken in Materie, ohne kaskadenförmige Schauer zu entwickeln. Da die Ionisationsdichte mit steigender Energie nur schwach ansteigt, entspricht die Energiedeposition von einem hochenergetischen Myon in einem Kalorimeter näherungsweise der minimalen Energiedeposition und wird im folgenden mit 1 mip bezeichnet. Myonsignale können also zur Kalibration von Kalorimetersignalen verwendet werden.

4.2 Entwicklung von kaskadenförmigen Schauern

Die Darstellung in diesem Abschnitt beschränkt sich auf den Fall hoher Teilchenenergien, d.h. die Gesamtenergie der betrachteten Teilchen ist wesentlich größer als ihre Ruhemasse m_0c^2 . Solche hochenergetischen Elektronen und Positronen verlieren beim Durchqueren von Materie Energie durch Bremsstrahlung. Bei einem Bremsstrahlungsprozeß strahlen die durch das Materiefeld beschleunigten Elektronen oder Positronen Energie in Form von Photonen ab. Ein Paarbildungsprozeß, bei dem ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt wird, kann stattfinden, wenn die Energie der Photonen größer ist als die zweifache Ruheenergie von Elektronen (0,511 MeV). Beide Prozesse können jedoch nur im Feld eines geladenen Teilchens erfolgen, auf das Energie und Impuls übertragen werden muß, um die Energie- und Impulserhaltung nicht zu verletzen. Die Wahrscheinlichkeit beider Prozesse ist dabei näherungsweise proportional zum Quadrat der Kernladungszahl der Absorbermaterials.

Bei Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen werden also neue Teilchen erzeugt. Die nach dem jeweiligen Prozeß vorhandenen Teilchen tragen im Mittel die halbe Primärenergie $E_0/2$. Genügend viele der Sekundärteilchen sind in der Regel selber noch so energiereich, daß sie ihrerseits wieder Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozesse induzieren können. So entwickelt sich eine Kaskade von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen, ein *elektromagnetischer Schauer* bildet sich aus. Als Längenskala wird dabei die *Strahlungslänge* X_0 verwendet. Nach Durchqueren einer Materieschicht der Dicke X_0 hat sich die Energie von Elektronen im Mittel um den Faktor e verringert. Für Photonen wird eine mittlere freie Weglänge X_p definiert, die sie fliegen, bis sie ein e^+e^- -Paar erzeugen: $X_p[\text{g/cm}^2] = A/N_A\sigma$. (Mit σ wird hier der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung bezeichnet.) Nach Durchqueren einer Schichtdicke von X_p ist die Zahl der ursprünglichen Photonen auf $1/e$ gesunken. Es besteht folgender Zusammenhang mit der Strahlungslänge: $X_0 = 7/9X_p$.

Im Anfangsstadium eines elektromagnetischen Schauers findet eine schnelle Vervielfachung der Teilchenzahl statt. Dies hält so lange an, bis die mittlere Energie der Teilchen eine kritische Energie E_K erreicht hat. Bei dieser kritischen Energie ist der Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung im Mittel genau so groß wie der Energieverlust

durch Ionisation. Es werden nur noch wenige neue Teilchen erzeugt, die maximale Anzahl von Schauerteilchen ist erreicht. Im folgenden Stadium der Schauerentwicklung verlieren Elektronen und Positronen ihre Energie überwiegend durch Ionisation, Photonen durch Photoeffekt und Comptonstreuung. Der Verlust an kinetischer Energie führt zu einer Abbremsung der Schauerteilchen, der Schauer stirbt langsam aus.

Auch hochenergetische *Hadronen*, die auf einen Materieblock treffen, werden abgebremst und deponieren in ihm Energie, wobei sich ebenfalls kaskadenartige Teilchenschauer ausbilden. Da Hadronen deutlich schwerer sind als Elektronen, ist die Bremsstrahlung vernachlässigbar. Stattdessen wird der Schauer durch eine starke Wechselwirkung mit einem Atomkern ausgelöst. Dabei können eine Vielzahl von verschiedenen Prozessen auftreten, auf die sich die Primärenergie E_0 verteilt. Darüberhinaus wird ein nicht unerheblicher Teil der Primärenergie zum Auflösen von Kernbindungsenergien verbraucht und bleibt somit für den Beobachter unsichtbar.

Eine detaillierte Darstellung der möglichen Prozesse findet sich in [Krü92] und [Brü86]. Für die hier vorliegende Arbeit ist nur die Tatsache von Interesse, daß die *hadronische Wechselwirkungslänge* oder *nukleare Absorptionslänge* λ_0 wesentlich größer ist als die elektromagnetische Wechselwirkungslänge X_0 (siehe Tabelle 4.1 für entsprechende Werte im ZEUS-Kalorimeter). Der HES ist in der Nähe der maximalen Ausdehnung elektromagnetischer Schauer im Kalorimeter installiert. Für elektromagnetische Schauer wird also ein großes Signal beobachtet, Hadronen deponieren im HES im allgemeinen sehr viel weniger Energie. Für sie wird in der Regel nur eine Signalthöhe wie von einem minimal ionisierenden Teilchen beobachtet, da hadronische Schauer ihre Entwicklung erst hinter dem HES starten. Aufgrund der unterschiedlichen Schauerprofile und der dadurch bedingten unterschiedlichen Signale im HES kann also eine Hadron-Elektron-Trennung erfolgen ([Ern91]).

4.3 Charakterisierende Größen

Elektromagnetische und hadronische Schauer können durch den hier zusammengestellten Satz von Parametern in einer materialunabhängigen Weise beschrieben werden. In Tabelle 4.2 sind für einige häufig verwendete Materialien die charakterisierenden Größen der Schauerentwicklung zusammengetragen. Außerdem ist das Verhältnis λ_0/X_0 angegeben. Tabelle 4.1 enthält die charakterisierenden Größen der Schauerentwicklung für eine Uran-Szintillator-Lage der EMC-Sektion des ZEUS-Kalorimeters.

Die Strahlungslänge X_0 elektromagnetischer Schauer in einem bestimmten Material kann mit Hilfe folgender Gleichung berechnet werden [PDG94]:

$$X_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] = \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1) \cdot \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (4.3)$$

Als Schauermaximum t_{max} ist die Tiefe eines Absorbers bezeichnet, bei der die größte Anzahl an Sekundärteilchen vorliegt. Sie wird in Strahlungslängen gemessen und ist abhängig von der Einschußenergie E_0 und der kritischen Energie E_K [PDG94]:

$$t_{max}[X_0] = \ln \left(\frac{E_0}{E_K} \right) \pm 0,5 \quad (4.4)$$

effektive Strahlungslänge X_0	0,74 cm
effektive hadron. Wechselwirkungslänge λ_0	21,0 cm
effektiver Molière-Radius R_M	2,02 cm
effektive kritische Energie E_K	10,6 MeV
effektive Dichte $\bar{\rho}$	8,7 g/cm ³

Tabelle 4.1: Schauerentwicklungsparameter einer Uran-Szintillatorlage in der EMC-Sektion des ZEUS-Kalorimeters nach [Krü92].

wobei sich das Pluszeichen auf Photonen, das Minuszeichen auf Elektronen als schauer-auslösende Teilchen bezieht. Nach dem Schauermaximum nimmt die Zahl der Schauerteilchen näherungsweise exponentiell ab. Die Absorbiertiefe, in der 95% der Schauerenergie deponiert werden, befindet sich nach ([Fab87]):

$$t_{95\%}[X_0] \approx t_{max} + 0,08Z + 9,6 \quad (4.5)$$

In der Nähe des Schauermaximums befindet sich nahezu der ganze Schauer noch in einem Kegel mit einem Radius von $\approx 1 X_0$ (siehe [Cus92]). Erst im fortgeschrittenen Schauerstadium wird eine transversale Schauerenausdehnung durch Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen hervorgerufen. Als Vergleichsgröße wird der sogenannte *Molière-Radius* R_M verwendet: 95% der Energie eines elektromagnetischen Schauers werden in einem Zylinder mit Radius $2 R_M$ deponiert. R_M wird mit der Skalenenergie $E_S = \sqrt{4\pi/\alpha m_e c^2} \approx 21,2 \text{ MeV}$ bestimmt nach:

$$R_M = X_0 \frac{E_S}{E_K} \approx X_0 \frac{21,2 \text{ MeV}}{E_K} \quad (4.6)$$

Für grobe Abschätzungen können folgende Faustformeln dienen [Ama81]:

$$X_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \approx 180 \frac{A}{Z^2} \quad \frac{\Delta X_0}{X_0} \leq 20\% \quad \text{für } Z \geq 13 \quad (4.7)$$

$$E_K [\text{MeV}] \approx \frac{550}{Z} \quad \frac{\Delta E_K}{E_K} \leq 10\% \quad \text{für } Z \geq 13 \quad (4.8)$$

$$R_M \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \approx 7 \cdot \frac{A}{Z} \quad \frac{\Delta R_M}{R_M} \leq 10\% \quad \text{für } Z \geq 13 \quad (4.9)$$

Zur materialunabhängigen Beschreibung der longitudinalen und transversalen Ausdehnung von **hadronischen** Schauern wird die nukleare Absorptionslänge λ_0 mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_i der Nukleon-Nukleon-Streuung folgendermaßen definiert:

$$\lambda_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] = \frac{A}{N_A \cdot \sigma_i}$$

Eine gute Näherung für λ_0 wird durch folgende Gleichung gegeben:

$$\lambda_0 [\text{cm}] = 35 \cdot \frac{A^{1/3}}{\rho}$$

Material	Z	A[g/mol]	$\rho[\frac{g}{cm^3}]$	$X_0[\frac{g}{cm^2}]$	$X_0[cm]$	$R_M[cm]$	$\lambda_0[\frac{g}{cm^2}]$	$\lambda_0[cm]$	λ_0/X_0
Polystyrol	$\approx 3,4$		1,060	43,8	41,3	14,7	82,0	77,4	1,87
Aluminium	13	26,98	2,70	24,01	8,89	5,38	106,4	39,4	4,43
Eisen	26	55,85	7,87	13,84	1,76	1,91	131,9	16,8	9,53
Blei	82	207,19	11,35	6,37	0,56	1,56	194,0	17,1	30,45
Uran	92	238,03	18,95	6,00	0,32	0,96	199,0	10,5	33,17
Silizium	14	28,09	2,33	21,82	9,36		106,0	45,5	4,86

Tabelle 4.2: Charakterisierende Größen für verschiedene Materialien

wobei ρ die spezifischen Dichte in $[g/cm^3]$ bezeichnet.

Das Maximum für hadronische Schauer befindet sich bei [Fab87]:

$$t_{max}[\lambda_0] \approx 0,2 \cdot \ln E[GeV] + 0,7$$

Für die transversale Ausdehnung eines hadronischen Schauers kann man angeben, daß etwa 95% der gesamten Schauerenergie in einem Zylinder mit dem Radius $1 \lambda_0$ deponiert werden.

Kapitel 5

Der Hadron-Elektron-Separator

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über die Funktionsweise und den derzeitigen Ausbaustand (Juni 1995) des Hadron-Elektron-Separators (HES) im ZEUS-Experiment gegeben. Zunächst wird nach einem kurzen, allgemeinen Überblick das Arbeitsprinzip des HES als Teilchenzähler von elektromagnetischen und hadronischen Schauern beschrieben. Daran schließt eine Beschreibung des mechanischen Aufbaus und der elektronischen Auslekette an. Abschließend wird auf die Signalrekonstruktion, wie sie im ZEUS-HES vorgenommen wird, eingegangen.

Für Testmessungen am CERN wurden 1994 spezielle mechanische Strukturen gefertigt und in das am CERN befindliche Prototyp-Kalorimeter eingebaut. Der Aufbau des Test-HES sowie Unterschiede zwischen der CERN-Test-Messung und dem ZEUS-HES werden in Kapitel 6 beschrieben.

5.1 Einleitung

Die Elektronenidentifikation spielt in der HERA-Physik eine entscheidende Rolle bei der Unterscheidung zwischen Ereignissen mit neutralen bzw. geladenen Strömen und bei der Erkennung von schweren Quarks. Die Unterteilung des Kalorimeters in seine Auslesetürme sowie longitudinal in elektromagnetische und hadronische Sektionen führt, wie in Kapitel 3 beschrieben, bereits zu einer guten Identifikation von einzelnen Elektronen. Die Erkennung von Elektronen in Teilchenjets hingegen erweist sich als schwieriger, da der hadronische Untergrund ein um Größenordnungen größeres Signal produziert als die Elektronen. Zur gezielten Suche nach Elektronen in Jets wird eine zusätzliche Detektorkomponente zur Elektronenidentifikation benötigt. Der Hadron-Elektron-Separator ergänzt die Informationen des Kalorimeters, der $\frac{dE}{dx}$ - Messung der CTD sowie die Information der TRD.

Aus den Kalorimeterdaten erfolgt die Hadron-Elektron-Separation aufgrund der unterschiedlichen Schauerprofile von elektromagnetischen und hadronischen Schauern (siehe Kapitel 4). Elektromagnetische Schauer starten früher im Kalorimeter und haben eine kleinere transversale Ausdehnung als hadronische Schauer.

Für eine verbesserte Hadron-Elektron-Trennung wurde von einer weiteren longitudinalen Unterteilung des Kalorimeters abgesehen. Statt dessen wurde entschieden, eine (RCAL, BCAL) beziehungsweise zwei (FCAL) Lagen 3,0 cm × 3,4 cm großer Silizium-Dioden in den

vorderen Teil der elektromagnetischen Sektion des Kalorimeters einzubauen. Mit ihnen wird die Energiedeposition der in das Kalorimeter einfallenden Teilchen nach den ersten 3, bzw. nach 6 Strahlungslängen des Kalorimeters gemessen. Das beobachtete Diodensignal ist proportional zur Anzahl geladener Teilchen in einem Schauer, von der wiederum auf den Typ des Schauers geschlossen werden kann.

Die Vorteile von Siliziumdioden gegenüber anderen Nachweismethoden liegen in ihrem guten Auflösungsvermögen (die wahrscheinlichste Zahl von Elektron-Loch-Paaren, die von einem minimal ionisierenden Teilchen beim Durchgang durch eine $400\ \mu\text{m}$ dicke, vollständig verarmte Siliziumdiode erzeugt werden, ist 33.000), ihrem großen dynamischen Bereich, der nur von der Ausleselektronik begrenzt wird, ihrer Resistenz gegen magnetische Felder und ihrer einfachen Handhabbarkeit. Siliziumdioden einer Dicke von $400\ \mu\text{m}$ sind bereits bei einer angelegten Sperrspannung von 60 V ladungsträgerfrei. Sie haben eine hohe Lebensdauer und sind relativ strahlenresistent. Für die bei HERA erwarteten Strahlenflüsse ist mit einer Lebensdauer der Dioden von 10 Jahren zu rechnen, selbst für Dioden, die in der Nähe des Strahlrohres installiert sind.

5.2 Siliziumdioden als Teilchenzähler

Festkörper werden in der Hochenergiephysik in zunehmendem Maße als Detektoren eingesetzt, da sie eine gute intrinsische Energieauflösung liefern. In Silizium werden für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nur 3,63 eV benötigt. (Zum Vergleich: es werden 30 eV benötigt, um ein Gasmolekül zu ionisieren und 300 eV, um ein Elektron von einer an einen Szintillator gekoppelten Photodiode zu extrahieren.)

Silizium ist ein Element der vierten Gruppe des Periodensystems, somit befinden sich vier Elektronen in der Valenzschale. Wird eines dieser Valenzelektronen in das Leitungsband angehoben, entsteht gleichzeitig ein *Loch*, das sich wie ein Elektron im Kristall bewegen kann.

Bei der Züchtung können Siliziumkristalle gezielt mit anderen Elementen angereichert werden, wobei man einen *schwach* dotierten Kristall erhält. Man spricht von *p-Dotierung*, wenn Siliziumatome im Gitterverband durch Atome der dritten Gruppe, von *n-Dotierung*, wenn Siliziumatome durch Atome der fünften Gruppe ersetzt werden. Atome der dritten Gruppe haben nur drei Valenzelektronen, sie können ein viertes Elektron, das von einem Siliziumatom stammt, anbinden und werden wegen dieser Eigenschaft als *Akzeptoren* bezeichnet. Die dadurch entstehenden Löcher sind in p-dotierten Kristallen die *Majoritätenträger*. Atome der fünften Gruppe – sogenannte *Donatoren* – haben fünf Valenzelektronen, von denen mit nur wenig Energie eines in das Leitungsband angehoben werden kann. In n-dotierten Materialien sind die Elektronen Majoritätenträger, zurück bleiben die unbeweglichen, positiv geladenen Atomrümpfe.

Aufgrund von thermischen Anregungen sind sowohl in p- als auch in n-dotierten Kristallen Ladungsträger vom jeweils anderen Typ vorhanden, also Elektronen in p-dotiertem, Löcher in n-dotiertem Material. Sie werden als *Minoritätenträger* bezeichnet.

Die Dichten von Elektronen (n) und Löchern (p) in Halbleitern können nach folgenden

Gleichungen berechnet werden:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{kT}\right)$$

mit:

N_c, N_v	effektive Zustandsdichte im Leitungs- und Valenzband
E_c, E_v, E_f	Energien des Leitungsbandes, Valenzbandes und Fermilevel
k	Boltzmannkonstante

In undotierten – *intrinsischen* – Kristallen gilt $p = n = n_i$. Hierbei ist n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte, für die mit $E_g = E_c - E_v$ der Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband gilt ($E_g = 1,11$ eV für Silizium):

$$np = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

Bei Raumtemperatur hat sie den Wert: $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3}$. Damit befinden sich in einem 1 cm^2 großen, $400 \mu\text{m}$ dicken Stück Silizium $5,9 \cdot 10^8$ freie Ladungsträger, das sind vier Größenordnungen mehr, als beim Durchgang eines Teilchens durch denselben Kristall durch Ionisation erzeugt werden.

Um ein sinnvolles Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten, müssen diese Ladungsträger aus dem Siliziumkristall entfernt werden, was durch das Anlegen einer Spannung an einen *p-n-Übergang* geschehen kann.

Technisch wird ein p-n-Übergang aus einem schwach n-dotierten Kristall durch Oberflächenbehandlung (Bedampfung) hergestellt: Eine Seite des Kristalls wird stark p-dotiert, die gegenüberliegende Außenseite des Kristalls wird stark n-dotiert. An den so präparierten Kristall wird nun eine *Sperrspannung* angelegt, d.h. die n-dotierte Oberfläche wird mit Masse und die p-dotierte Oberfläche mit einer negativen Spannung verbunden. Dadurch setzt eine Bewegung der Elektronen aus der Mittelschicht des Kristalls zur stark n-dotierten Oberfläche hin ein, die Löcher driften zur stark p-dotierten Oberfläche. In der Mitte entsteht eine sogenannte *Verarmungszone*, aus der alle beweglichen Ladungsträger abgezogen sind.

In der Verarmungszone können durch Energiedeposition energiereicher Teilchen Ladungen in Form von Elektron-Loch-Paaren erzeugt werden. Diese fließen entsprechend dem angelegten elektrischen Feld zu den p- bzw. n-dotierten Oberflächen und erzeugen so einen nachweisbaren Strompuls. Erfolgt die Energiedeposition nicht in der Verarmungszone, so rekombinieren die erzeugten Ladungen mit freien Ladungsträgern und gehen für die Messung verloren. Je größer die Verarmungszone ist, desto größer ist auch das gemessene Signal.

Bei der Messung von Ladungsansammlungen, die Teilchen in dem Kristall hervorrufen, entsteht ein Untergrundsignal durch die schon erwähnten thermisch erzeugten Minoritätenträger. In einem elektrischen Feld werden Elektronen und Löcher getrennt, driften entsprechend ihres Ladungsvorzeichens entlang des elektrischen Feldes und verursachen

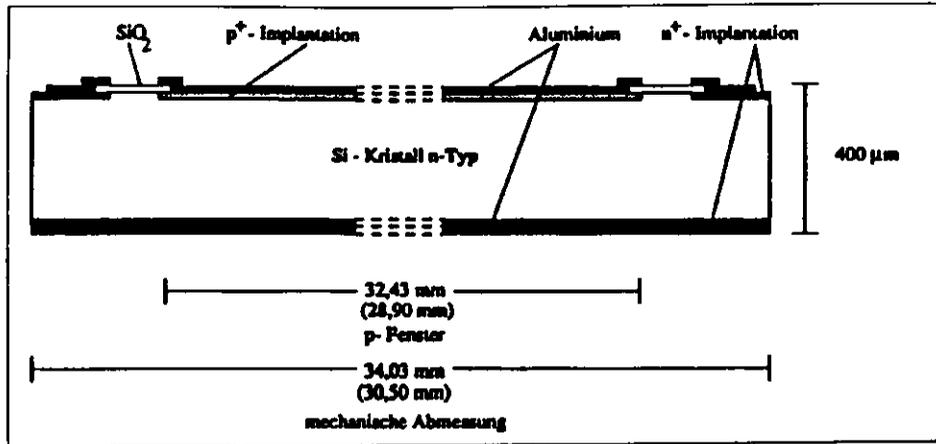


Abbildung 5.1: Querschnitt durch eine HES-Siliziumdiode

einen sogenannten *Dunkelstrom*. Die thermische Erzeugung von Elektronen und Löchern hängt empfindlich von der Konzentration unerwünschter Störatome im Kristall ab. Bei der Herstellung ist dabei auf eine sorgfältige Prozeßführung zu achten, um die Kristalle möglichst sauber zu züchten.

Das Kernstück des HES sind $3,0\text{ cm} \times 3,4\text{ cm}$ große Siliziumdioden. Für den RHES, also den Teil des HES, der in das RCAL eingebaut wird, wurden Dioden des japanischen Herstellers Hamamatsu verwendet. Für FHES sollen Dioden eines russischen Herstellers verwendet werden. Diese Dioden werden von der Moskauer Universität geliefert und deswegen im folgenden kurz mit MSU-Dioden bezeichnet.

Die Dioden sind aus drei unterschiedlich dotierten Schichten aufgebaut, einen Querschnitt zeigt Abbildung 5.1. Die als Detektorschicht verwendete dicke Verarmungsschicht besteht aus schwach n-dotiertem Silizium, die Unterschicht ist stark n-dotiert (n^+), die obere Schicht ist stark p-dotiert (p^+). Herstellungsbedingt nimmt die Anzahl der Fehlstellen im Diodenkristall zum Rand hin zu. Um einen höheren Dunkelstrom selbst im Sperrbetrieb zu unterdrücken, ist die p-Schicht zum Rand hin durch einen Ring aus SiO_2 gegen einen sogenannten *Field-Stop-Ring* isoliert. Bei den Hamamatsu-Dioden ist der Field-Stop-Ring n^+ -, bei den MSU-Dioden p^+ -dotiert. Dieser Rand liegt auf dem elektrischen Potential der Unterschicht. Dies führt dazu, daß die Verarmungszone nicht bis an den Diodenrand reicht.

Die obere und untere Schicht sind mit Aluminium bedampft. Diese Aluminiumschichten stellen die Kontakte zum Anlegen der elektrischen Spannungen dar.

Die untere n-Schicht wird mit Leitleber auf eine Keramikkarte geklebt und mit Masse verbunden, an die p-Schicht wird die Sperrspannung gelegt. Bei den Hamamatsu-Dioden beträgt diese Sperrspannung -100 V , die MSU-Dioden wurden in der Testmessung am CERN mit -120 V betrieben.

Vor dem Einbau des RHES in den ZEUS-Detektor wurden Messungen zur Größe des resultierenden aktiven Bereiches der Dioden durchgeführt. Es ergaben sich folgende Werte für die Hamamatsu-Dioden [Bar91]:

mechanische Größe:	30,5 mm × 34,03 mm
Größe des p-Fensters:	28,9 mm × 32,43 mm
Größe aktiver Bereich:	(29,62 ± 0,07) mm × (33,15 ± 0,07) mm

Obwohl die aktive Fläche größer ist als das p-Fenster, bleibt die Diode am Rand auf einer Breite von einem knappen Millimeter inaktiv. Dieser inaktive Bereich muß bei der Rekonstruktion berücksichtigt werden. Für die MSU-Dioden wurden noch keine vergleichbaren Messungen durchgeführt.

Für praktische Anwendungen genügt die Annahme, daß die in der Diode erzeugte Ladung Q proportional zur absorbierten Ionisationsenergie ist: $Q = \frac{Eg}{\epsilon} = Nq$. Neben Elektron-Loch-Paaren werden auch Phononen (Anregung von Vibrationszuständen) erzeugt. Man beobachtet also nur eine statistische Verteilung der erzeugten Ladung Q . Wäre die Zahl der ionisierten Stöße klein gegen die Zahl der Vibrationsstöße, würde die Zahl N der erzeugten Elektron-Loch-Paare einer einfachen Poissonstatistik gehorchen, für die gelten würde:

$$\sigma_{RMS} = \sqrt{N} = \sqrt{\frac{E}{\epsilon}}$$

$$E_{RMS} = \epsilon\sqrt{N} = \sqrt{E\epsilon}$$

In der Praxis ist diese Annahme jedoch falsch, zur korrekten Beschreibung muß man einen sogenannten Fanofaktor F einführen. Dieser ist immer kleiner als 1, für Silizium hat er den Wert 0,12. Damit erhält man

$$E_{RMS} = \epsilon\sqrt{NF} = \sqrt{EF\epsilon}$$

Beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens durch eine HES-Diode werden ca. 33.000 Elektron-Loch-Paare erzeugt, was einer abgegebenen Ionisationsenergie von 120 keV entspricht. Man erhält also für die Energieschärfe einen Wert von $E_{RMS} \approx 230$ eV.

5.3 Aufbau

Die Siliziumdioden des HES werden in einer Ebene senkrecht zum Teilchenstrahl in das Kalorimeter eingebaut. Das RHES ist im RCAL seit der Datennahmeperiode 1994 vollständig integriert, seine Lage im RCAL ist in Abbildung 5.2 skizziert. Die installierte Fläche dehnt sich über den Bereich der EMC-Sektion aus, der nicht vom BCAL überlappt wird (vergleiche Kapitel 3.3). Um diese große Fläche, die näherungsweise einem Kreis mit einem 1,9 m großen Radius entspricht, abzudecken, werden für das RCAL 10.412 Dioden benötigt. Im FCAL werden höhere Teilchendichten und höhere Energien erwartet, deswegen sind hier zwei Lagen Siliziumdioden vorgesehen. Für FHES werden also doppelt so viele Dioden benötigt wie für RHES.

Die Größe der Dioden von 3,0 cm × 3,4 cm ergab sich dabei als Kompromiß zwischen den Kosten und den physikalischen Anforderungen: Eine feinere Segmentierung hätte mit kleineren Diodenflächen erreicht werden können, was jedoch mit der größeren Anzahl elektronischer Auslesekanäle auch die Kosten in die Höhe getrieben hätte. Größere Diodenflächen hätten hingegen einen Verlust an Auflösung bedeutet.

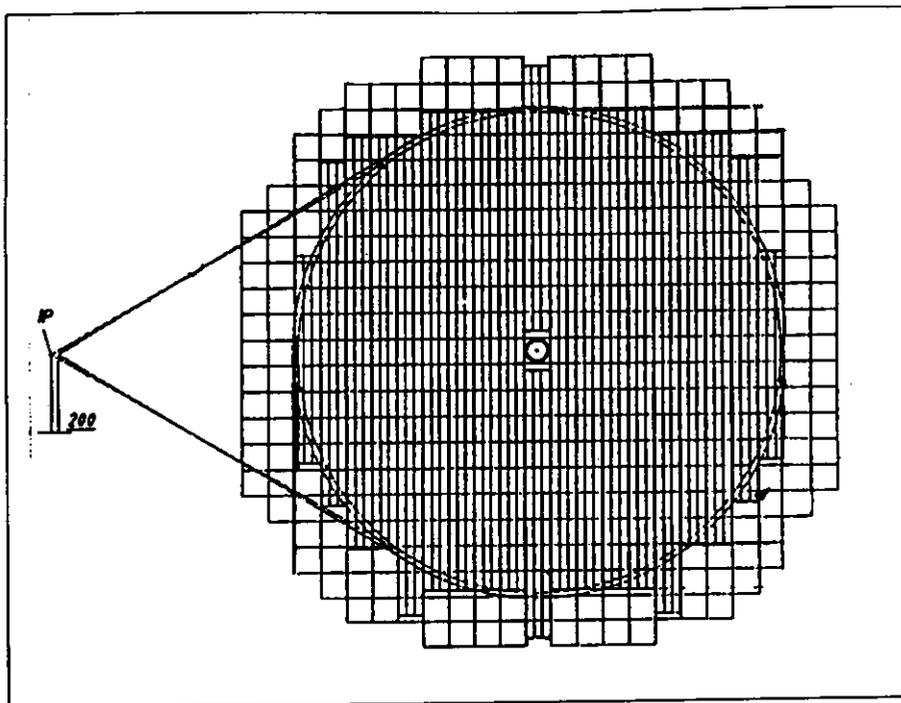


Abbildung 5.2: Position der RHES-Module im RCAL.

Jeweils zwei Dioden sind nebeneinander gemeinsam mit zwei Vorverstärkern auf einem Keramiksubstrat aufgebracht. Dioden, Vorverstärker und Keramiksubstrat zusammen werden auch als *Diodenkarte* bezeichnet. In Abbildung 5.3 links ist eine solche Diodenkarte skizziert.

Da der HES von Anfang an als Ausbaustufe des ZEUS-Kalorimeters² vorgesehen war, mußte beim Zusammenbau der Kalorimetermodule Platz für den HES gelassen werden. Dazu sind, wie in Kapitel 3.3 beschrieben und in Abbildung 3.4 skizziert, nach der dritten Uranplatte (in den FHES-Modulen auch nach der sechsten Uranplatte) alle 20 cm Abstandstücke eingefügt. Diese sind 18,9 mm lang und haben eine Querschnittsfläche von 5 mm × 8,5 mm. Blickt man aus positiver y-Richtung („von oben“) auf ein Kalorimetermodul, so ist die durch die Abstandstücke freigelassene HES-Lücke 14 mm tief (Abbildung 3.6). Die Uranplatten sind in der EMC-Sektion 190 mm breit, da die Abstandstücke in die Lücke hineinragen, schrumpft die Breite der HES-Lücke zwischen zwei Abstandstücken jedoch auf 168 mm. Um nicht weitere 12 mm in der HES-Auslesefläche am Rand der Kalorimetermodule zu verlieren, wurden spezielle Diodentypen gefertigt, die um die Abstandstücke herumpassen. Aus der Diode ist eine Fläche entsprechend der Größe des Abstandstücks ausgeschnitten, weshalb diese Dioden *Cut-Out-Dioden* genannt werden. Von je 18 eingebauten Dioden ist eine von diesem speziellen Typ. Die Cut-Out-Dioden werden auf spezielle, ebenfalls ausgeschnittene Keramikplatten aufgebracht. Die rechte Skizze in Abbildung 5.3 stellt eine solche Cut-Out-Diodenkarte schematisch dar.

Die Dioden werden zum Einbau in den Detektor auf Strukturen aus Aluminiumschienen und Vielschicht-Elektronik-Platinen aufgebracht. Jeweils zwei solcher Strukturen werden mit Dioden bestückt und so übereinandergelegt, daß die Dioden zwischen den Strukturen liegen. Wegen ihrer länglichen Form werden diese Strukturen *Ski* genannt. (Eine Skizze der

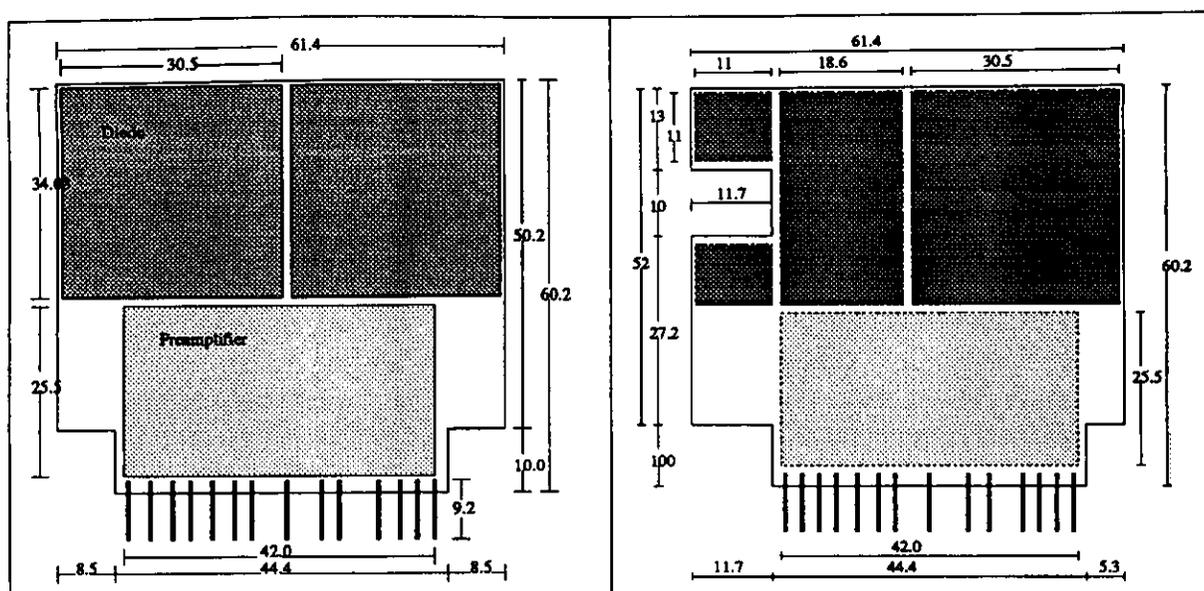


Abbildung 5.3: Schematische Skizze von zwei Diodenkarten. Links eine Diodenkarte für die Installation auf einem Mittelski, rechts eine Cut-Out-Diodenkarte. Die Einheiten der angegebenen Zahlen sind Millimeter.

im CERN-Test verwendeten Ski, die dem Aufbau der in ZEUS installierten Ski entsprechen, findet sich in Abbildung 6.3). Ein Ski ist 62,5 mm breit und seine Länge entspricht der des Kalorimetermoduls, in das er eingebaut wird. Jeweils drei Ski (ein Mittel-, rechter und linker Ski) werden in eine Lücke eines Kalorimeter-Moduls geschoben und bilden zusammen ein HES-Modul. Die Aluminium-Leiterplatten-Struktur mit den auf ihr aufgebrachten Dioden, die näher am Wechselwirkungspunkt installiert ist, wird als *Frontski*, die andere, weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt installierte Aluminiumstruktur als *Rearski* bezeichnet.

Wegen den Abstandstücken sind neben den Dioden und den Diodenkarten auch die linken und rechten Aluminiumschienen ausgefräst. Beim Einbau eines HES-Moduls werden zuerst die linken und rechten Ski in eine Kalorimeter-Lücke geschoben. Die Ausfräsungen der Aluminiumschienen werden über die Abstandstücke geschoben, so daß die Abstandstücke auch der Befestigung und Fixierung des HES im Kalorimeter dienen. Sind die beiden äußeren Ski installiert, wird in die verbliebene Restlücke der Mittelski eingeschoben und so montiert, daß die Positionierung der Dioden auf dem Mittelski der Positionierung der Dioden auf den äußeren, durch die Abstandstücke fixierten Ski entspricht.

5.4 Elektronische Ausleseketten

Die Ausleseketten des HES ist in ihrem Entwurf so nah wie möglich an die Auslese der Photomultiplier des Kalorimeters angelehnt. Die HES-Ausleseketten besteht aus drei unterschiedlichen, räumlich getrennten Teilen:

1. Elektronik im Detektor (Dioden und Vorverstärker auf den Diodenkarten, Vielschichtleiterplatten)

2. Elektronik im oberen C-Arm (Stromversorgung für die Ski, ein Testpulssystem, sogenannte Analogkarten (s.u.))
3. Elektronik im „Rucksack“ (Digitalkarten mit Analog-Digital-Wandlern, Verbindung zu Transputer-Netzwerken, Verbindung zur ZEUS-Datenspeicherung, Kontrolle aller Funktionen der Datennahme)

Im folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen Komponenten der Auslekette in ihrer Bedeutung erklärt.

5.4.1 Die Vorverstärker

Ein minimal ionisierendes Teilchen (mip) erzeugt in den HES-Dioden eine Ladung von ca. $6fC$. Um zu verhindern, daß diese kleinen Diodensignale vollständig von Rauschsignalen überlagert werden, befindet sich für jede Diode ein Vorverstärker bereits auf den Diodenkarten. Sie sind in SMD-Technik („Surface Mounted Device“) montiert. Die Verwendung von SMD-Technik bietet den Vorteil, daß die Höhe der Verstärker nur wenig größer als die Höhe der Dioden selber ist. Um störende Einflüsse der Vorverstärker auf gegenüberliegende Dioden zu unterdrücken, sind die Vorverstärker mit einer auf Masse gelegten und in Plastik eingeschweißten Kupferfolie abgedeckt. Diese Kupferfolien haben eine Größe von $25,4\text{ mm} \times 42,0\text{ mm}$.

Ein vereinfachtes Schaltbild der Vorverstärker ist in Abbildung 5.4 skizziert. Es handelt sich um ladungsintegrierende, invertierende Vorverstärker. Die durch Ionisation von einem Teilchen in der Diode erzeugte Ladung Q fließt über den Entkoppelkondensator C_E ab und erzeugt am Eingang des Vorverstärkers eine Spannung U_E . Am Ausgang wird nun solange eine Ausgangsspannung U_A produziert, bis über den Rückkoppelkondensator C_R soviel Ladung geflossen ist, daß die am Eingang liegende Spannung auf 0 V abgefallen ist. Am Ausgang entsteht eine zur Eingangsladung proportionale Spannung. Es gilt $U_A = \frac{Q}{C_R}$. Der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers ist definiert als $G_{VV} = \frac{1}{C_R}$. Er beträgt für den hier verwendeten Vorverstärker $3 \cdot 10^{11} \frac{V}{C}$. Somit wird nach dem Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens durch eine Diode am Ausgang des Vorverstärkers eine Spannung von $1,6\text{ mV}$ erzeugt.

Wie jeder Verstärker produziert auch dieser Vorverstärker der Dioden ein charakteristisches Rauschen. Das Rauschen setzt sich zusammen aus Stromrauschen und Spannungsrauschen. Das Entstehen des *Stromrauschens* hängt mit dem Dunkelstrom einer Diode zusammen: Durch den Dunkelstrom werden Ladungen im Entkoppelkondensator angesammelt. Das hieraus entstehende Signal wird dem „richtigen“ Signal überlagert. Das *Spannungsrauschen* entsteht durch thermisches Rauschen des Feldeffekttransistors am Eingang des Vorverstärker. Es ist proportional zur Kapazität der Diode, die wegen der relativ großen Fläche der Dioden sehr groß ist (250 pF). Dieses führt zu einem Signal-zu-Untergrund Verhältnis von $7 : 1$ für minimal ionisierende Teilchen.

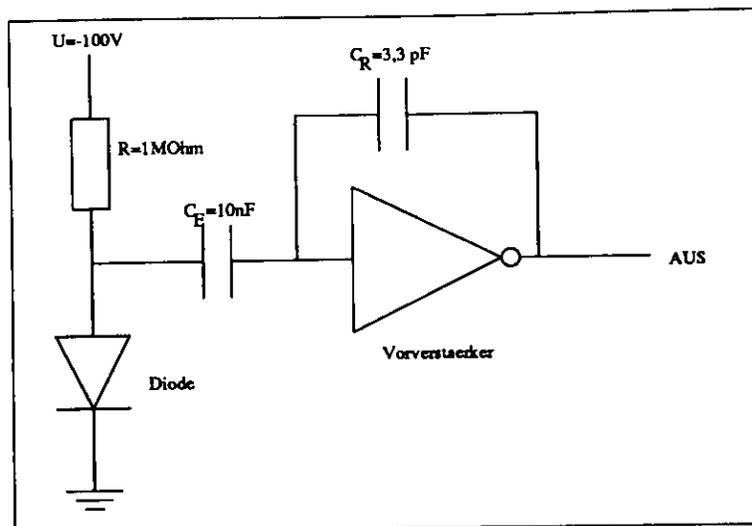


Abbildung 5.4: Vereinfachtes Schaltbild des Vorverstärkers

5.4.2 Die Vielschichtleiterplatten (Multilayerboards)

Auf einen einzelnen HES-Ski werden bis zu 224 Dioden montiert. Die Signale dieser 224 Auslesekanäle müssen von den Diodenkarten zur Analogelektronik im oberen C-Arm transportiert werden. Gleichzeitig müssen die Dioden mit Hochspannung versorgt werden, es müssen Zuleitungen für die Versorgungsspannungen des Vorverstärkers sowie Leitungen für die Testpulse gelegt werden.

Für diese Zwecke wurden spezielle Vielschichtleiterplatten aus Polyester mit geätzten Kupferleitungen gefertigt. Die Länge der Vielschichtleiterplatten entspricht der jeweiligen Länge der Ski. Die Vielschichtleiterplatten werden auf die Aluminiumrahmen geklebt, bevor die Diodenkarten auf sie aufgelötet werden.

Jede Vielschichtleiterplatte besteht aus bis zu sieben Signallagen, zwischen zwei Signallagen befindet sich immer eine auf Massepotential gelegte Abschirmlage. Jede Signallage besteht aus 49 Leitungen, die einzelnen Leitungsbahnen einer Signallage sind $350 \mu\text{m}$ breit.

Für jede Diode werden drei Leitungen benötigt für das Signal, die Signalmrückführung sowie eine Masseleitung zur Abschirmung. Eine Signallage trägt also die Signale von 16 Dioden.

Die Diodenkarten werden auf die Vielschichtleiterplatten so aufgelötet, daß sie in y-Richtung leicht projektiv angeordnet sind: Die Abstände zwischen zwei Diodenkarten sind auf den Rearski etwas größer ($\approx 0,05 \text{ mm}$) als auf den Frontski. Dadurch wird erreicht, daß ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen nur durch eine Diode auf einer der beiden Skihälften fliegt.

Am Ende der Vielschichtleiterplatten werden die Signale an 50-poligen Pfostenverbindern von Flachleitkabeln abgenommen und zur im oberen C-Arm platzierten Analogelektronik geleitet werden.

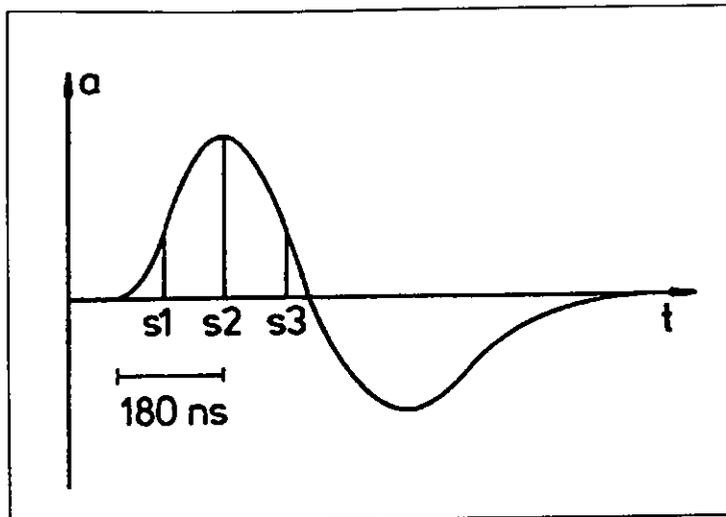


Abbildung 5.5: Bipolares Ausgangssignal des Pulswandlers. Eingezeichnet sind zeitlich optimale Abtastungen (s_1 , s_2 , s_3).

5.4.3 Die Analogkarten

Die von den Ski kommenden Signale werden zu Analogkarten geleitet, auf denen sie umgewandelt und für die Übertragung zu Digitalkarten vorbereitet werden. Auf jeder Analogkarte können Signale von 48 Dioden verarbeitet werden: Die ankommenden Signalepulse werden zunächst durch einen *Pulswandler* in eine charakteristische Form umgewandelt. Die gewandelten Pulse werden synchron mit der Kollisionsfrequenz des Speicherringes alle 96 ns abgetastet und in analogen Speicherzellen — sogenannten *Pipelines* — zwischengespeichert. Für jede Diode gibt es eine Pipeline, jeweils vier Pipelines befinden sich zusammen auf einem integrierten Baustein (Pipelinechip). Nach einer positiven Triggerentscheidung werden aus den Pipelines bis zu acht Abtastwerte ausgelesen und in einen Zwischenspeicher (*Puffer* oder *Buffer*) geschrieben. Dabei sind drei Pipelinechips mit einem Pufferchip verbunden. Die 24 gespeicherten Signale von zwei Pufferchips werden nacheinander ausgelesen und auf die Leitung zu den Digitalkarten gegeben („gemultipliziert“).

Bei den verwendeten *Pulswandlern* handelt es sich um sogenannte *bipolare* Pulswandler, d.h. für ein stufenförmiges Eingangssignal wird ein bipolares Ausgangssignal geliefert, es ist in Abbildung 5.5 skizziert. Neben der Wandlung und Verbreiterung des Pulses erfolgt durch den Pulswandler eine Signalverstärkung um einen Faktor 2,75. Diese Verstärkung ist jedoch nur für Eingangssignale bis 2,4 V korrekt, bei größeren Amplituden ist der Sättigungsbereich des Pulswandlers erreicht.

Als *Anstiegszeit* des Pulswandlersignals wird die Zeit zwischen der Flanke des Eingangssignals und dem Maximum der ersten Halbwelle des Pulswandlersignals definiert. Die Anstiegszeit für den hier verwendeten Pulswandler beträgt 180 ns, das ist etwas kürzer als die Zeit, die für zwei Abtastungen benötigt wird (192 ns). Somit bleibt das Maximum des ersten Signals unverändert, wenn die Signale mindestens zwei Strahlkreuz-

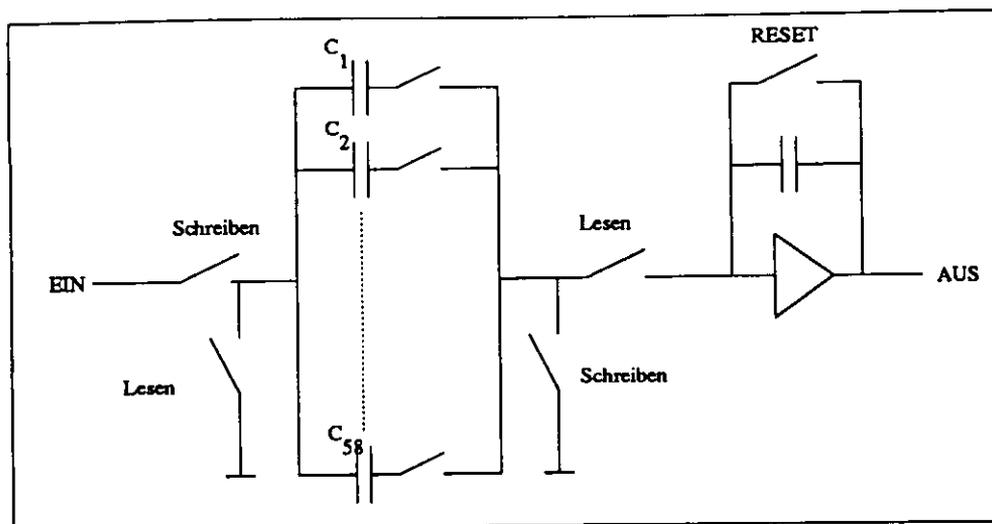


Abbildung 5.6: Prinzipschaltbild des Pipelinechips

zungen auseinanderliegen.

Die lange Anstiegs- und Abfallzeit des Pulswandlersignals ermöglicht eine Abtastung der ersten, positiven Halbwelle des Pulswandlersignals an drei verschiedenen Stellen. Diese drei Abtastwerte werden nach einer positiven Triggerentscheidung an die Digitalkarte weitergegeben. Für Testzwecke (so auch in der Testmessung am CERN) können bis zu acht Abtastwerte ausgelesen werden.

Ein weiterer Vorteil des bipolaren Pulswandlers ist die hohe Stabilität seines Nullpunktes. Das Integral über die gesamte Dauer des Pulses ist etwa Null, man hat also selbst bei hohen Ereignisraten keine Verschiebung des Nullpunktes am Ausgang und somit keine hohen Verluste in der Auflösung.

Da die Zeit von 96 ns zwischen zwei Strahlkreuzungen nicht ausreicht, um eine erste Triggerentscheidung zu fällen, wurden für die Auslese des ZEUS-Kalorimeters spezielle Speicherbausteine – sogenannte **Pipelines** – entwickelt, in denen eine Speicherung der Abtastwerte für $5,6 \mu\text{s}$ möglich ist. Diese Speicherbausteine werden auch für die Speicherung der HES-Abtastwerte verwendet.

In Abbildung 5.6 ist der Aufbau einer solchen Pipeline schematisch dargestellt. Eine Pipeline besteht aus 58 Kapazitäten, die zyklisch nacheinander „beschrieben“ werden. An ihren Eingängen liegen die Ausgangssignale der Pulswandler an. Einer am Eingang anliegenden Spannung entspricht eine Ladung auf einem der Kondensatoren. Zur Auslese wird die in den Kondensatoren gespeicherte Ladung wieder über einen ladungsintegrierenden Verstärker am Ausgang der Pipeline in eine Spannung zurückgewandelt. Nach $58 \times 96 \text{ ns} = 5,6 \mu\text{s}$ wird wieder die erste Kapazität überschrieben. Fällt innerhalb dieser Zeit eine positive Triggerentscheidung, wird das weitere Abtasten gestoppt und die Auslese in die Puffer gestartet.

Von den drei pro Ereignis ausgelesenen Abtastwerten sollte der zweite mit dem Maximum des Pulswandlersignals zusammenfallen. Als optimal werden Abtastungen bezeichnet, bei denen der erste und dritte Abtastwert gleich groß sind. Die Signallaufzeit vom Vorverstärker bis zur Analogkarte hängt jedoch von der Position der Diode auf dem Ski

ab, bei den längsten Modulen im ZEUS-HES sind das bis zu 4 m Wegunterschied, was einer Differenz von 20 ns entspricht. Im ZEUS-HES läßt sich modulweise der Zeitpunkt der Abtastungen relativ zur Maschinenuhr verzögern, die Abtastungen sind für die in der Mitte eines Ski montierten Dioden optimiert.

Für den Weg von der im oberen C-Arm installierten Analogelektronik zu den im Rucksack installierten Digitalkarten müssen die Signale eine Strecke von 60 m überbrücken. Dafür werde die Abtastwerte „gemultiplext“, das heißt, die Speicherzellen von 24 Dioden werden nacheinander ausgelesen und auf die Signalleitung gegeben. Solange ein Speicherbaustein ausgelesen wird, kann er nicht wieder beschrieben werden. Für die Digitalisierung eines Abtastwertes wird eine Zeit von $1 \mu\text{s}$ benötigt, was bei einer direkten Übertragung der Abtastwerte auf die Leitung zu einer Totzeit von $24 \times 3 \times 1 \mu\text{s} = 72 \mu\text{s}$ in der Datennahme führen würde. Um diese Totzeit zu verringern sind auf den Analogkarten weitere Zwischenspeicherzellen – die sogenannten Puffer – auf integrierten Bausteinen installiert.

Diese Pufferchips haben 12 parallele Eingänge, an die ein aus acht Kondensatorzellen bestehendes Schieberegister angeschlossen ist. Zusätzlich hat ein Pufferchip 12 weitere Eingänge. Diese werden gebraucht, um Kontrollwerte von der Analogkarte an die Digitalkarte weiterzuleiten, wie z.B. die Temperatur, Präzisionsspannungen, Versorgungsspannungen oder das Massepotential auf der Analogkarte. Die Übertragungszeit für einen Abtastwert vom Pipelinechip in den Puffer beträgt $1 \mu\text{s}$, was zu einer Totzeit bei der Auslese der Pipelinechips von $8 \mu\text{s}$ führt.

Die Pufferchips selber werden von zwei Multiplexern ausgelesen. Auch hier dauert die Auslesezeit $1 \mu\text{s}$ pro Abtastwert. Dabei liest jeder Multiplexer zwei Pufferchips nacheinander aus. Im Multiplexer wird mit einem elektronischen Schalter zwischen den zwei an ihn angeschlossenen Pufferchips zur Auslese hin- und hergeschaltet. Das Signal zum Umschalten wird von externer Schaltelektronik (HES-Buffer-Controller) geliefert. Für den CERN-Test fehlt dieses Signal, weshalb nur je ein Puffer pro Multiplexer ausgelesen werden kann, es werden nur 24 statt 48 Dioden pro Analogkarte verarbeitet.

5.4.4 Die Digitalkarte

Die Digitalkarte empfängt, verstärkt und digitalisiert ankommende Signale. Ihre Ausgabedaten werden an das Datensystem weitergeleitet. Beim CERN-Test werden die von den Dioden kommenden Signale von der Digitalkarte lediglich digitalisiert. Im ZEUS-HES werden die Daten bereits durch einen auf der Digitalkarte eingebauten Mikroprozessor kalibriert und die Pulshöhen aus den Abtastwerten berechnet.

Die Digitalisierung des analogen Signals erfolgt durch vier 12-bit Analog-Digital-Wandler (ADC) der Firma Datel mit einer Digitalisierungsfrequenz von 1 MHz. Der dynamische Bereich der ADCs reicht von 0 V bis 6,7 V. Da die ADCs nur positive Spannungen digitalisieren können, wird den ADC-Eingangsspannungen eine Gleichspannung überlagert. Diese kann zwischen 0 mV und 660 mV variiert werden, und ist für die Auslese der HES-Signale zu 620 mV gewählt worden.

Die digitalisierten Abtastwerte werden in einem Speicher abgelegt, auf den sowohl vom ADC als auch vom digitalen Signalprozessor zugegriffen werden kann. Jedem ADC sind 2 k 12 bit Worte Speicherplatz zugewiesen. Dieser Speicherplatz wird unterteilt in 16 Bereiche

(= Seiten) zu je 128 Worten. Bei fünf ausgelesenen Abtastwerten pro Diode können bis zu 16 Ereignisse gespeichert werden.

5.5 Signalrekonstruktion

Vor einer Analyse der Daten müssen die verschiedenen Auswirkungen der elektronischen Auslekette auf die Signale berücksichtigt und ihre Einflüsse korrigiert werden. Für die Rekonstruktion der HES-Daten werden zwei *Kalibrationen* durchgeführt:

1. Korrektur auf Signalverstärkung und Signalverluste in den Speicherzellen
2. Bestimmung der Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker sowie der Pulswandler mit *Testpulsen*

In den Pipeline- und Pufferzellen werden Spannungen in Form von Ladungen auf Kondensatoren gespeichert. Während der Speicherung einer Eingangsspannung V_{ein} fließt ein Teil der entsprechenden Ladung wieder aus der Kapazität ab, so daß bei der Auslese nur der Teil $V_{ein} \cdot c$ des Eingangssignals weitergegeben wird. c ist der *Verstärkungsfaktor* der Speicherzelle. Außerdem wird ein von der Geometrie der Zelle abhängiger Teil der Ladung nicht ausgelesen. Dies führt zu einer konstanten, von der Eingangsspannung unabhängigen Veränderung des Signals, die als *Pedestal* bezeichnet wird.

Jeder Abtastwert des Pulswandlersignals wird in einer bestimmten Pipelinezelle i und in einer bestimmten Pufferzelle j gespeichert. Es müssen die Auswirkungen von zwei verschiedenen Speicherzellen auf das Signal berücksichtigt werden. Am Ausgang des Pufferchips liegt also folgende Spannung an:

$$V_{out} = V_{ein} c_p^i c_b^j + V_p^i c_b^j + V_b^j \quad (5.1)$$

$$V_{out} = V_{ein} \cdot g_{ij} + h_{ij} \quad (5.2)$$

mit:

$$\begin{aligned} c_p^i & : \text{Verstärkung durch die Pipelinezelle } i \\ c_b^j & : \text{Verstärkung durch die Pufferzelle } j \\ V_p^i & : \text{Pedestal der Pipelinezelle } i \\ V_b^j & : \text{Pedestal der Pufferzelle } j \\ g_{ij} = c_p^i c_b^j & : \text{Gesamtverstärkungsfaktor} \\ h_{ij} = V_p^i c_b^j + V_b^j & : \text{Nullspannung} \end{aligned}$$

Die Ausgänge der Pipelinechips sind direkt mit den Eingängen der Pufferchips verbunden, so daß keine Prüfsignale direkt in den Pufferchip gegeben werden können. Anstelle einer getrennten Vermessung der Verstärkungsfaktoren und Pedestals der Pipelinezellen und Pufferzellen kann nur eine Kombination der Werte bestimmt werden. Dabei werden die Terme $V_p^i c_b^j + V_b^j$ aus Gleichung 5.2 werden zu einer *Nullspannung* h_{ij} und die Verstärkungsfaktoren der Pipeline- und der Pufferzelle zu einem *Gesamtverstärkungsfaktor* g_{ij} zusammengefaßt. (Die Verstärkung des Pipelinepedestals während der Speicherung in der Pufferzelle wird vernachlässigt.)

Zur Pedestalkorrektur wird an den Eingang des Pipelinechips eine Spannung von $V_{ein} = 0\text{ V}$ angelegt. Am Ausgang des Multiplexerbausteins können dann direkt die Nullspannungen gemessen werden.

Um die Verstärkungsfaktoren g_{ij} für jede mögliche Kombination einer Speicherzelle i mit einer Pufferzelle j zu bestimmen, werden zwei verschiedene Spannungen („Masse“ $V_g = 0\text{ V}$ und eine Referenzspannung V_{ref}) an den Eingang der Speicherzellen gelegt. Aus diesen Eingangsspannungen und den digitalisierten Ausgangsspannungen A_g und A_{ref} erhält man die gesuchten g_{ij} :

$$g_{ij} = \frac{V_{ref} - V_g}{A_{ref} - A_g} \quad (5.3)$$

Für 58 Speicherzellen auf einem Pipelinechip und 8 Speicherzellen auf einem Pufferchip würden insgesamt 464 Pedestalsummen und 464 Verstärkungsprodukte, also insgesamt 928 zu speichernde Konstanten resultieren. Dies sind mehr, als in dem DSP auf der Digitalkarte gespeichert werden könnten. In [Her91] wird ein Minimierungsverfahren vorgeschlagen, das die Zahl der Konstanten auf 58+8 reduziert.

Zur Berechnung der Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker und der Pulswandler werden in die Kalibrationseingängen der Vorverstärker *Testpulse*, das sind stufenförmige Pulse der Amplitude 1 V, gegeben. Wie ein von einem Teilchenschauer erzeugtes Signal durchläuft dieses von einem Testpuls erzeugte Signal die elektronische Ausleseketten. Die digitalisierten Abtastwerte werden wie oben beschrieben auf Nullspannungen und Verstärkungsfaktoren korrigiert. Aus den so korrigierten Abtastwerten werden die Amplituden des Pulswandlersignals rekonstruiert. Das Verhältnis dieser Amplitude zur Amplitude des Testpulses ergibt einen Verstärkungsfaktor für Vorverstärker und Pulswandler. Außerdem erhält man einen Eichfaktor für die Umrechnung der Meßwerte von ADC-Kanälen in die am Vorverstärker angelegene Spannung.

Kapitel 6

Die Testmessung am CERN

Im Sommer 1994 wurde eine Testmessung am X5-Teststrahl am CERN durchgeführt. In das dort befindliche Prototyp-Kalorimeter wurde ein Test-HES integriert, für den spezielle *Testski* gefertigt wurden. Neben den neu gefertigten Testski ist ein weiterer Unterschied zu früheren CERN-Test-Messungen die Verwendung der gleichen Diodenkarten und der gleichen Ausleseelektronik wie im ZEUS-Experiment. In diesem Kapitel werden der Aufbau der Messung am CERN, die speziell gefertigten Testski sowie das Meßprogramm genauer beschrieben. Am Ende des Kapitels werden die Schnitte vorgestellt, mit denen die relevanten Ereignisse aus den aufgezeichneten Daten selektiert wurden.

Eine zentrale Motivation für die Testmessung waren Untersuchungen zur Ortsauflösung des HES unter besonderer Berücksichtigung der Ränder der aktiven Flächen. Hierfür wurde ein sogenannter *Ortsscan* durchgeführt.

Die Testski wurden mit MSU-Dioden bestückt, die für FHES verwendet werden sollen. Ein Testski wurde zum Vergleich mit den in RHES eingebauten Hamamatsu-Dioden ausgestattet. Die Testmessung bot also zusätzlich die Möglichkeit, Unterschiede im Verhalten der MSU- und Hamamatsu-Dioden zu studieren.

6.1 Der X5-Teststrahl

Der X5-Strahl ist ein Tertiärstrahl des primären Strahls des Super-Protonen-Synchrotrons (SPS), der eine Energie von 450 GeV hat. Diese hochenergetischen Protonen werden auf ein Target gelenkt, hinter dem aus den entstandenen Teilchen π^- -Teilchen mit einer Energie von 120 GeV ausgelenkt werden. Sie bilden den sogenannten H3-Strahl und werden auf ein Kupfer-, Beryllium- oder Bleitarget gelenkt.

Der aus diesem Target austretende X5-Strahl liefert Teilchen mit Energien zwischen 10 GeV und 110 GeV. Die Strahlzusammensetzung ist abhängig vom Targetmaterial und von der gewählten Teilchenenergie: Bei einer Energie von 15 GeV und der Verwendung eines Bleitargets besteht der Strahl zu fast 100% aus Elektronen, bei einer Energie von 100 GeV und demselben Target zu 50% aus Elektronen und 50% aus Myonen. Einen Hadronenstrahl erhält man, wenn man die Pionen auf ein Kupfertarget lenkt, hinter dem ein 5 mm oder 10 mm dicker Bleiabsorber aufgebaut ist, um Elektronen aus dem Strahl zu absorbieren.

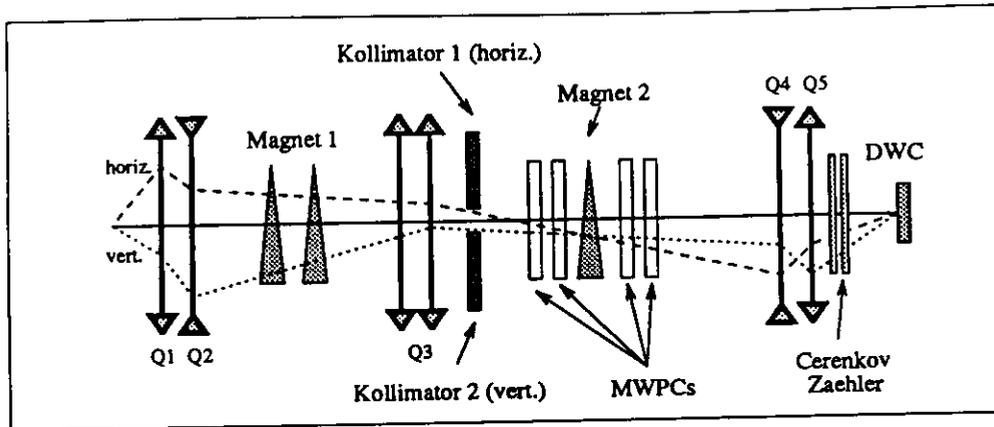


Abbildung 6.1: Strahloptik des X5-Teststrahl. Die Teilchen werden von links nach rechts beschleunigt, das Prototyp-Kalorimeter befindet sich rechts noch hinter der DWC.

Die Strahloptik des X5-Teststrahls ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Sie besteht aus zwei Dipolmagneten (Magnet 1 und Magnet 2 in der Zeichnung) und fünf Quadrupolmagneten (Q1 bis Q5) zur Strahlfokussierung, sowie zwei Kollimatoren, der eine für die horizontale, der andere für die vertikale Richtung. Schlitzgröße und Mitte der Kollimatoren können variiert werden, über ihre Einstellung werden die Impulsunschärfe und die Größe des Brennpunktes des Strahls auf dem Kalorimeter definiert. Außerdem kann man durch Öffnen und Schließen der Kollimatoren die Teilchenzusammensetzung des Strahls weiter variieren: Bei hohen Energien (>50 GeV) ist der Myonanteil eines Hadronenstrahls größer als 50%. Der Hadronenanteil kann durch weites Öffnen der Kollimatorschlitze erhöht werden.

6.2 Das Prototyp-Kalorimeter

Während der Entwicklungsphase des ZEUS-Kalorimeters wurden verschiedene Kalorimeter zu Testzwecken gebaut und getestet. Die Module des zuletzt gebauten *Prototyp-Kalorimeters* entsprechen in ihrem Aufbau den Modulen des vorderen Kalorimeters. Insgesamt besteht das Prototyp-Kalorimeter aus vier FCAL-Modulen mit jeweils vier Türmen. Der aktive Bereich hat also eine Querschnittsfläche von $80\text{ cm} \times 80\text{ cm}$. Die Numerierung der Module erfolgt aus der Strahlrichtung gesehen von rechts nach links, eine Bleiplatte ist nur in der Mitte des Kalorimeters zwischen den Modulen 2 und 3 installiert.

Wie im FCAL befinden sich auch im Prototyp-Kalorimeter zwei Lücken für die HES-Dioden nach der dritten und sechsten Uranplatte. Allerdings haben die Lücken im Prototyp nur eine Tiefe von 9 mm. Die Abstandstücke sind im Gegensatz zu den im ZEUS-Kalorimeter verwendeten Abstandstücken asymmetrisch geformt (nach hinten werden sie breiter) und haben größere Ausmaße, was bei der Konstruktion der Testski berücksichtigt werden mußte.

Das Prototyp-Kalorimeter ist in einen beweglichen Überrahmen eingebaut, der in horizontaler Richtung mit einer Genauigkeit von 2 mm, in vertikaler Richtung mit einer Genauigkeit von 1 mm bewegt werden kann.

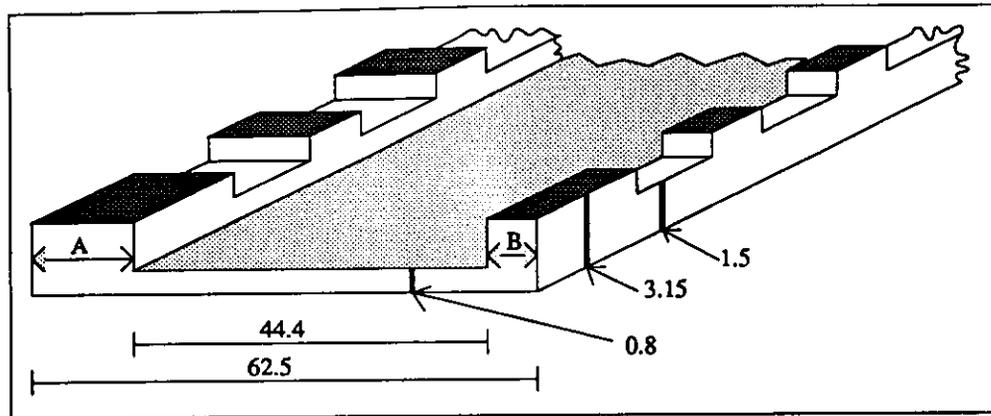


Abbildung 6.2: Querschnitt durch ein Aluminiumprofil. Bei einem Profil für einen äußeren Ski (hier gezeigt) ist der an den Modulrand grenzende Profilrand (hier A) 12 mm, der andere (B) 6 mm breit. Profile für Mittelski sind symmetrisch gefertigt: $A = B = 9$ mm.

6.3 Die Testschi

Beide HES-Lücken der zwei mittleren Module des Prototyp-Kalorimeters wurden im August 1994 mit speziell gefertigten Testschi bestückt. Für diese vier Sätze von Testschi wurden insgesamt 24 Aluminiumprofile benötigt. Jedes dieser Profile ist 62,5 mm breit und 580 mm lang, die aktive Länge der Testschi beträgt 400 mm.

Abbildung 6.2 zeigt einen Querschnitt durch ein Aluminiumprofil. Dargestellt ist ein Profil für einen äußeren Ski, was an den unterschiedlich breiten Randleisten erkennbar ist. Für äußere Ski haben die Profilränder, die an den Modulrand stoßen (in der Abbildung mit A bezeichnet), eine Breite von 12 mm, die Profilränder, die ins Innere des Moduls zeigen (in der Abbildung mit B bezeichnet), haben eine Breite von 6 mm. Die Profile für Mittelski sind symmetrisch gearbeitet: Beide Randleisten haben eine Breite von 9 mm.

Alle Profile werden in der Mitte 44,4 mm breit ausgefräst, in die so entstandenen Mulden werden Leiterplatten geklebt. Da auf einem Testschi maximal 12 Dioden installiert sind, reicht zur Signalübertragung eine Leiterplatte mit einer Signallage aus (im Gegensatz zu den Vielschichtleiterplatten im ZEUS-HES). Die verwendeten Leiterplatten sind 44,4 mm breit und 0,5 mm hoch. Sie sind aus Epoxidharz mit geätzte Kupferleitungen gefertigt.

In Abbildung 6.2 erkennt man außerdem die stufenförmige Struktur der Randleisten, die Höhen variieren zwischen 1,5 mm und 3,15 mm. In die Mulden werden die Diodenkarten gelegt, bevor sie auf die Leiterplatte gelötet werden. Der Abstand der Dioden auf den Testschi ist im Gegensatz zu den ZEUS-HES-Ski nicht projektiv, da die Teilchen in der Testmessung parallel in das Kalorimeter einfallen. Die Dioden haben auf den Ski einen Mitte-zu-Mitte Abstand von 66,8 mm. Als Abstandhalter werden zwischen die Randleisten der Aluminiumprofile 2 mm dicke Epoxidleisten gelegt. Die volle Breite eines Testschies beträgt 8,3 mm.

Abbildung 6.3 zeigt ein Photo von zwei Skihälften, die zu einem linken Ski zusammengelegt werden. Man erkennt die Position der Dioden auf dem Ski und die Ausfräsungen für die Abstandstücke, die wegen der asymmetrischen Form der Abstandstücke in der rückwärtigen Skihälfte größer ausfallen mußten. In der vorderen Skihälfte sind an den Stellen der

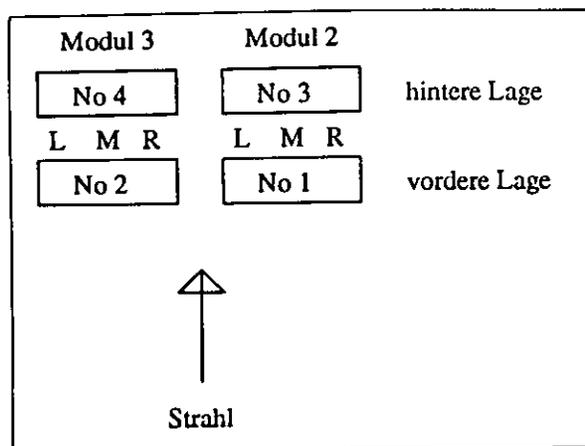


Abbildung 6.4: Installation der Sätze von Testski in die HES-Lücken des Prototype-Kalorimeters (siehe Text)

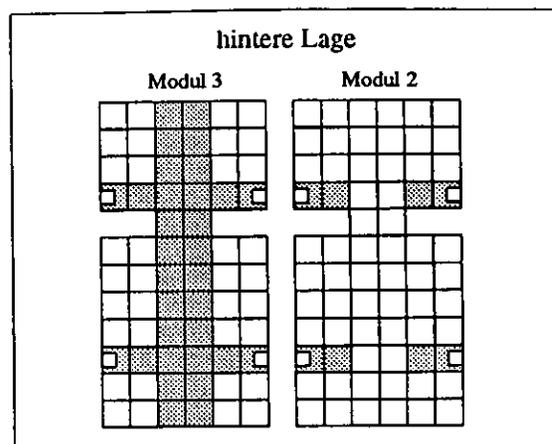


Abbildung 6.5: Position der Hamamatsu-Dioden (grau unterlegt) in der hinteren Diodenlage.

Buchstabe kennzeichnet, ob es sich um einen Frontski (F) oder um einen Rearski (R) handelt. Die Zahl an der dritten Stelle bezeichnet die Nummer des Satzes, zu dem der betreffende Ski gehört. Z.B. bezeichnet „LF1“ den linken Frontski der Serie 1, „RR3“ den rechten Rearski der Serie 3. Abbildung 6.4 enthält eine schematische Skizze, aus der man entnehmen kann, in welcher Lücke welcher Satz Ski eingebaut ist.

Um das Verhalten der Dioden der zwei verschiedenen Hersteller vergleichen zu können, sind die Skihälften MF4 und MR4 mit Hamamatsu-Dioden bestückt worden. Diese Ski wurden in der zweiten Diodenlage installiert. Da zum Zeitpunkt des Einbaus der Testski noch nicht genügend MSU-Dioden vom Typ Cut-Out geliefert worden waren, sind außerdem in der zweiten Lage Hamamatsu-Cut-Out-Dioden installiert worden. Eine Übersicht über die Position der Hamamatsu-Dioden in der zweiten Lage gibt Abbildung 6.5, die erste Lage ist vollständig mit MSU-Dioden bestückt.

Die 12 Diodensignale eines Testski können an einem 25-poligen Flachbandkabelverbinder abgenommen werden, sie sind durch je eine Masseleitung getrennt. Die Pin-Belegung definiert eine charakteristische Numerierung der Dioden: Dioden mit den Nummern 1 und 12, 2 und 11 usw. sind auf denselben Karten montiert. Vor der Installation im Prototyp werden ein Front- und ein Rearski übereinandergelegt. Aus der Strahlrichtung betrachtet führt dies zu einer Platzierung der Diode mit der Nummer 1 in der oberen rechten Ecke für einen Rearski, für einen Frontski in der oberen linken Ecke. Das resultierende „Mapping“ ist für die Ski eines Moduls (2 Front-, 2 Rear- und 2 Mittelski) in Abbildung 6.6 dargestellt.

Die elektronische Ausleseketten der Testmessung ist aus denselben Komponenten wie die Ausleseketten im ZEUS-HES zusammengesetzt (siehe Kapitel 5): Die von den Ski kommenden Signale werden über 2 m abgeschirmtes Kabel vom vorderen Ende des Kalorimeters zu Elektronikkästen geleitet, die auf dem hinteren Ende des Kalorimeters aufgebaut sind. Einer der Kästen enthält die Analogkarten, ein weiterer die Elektronik für die Dunkelstrommessung sowie für die Messung der Ströme in den Vorverstärkern auf den Ski. Der dritte Kasten ist notwendig, um den Auslesebereich auszuwählen:

Da nicht genug Analogkarten vorhanden sind, um die gesamte aktive Fläche von 272 Dio-

LR 12	LR 01	MR 12	MR 01	RR 12	RR 01
LF 01	LF 12	MF 01	MF 12	RF 01	RF 12
LR 11	LR 02	MR 11	MR 02	RR 11	RR 02
LF 02	LF 11	MF 02	MF 11	RF 02	RF 11
		MR 10	MR 03		
LF 03	LF 10	MF 03	MF 10	RF 03	RF 10
LR 09	LR 04	MR 09	MR 04	RR 09	RR 04
LF 04	LF 09	MF 04	MF 09	RF 04	RF 09
LR 08	LR 05	MR 08	MR 05	RR 08	RR 05
LF 05	LF 08	MF 05	MF 08	RF 05	RF 08
LR 07	LR 06	MR 07	MR 06	RR 07	RR 06
LF 06	LF 07	MF 06	MF 07	RF 06	RF 07

Abbildung 6.6: Numerierung der Dioden auf den Ski eines Moduls

den gleichzeitig auszulesen (dazu wären 12 Analogkarten und 6 Digitalkarten notwendig), wird ein Bereich von 48 Dioden manuell selektiert. Auf der Rückseite des dritten Elektronikastens sind für die vordere und hintere Diodenlage je zwölf 12-reihige Verbindungsstecker angebracht, die der räumlichen Anordnung der Dioden auf den Ski entsprechen. An ihnen können die Diodensignale mit 5-reihigen Verbindungssteckern abgenommen werden. Entsprechend der Einschubposition des Teilchenstrahls wurde in der CERN-Test-Messung in beiden Diodenlagen jeweils ein Bereich von 5×5 Dioden ausgewählt, in dem die linke untere Ecke fehlt. (Abbildung 6.9 enthält eine Übersicht der so entstandenen HES-Auslesekonfigurationen.)

Nach Auswahl der insgesamt 48 Signale werden diese auf den Analogkarten weiterverarbeitet und nacheinander auf die Leitung an die Digitalkarten gegeben. Für die spätere Rekonstruktion ist also die Information wichtig, in welcher Reihenfolge die Signale auf die Leitung gegeben werden. Abbildung 6.7 stellt eine Skizze des Auslesebereiches dar. Die Numerierung der Dioden entspricht dem Platz ihres Signals in der Reihenfolge der Signalübertragung. Die Signale werden über ca. 15 Meter lange Kabel in die Meßhütte geleitet. Dort befinden sich die Digitalkarten sowie alle weiteren Komponenten der Datenspeicherung. Auch die Triggerlogik, die weiter unten in Abschnitt 6.6 beschrieben wird, ist in der Meßhütte installiert.

vordere Lage					hintere Lage				
4	24	19	14	9	28	48	43	38	33
3	23	18	13	8	27	47	42	37	32
2	22	17	12	7	26	46	41	36	31
1	21	16	11	6	25	45	40	35	30
	20	15	10	5		44	39	34	29

Abbildung 6.7: Übertragungsreihenfolge der Diodensignale

6.4 Das Meßprogramm

Vor Beginn der eigentlichen Datennahme mußte die Kalorimeterposition geeicht werden. Aus speziell durchgeführten Testruns wurde die Kalorimetermitte zu $x = 401$ cm auf einer Meßschiene bestimmt, die auf einem Träger des Prototyp-Überrahmens angebracht war. Die y-Position konnte über eine digitale Skala abgelesen werden. Ihr Nullpunkt wurde in die Mitte des untersten EMC-Turmes gelegt, sie ist um 2,5 cm zur Unterkante des Kalorimeters verschoben. Die Skalen für x- und y-Richtung sind in der Abbildung 6.8 eingezeichnet, in der auch die Lage des aktiven Bereiches des Test-HES im Prototyp-Kalorimeter abgebildet ist.

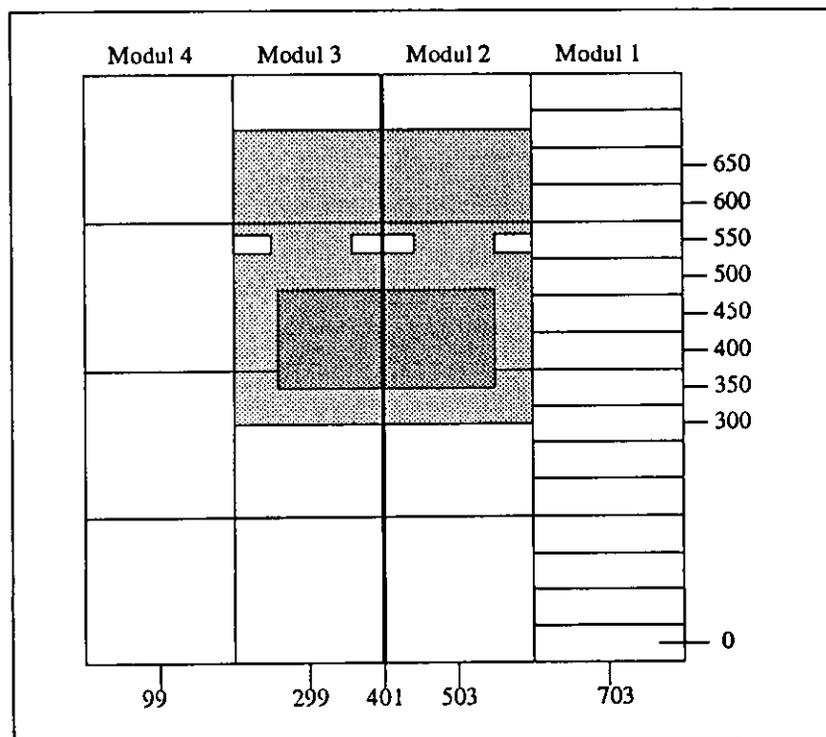


Abbildung 6.8: Position des aktiven Bereiches der HES-Testschiene (hellgrau) im Prototyp-Kalorimeter. Angegeben sind die relativen Ortseinheiten in Millimetern. Die dunkelgrau unterlegte Fläche skizziert die Lage des durch den Ortsscan ausgeleuchteten Bereiches.

Für gezielte Untersuchungen der Ortsauflösung mit dem HES wurde im Sommer 1994 ein sogenannter *Ortsscan* mit einem Elektronenstrahl der Energie 25 GeV durchgeführt. Dazu wurde das Kalorimeter im Teilchenstrahl so verschoben, daß nacheinander ein Streifen des Kalorimeters und der HES-Dioden ausgeleuchtet wurde, der sich von der Mitte des Moduls 2 über die tote Fläche aus Wellenlängenschieber und Bleiplatte hinweg in die Mitte des Moduls 3 erstreckt. Der Lage der ausgeleuchteten Fläche ist dunkelgrau in der Abbildung 6.8 eingezeichnet. Im Gegensatz zu früheren Messungen wurde die Messung mit einem unfokussierten Strahl durchgeführt und eine Verzögerungsdrahtkammer (DWC, siehe unten) zur Bestimmung des Einschlagortes der Teilchen verwendet. Dies hatte den Vorteil, daß das Kalorimeter nicht so häufig neu positioniert werden mußte.

Insgesamt wurden in x-Richtung 6 verschiedene Einschußpositionen gewählt mit jeweils zwei verschiedenen Einschußpositionen in y-Richtung. Sowohl in x- als auch in y-Richtung betrug der Abstand zwischen zwei verschiedenen Einschußpositionen 4 cm. Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß nicht alle installierten Dioden gleichzeitig ausgelesen werden konnten, sondern nur ein speziell ausgewählter Bereich von Dioden. Nach jedem Verschieben des Kalorimeters in x-Richtung mußte (mit einer Ausnahme, siehe Konfiguration 3 in

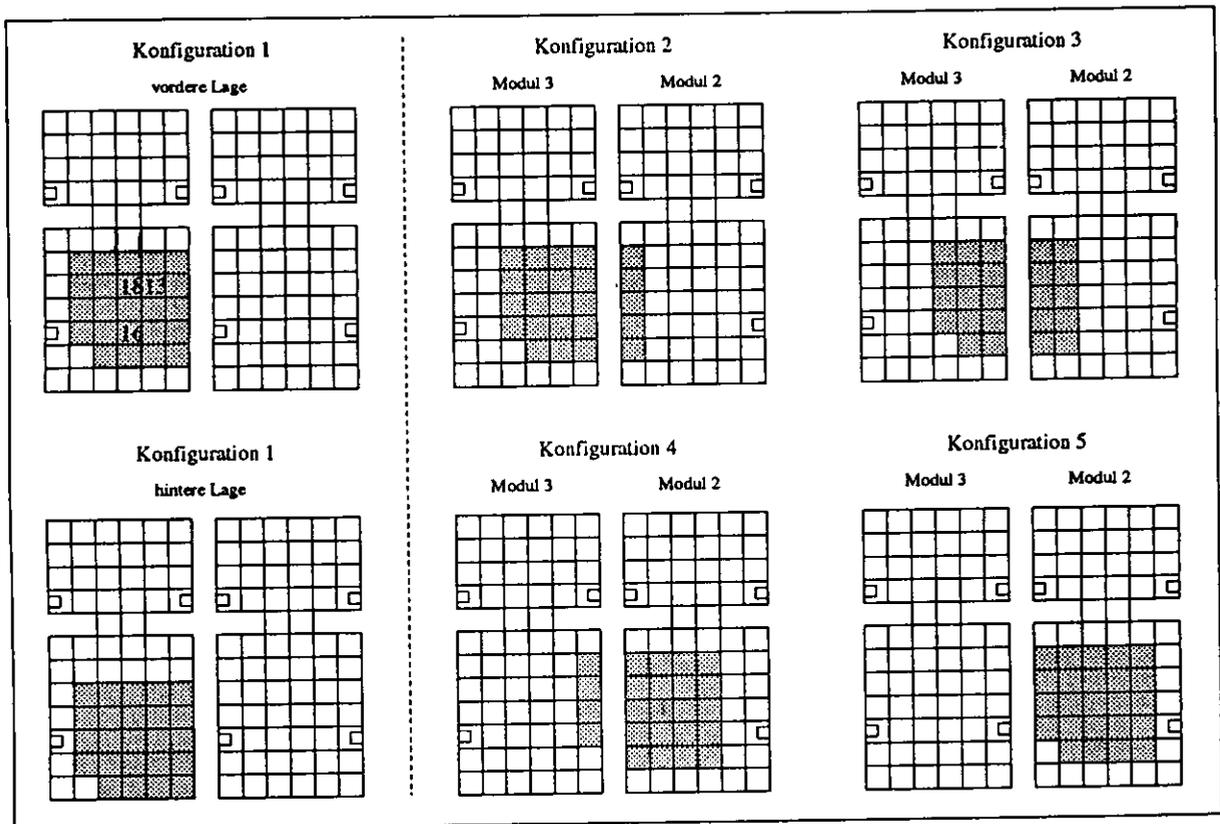


Abbildung 6.9: Übersicht über die verschiedenen Auslesekonfigurationen. Der grau unterlegte Bereich kennzeichnet jeweils die Position der ausgelesenen Dioden. Mit Ausnahme der Konfiguration 1 wurde stets derselbe Diodenbereich in der vorderen und hinteren Diodenlage ausgewählt. Die Positionen der Dioden 13, 16 und 18 der Konfiguration 1 sind kenntlich gemacht. Auf sie wird bei der Bestimmung der Pulsform (Kapitel 7.2) Bezug genommen.

Tabelle 6.1) auch der Auslesebereich der HES-Dioden geändert werden, was zu Bildung der sogenannten *Konfigurationen* führte (siehe Abbildung 6.9). Die Auslesebereiche waren so gewählt, daß sie nach einem Verschieben des Kalorimeters in y-Richtung bei fester x-Position nicht geändert werden mußten.

Tabelle 6.1 enthält eine Zusammenstellung der durchgeführten Elektronenruns mit den gewählten Einschußpositionen und der Anzahl an aufgezeichneten Ereignissen. Zusätzlich wurden mit den Konfigurationen 1 und 3 Ereignisse mit einem 75 GeV-Myonenstrahl aufgezeichnet. Diese Daten wurden zur Kalibration der Diodensignale verwendet.

Tabelle 6.1: Meßprogramm für den Ortsscan

Sequenz	x-Position	y-Position	HES-Konfiguration	Anzahl Trigger
1	303	391	1	12000
2	303	431	1	12000
3	343	431	2	12000
4	343	391	2	12000
5	383	391	3	20000
6	383	431	3	20000
7	423	431	3	20000
8	423	391	3	20000
9	463	391	4	12000
10	463	431	4	12000
11	503	431	5	12000
12	503	431	5	12000

6.5 Aufbau der Szintillationszähler

Abbildung 6.10 zeigt schematisch die Anordnung der fünf verschiedenen Szintillationszähler vor und hinter dem Prototyp-Kalorimeter, die als Trigger und zur Definition des Strahls verwendet werden. Die Zähler B1 und B2 haben eine aktive Fläche von $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ und dienen zur groben Strahlbestimmung. B3 ist ein schmaler Fingerzähler, er ist 20 mm lang, 3 mm breit und 5 mm tief. Er kann zur genauen Positionierung des Strahls verwendet werden. B4 ist ein großer Vetotrigger mit einer Fläche von $80\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ und einem zentralen Loch von 3 cm Durchmesser. Wie B3 dient auch B4 zur Auswahl genau positionierter Teilchen aus dem Strahl. B5 ist ebenfalls ein $80\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ großer Zähler, der hinter dem Kalorimeter aufgebaut wird, um Myonen zu identifizieren.

Während der Messung 1994 wurde ein Triggerimpuls durch Koinzidenz der beiden Zähler B1 und B2 ausgelöst. Die Signale der Zähler B3 und B4 wurden nur für statistische Zwecke für jedes Ereignis aufgezeichnet. Der Eintreffort der Teilchen wurde mit einer Verzögerungs-Drahtkammer (DWC) bestimmt, die 5 m vor dem Kalorimeter aufgebaut ist. Ihre Funktionsweise wird weiter unten beschrieben.

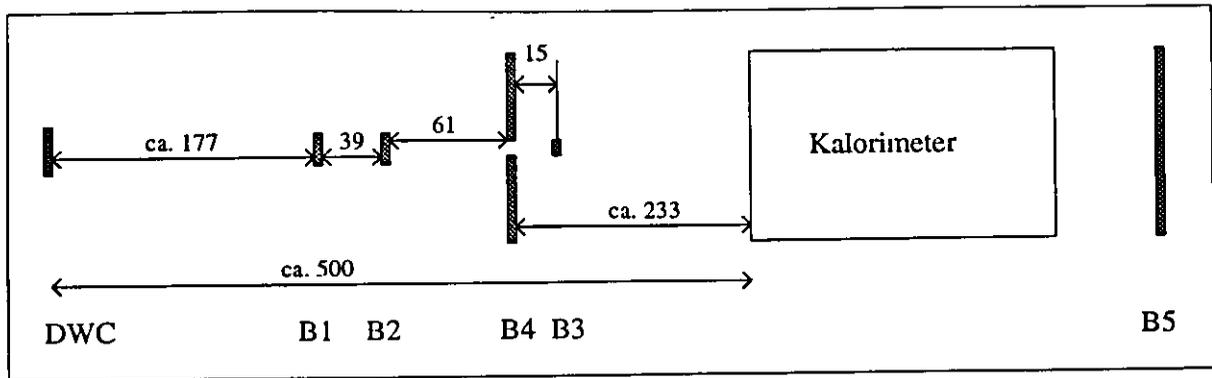


Abbildung 6.10: Aufbau der Szintillationszähler vor dem Kalorimeter. Die Maßeinheit für die angegebenen Abstände ist Zentimeter.

6.6 Die Triggerlogik

Der Schaltplan der Triggerlogik ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Er setzt sich aus drei verschiedenen Teilen zusammen: Um diese *Koinzidenzlogik*, *Busy-Logik* und *Master-Or* genannten Bereiche sind gestrichelte Kästen gezeichnet.

Die Signale fließen von links nach rechts. Links oben kommen die Signale der Szintillationszähler an. Sie werden noch vor Eintritt in die Koinzidenzlogik aufgesplittet. Jeweils ein Signalteil wird an einen ADC geleitet, diese Information wird aber nur für Kalibrationszwecke ausgewertet. Der jeweils andere Signalteil wird in der Koinzidenzlogik verarbeitet. Wie bereits erwähnt, wird der Triggerimpuls nur aus einer Koinzidenz von B1 und B2 gewonnen. Tritt der Koinzidenzfall ein, so wird ein entsprechendes Signal an die Triggerbox weitergeleitet.

Von verschiedenen Koinzidenzen gehen Signale an Zähler, die die Anzahl der unterschiedlichen Trigger, die Anzahl gekommener und ausgelesener Teilchen usw. aufzeichnen. Für die weitere Auswertung haben die Zähler jedoch keine Bedeutung, sie sind lediglich nützlich für Kontrollen während der Messung.

Unten links sind in Abbildung 6.11 die Signale eingezeichnet, die von der Strahlkontrolle (BEAM CONTROL) geliefert werden: Wenn ein Teilchenstrahl in die Halle gelenkt wird, gibt die Spill ein Signal an die Triggerbox weiter. Ein anderes Spill-Signal geht in die Busy-Logik der Schaltung; damit ist der Teil der Schaltung bezeichnet, der das Weiterleiten von Triggerimpulsen für den Fall verhindert, daß z.B. die Auslese des vorhergehenden Ereignisses noch nicht abgeschlossen ist. Dieses Busy-Signal wird als gemeinsames Inhibit-Signal an die drei Koinzidenzen „Hadron“, „Myon“ und „Elektron“ gesendet.

Die Triggerbox selber vergleicht im wesentlichen nur an ihren Eingängen anliegende Signale: Über das VME-Trigger-Modul wird ein Signal vom Computer geliefert, ob überhaupt ein weiteres Ereignis verarbeitet werden kann. Wenn dies nicht der Fall ist, wird ein Inhibit-Signal von der Triggerbox an die Busy-Logik gesendet. Auf diese Weise wird das Entstehen von weiteren Triggersignalen in der Koinzidenzlogik und das Weiterleiten von diesen an die Triggerbox verhindert. Wenn die Komponenten in der Lage sind, ein Ereignis aufzunehmen, und außerdem ein Signal von der Koinzidenzlogik kommt, daß ein Teilchen ins Kalorimeter eingeschlagen ist, wird ein Signal an das Master-Or (unten

rechts) weitergegeben.

Vom Master-Or wird ein Signal an den Start-Eingang eines Zeit-Digital-Wandlers (TDC) geleitet. Alle anderen Eingänge des TDC sind Stopp-Eingänge. Gemessen und aufgezeichnet werden die Zeitunterschiede, mit denen die Signale von der DWC, von den Zählern B1 und B2 und vom sogenannten „Beam clock timer“ (BCT) relativ zum Start-Impuls am TDC ankommen. Damit die Stopp-Signale erst nach dem entsprechenden Start-Signal im TDC eintreffen, werden sie über entsprechend lange Verzögerungskabel geleitet. Diese sind jedoch im Schaltplan nicht eingezeichnet.

Das von der Pipeline Control kommende BCT-Signal hat dabei eine zentrale Funktion: Es liefert die Information, zu welchem Zeitpunkt das Teilchen ins Kalorimeter eingeschlagen ist, relativ zum Abtastzeitpunkt der Diodensignale durch die Pipelines.

6.7 Die Verzögerungs-Drahtkammer

Die Verzögerungs-Drahtkammer, engl.: delay wire chamber, im folgenden abgekürzt durch DWC, ist zwischen dem Strahlrohr und dem ersten Szintillationszähler angeordnet, vgl. Abbildung 6.10. Sie befindet sich also 5 m vor dem Kalorimeter. Mit Hilfe der DWC kann die Position von aus dem Strahlrohr kommenden Teilchen mit einer Genauigkeit von 0,2 mm bestimmt werden.

Die DWC besteht aus zwei hintereinander angeordneten, mit einem Gasgemisch (50% Argon und 50% CO₂) gefüllten Kammern, von denen eine der Bestimmung der x-Koordinate und eine der Bestimmung der y-Koordinate des Teilchens dient. Jede dieser Kammern enthält drei Drahtebenen: Zwei negativ geladene Kathodendrahtebenen – die Signaldrahtebenen – schließen eine positiv geladene Anodendrahtebene ein. Die Kathodendrähte sind senkrecht zu den Anodendrähten gespannt, siehe Abbildung 6.12. Die Anodendrahtebene besteht aus 28 vergoldeten, 20 µm dicken Wolframdrähten, die einen Abstand von 4 mm zueinander haben. Eine Kathodendrahtebene besteht aus 55 Bronze-Beryllium Drähten der Dicke 100 µm, die im Abstand von 2 mm gespannt sind. Von diesen sind jeweils die beiden äußeren geerdet, die mittleren 51 Drähte sind mit einer *Verzögerungsstrecke* verbunden, die an einer Seite der Kathodendrähte angebracht ist. Die Verzögerungsstrecke besteht aus 50 Zellen, von denen jede das Signal um 5 ns verzögert.

Die DWC ist in einen 220 mm × 220 mm × 50 mm großen Aluminiumkasten eingebaut. Der Kasten hat zwei 110 mm × 110 mm große Fenster, die aktive Fläche umspannt einen Bereich von 100 mm × 100 mm und die Kammer arbeitet in einem Bereich von 80 mm × 80 mm linear.

Das Arbeitsprinzip der Kammern kann mit der Abbildung 6.13 erklärt werden: Durchquert ein Teilchen die Kammern, so erzeugt es entlang seiner Wegstrecke Elektron-Ion-Paare. Die Elektronen driften zu den Anodendrähten. In der Nähe der Drähte findet eine Gasverstärkung der Elektronen statt. Zu diesem Zeitpunkt werden in verschiedenen Kathodendrähten Bildströme induziert, und zwar symmetrisch zum Punkt der Gasverstärkung. Die Amplitude der Kathodenströme nimmt dabei mit wachsendem Abstand zum Gasverstärkungspunkt ab.

Wenn diese Ströme die Verzögerungsstrecke erreichen, teilen sie sich in zwei gleiche Teile

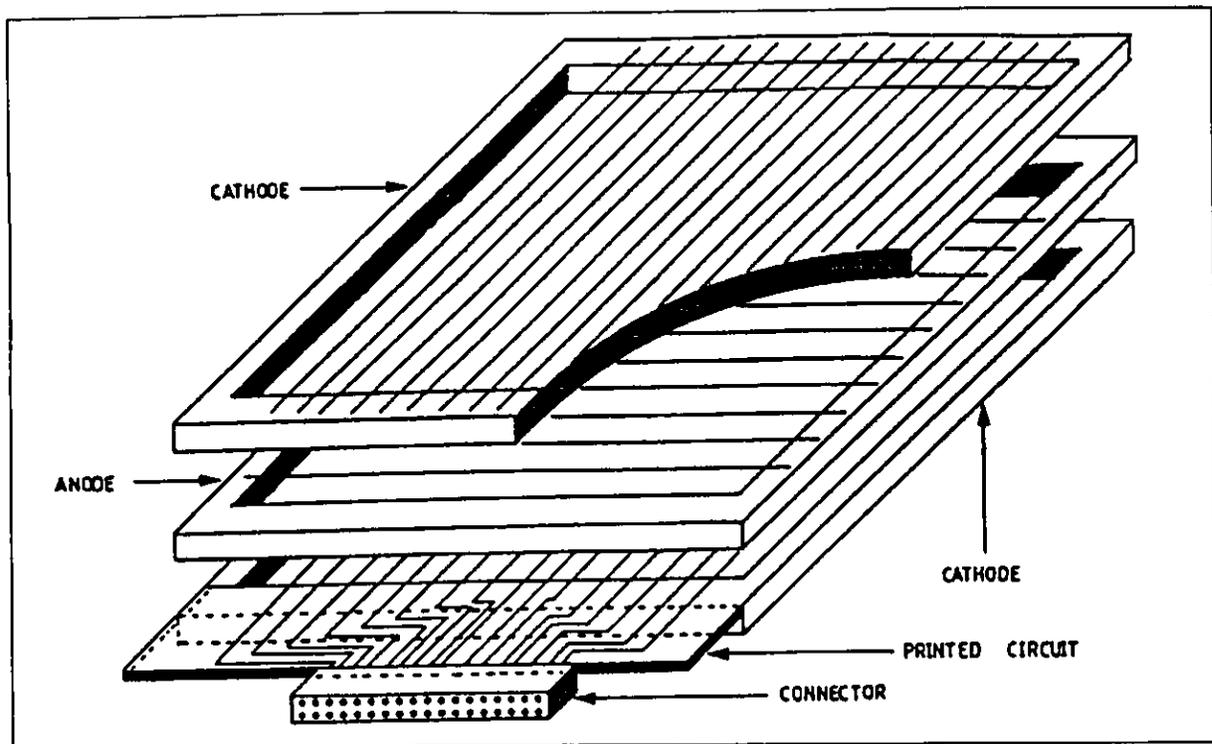


Abbildung 6.12: Aufbau der drei Drahtebenen einer DWC-Kammer

auf und pflanzen sich nach beiden Seiten fort. Das Ende der Verzögerungsstrecke erreichen die Signale von unterschiedlichen Kathodendrähten mit einem Zeitunterschied, der gleich der Verzögerung der durchlaufenen Zellen ist. Die Enden der Verzögerungsstrecke sind mit ladungsintegrierenden, invertierenden Verstärkern abgeschlossen. In ihnen werden die Signale der verschiedenen Kathodendrähte aufsummiert. Das Ausgangssignal der Verstärker ist ebenfalls in Abbildung 6.13 skizziert. Es wird in einem elektronischen Netz umgewandelt und über einen Diskriminator an den Eingang eines Zeit-Digital-Wandlers (TDC) geleitet.

Die Ortsrekonstruktion geschieht also über zweimal zwei Zeitmessungen: Wenn durch eine Koinzidenz der Zähler B1 und B2 ein Triggerimpuls ausgelöst wird, werden gleichzeitig 4 TDCs gestartet, die ihrer Funktion entsprechend mit T_{left} , T_{right} , T_{down} und T_{up} bezeichnet werden. Die TDCs werden durch die von den Kathodendrähten kommenden Signale gestoppt, und zwar umso später, je größer die Signallaufzeit von der jeweilige Kammerseite her gewesen ist. Der Zeitunterschied zwischen den Stoppsignalen zweier zueinander gehörender TDCs (T_{right}/T_{left} und T_{down}/T_{up}) ist proportional zum Aufprall des Teilchens relativ zum Zentrum der Kammer: Die x-Koordinate wird aus der Differenz $T_{right} - T_{left}$, die y-Koordinate aus der Differenz $T_{down} - T_{up}$ bestimmt.

Abbildung 6.14 enthält ein Histogramm, das die Verteilung der Meßwerte von T_{right} darstellt. (Die Verteilungen der Meßwerte der drei anderen TDCs sehen qualitativ genauso aus.) Man erkennt eine Verteilung der Meßwerte von 200 bis 1700 TDC-Kanälen. Die Ereignisse mit $T_{right} > 4000$ TDC-Kanälen liegen bereits im Sättigungsbereich des TDC: Bei diesen Ereignissen wurde von der Kammer kein Teilchen gesehen und folglich auch kein Stop-Signal gesendet. Diese Ereignisse werden nicht berücksichtigt.

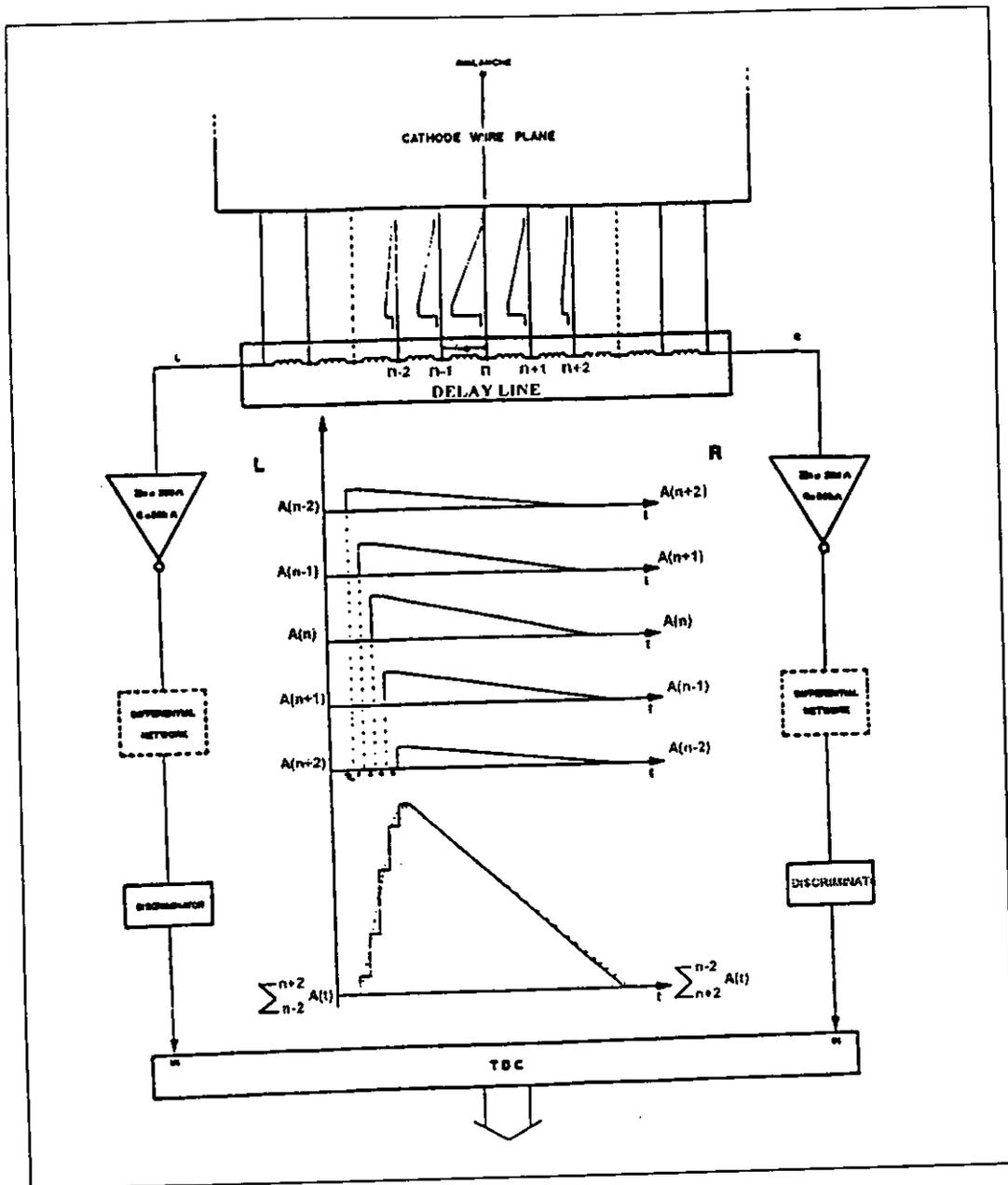
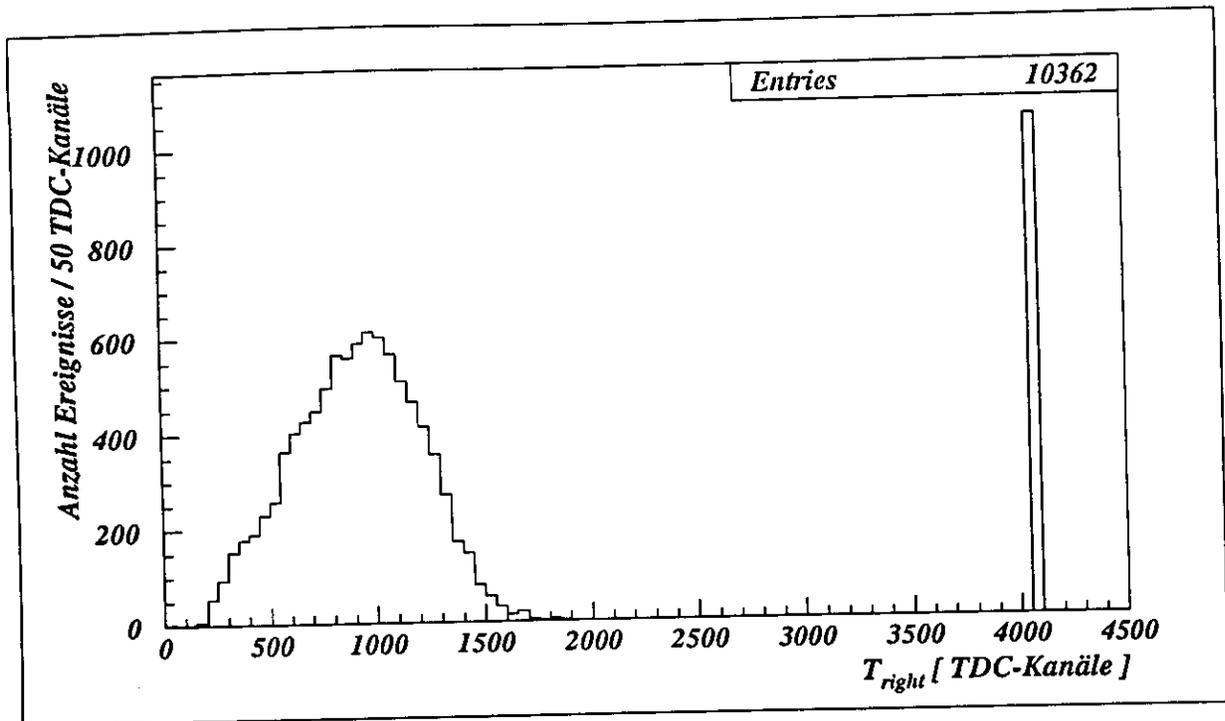


Abbildung 6.13: Prinzipschaltbild zur Funktion der DWC

In Abbildung 6.15 ist in einem Histogramm die Differenz $T_{down} - T_{up}$ gegen die Differenz $T_{right} - T_{left}$ aufgetragen. Die Abbildung stellt somit das von der DWC gemessene Strahlprofil dar. Das Intervall von -1000 bis 1000 TDC-Kanälen entspricht in etwa der 10 cm breiten Kammer. Für den linearen Bereich der Kammer, der sich von -800 bis 800 TDC-Kanälen erstreckt, entsprechen 21 TDC-Kanäle einem Millimeter auf der Kalorimeteroberfläche. Darüberhinaus kann man erkennen, daß der Schwerpunkt der Einträge nicht ins Zentrum der Kammer fällt. Dies läßt vermuten, daß die Magnetführung des Strahls nicht optimal eingestellt war.

Abbildung 6.14: Meßwerte der TDC T_{right}

6.8 Auswahl der Ereignisse aus den Energieeinträgen im Kalorimeter

Elektronendaten Da nicht alle aufgezeichneten Ereignisse für die Analyse brauchbar sind, müssen die relevanten Ereignisse selektiert werden. Die auf die Meßwerte der DWC angewendeten Schritte wurden bereits besprochen, hier sollen die angewendeten Schritte auf die Kalorimeterenergien vorgestellt werden. Es werden nur Energiesummen in ganzen Sektionen (EMC, HAC1 und HAC2) betrachtet, nicht Energieeinträge in einzelnen Kalorimetertürmen.

Abbildung 6.16.a stellt die vom Kalorimeter in der EMC-Sektion gemessene Energie dar für Ereignisse, bei deren Aufzeichnung der Strahl auf die Mitte eines Kalorimetermoduls positioniert war. Man erkennt ein Maximum an Einträgen bei der Strahlenergie von 25 GeV.

Einige Einträge haben eine wesentlich höhere Energie. Bei diesen Ereignissen sind zwei Elektronen zeitlich so schnell hintereinander ins Kalorimeter einschlagen, daß sie wie ein Teilchen erscheinen. Außerdem gibt es Ereignisse, die eine wesentlich niedrigere Energie als 25 GeV in der EMC-Sektion deponieren. Es ist anzunehmen, daß bei diesen Ereignissen Kollisionen der Elektronen mit dem Strahlrohr, den Kollimatoren oder dem Rahmen der DWC stattfanden, bei denen die Elektronen bereits Energie verloren oder Schauer ausgelöst haben. Daß es sich insbesondere nicht um spätschauernde Elektronen handelt, wird durch die Abbildung 6.16.b bestätigt. In ihr ist die in der EMC-Sektion gemessene Energie gegen die gesamte, im Kalorimeter gemessene Energie aufgetragen. Nahezu alle Einträge befinden sich auf

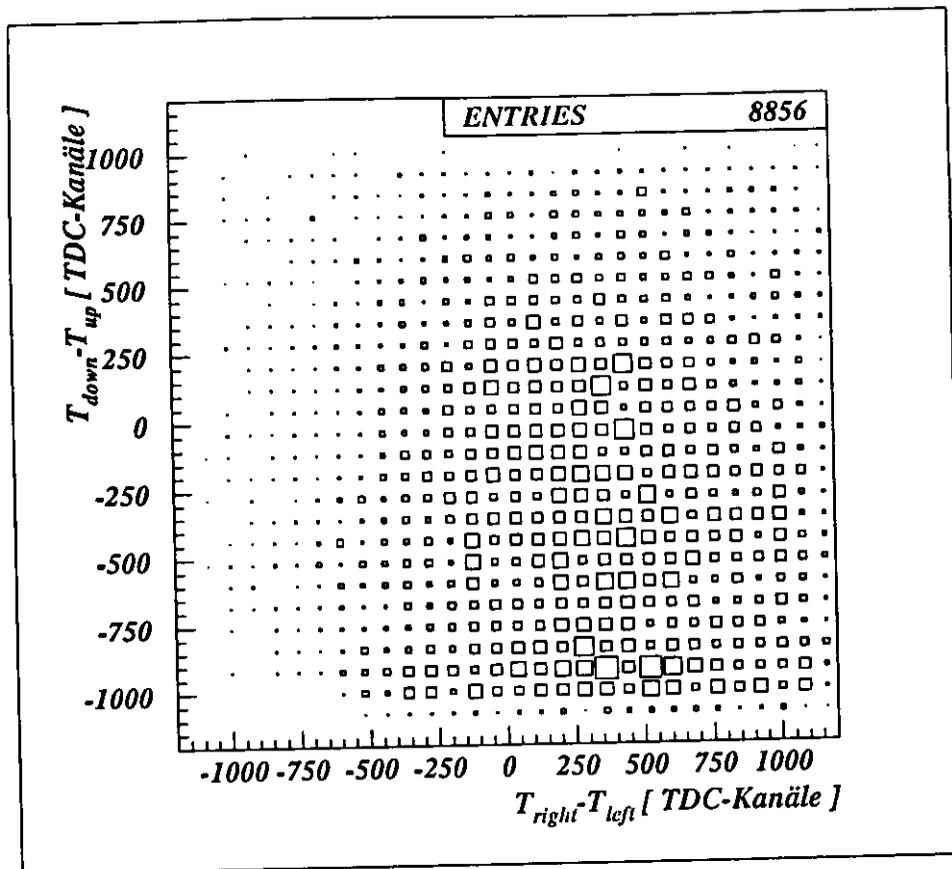


Abbildung 6.15: Strahlprofil, gemessen von der DWC. Aus den Meßwerten $T_{right} - T_{left}$ kann die x-Koordinate, aus $T_{down} - T_{up}$ die y-Koordinate der Einschubposition bestimmt werden.

der Winkelhalbierenden, was bedeutet, daß nur in der EMC-Sektion Energie deponiert wurde. Für spätschauernde Elektronen würde man einen größeren Energieeintrag in den hadronischen Sektionen erwarten.

Die für die Analyse uninteressanten Ereignisse werden also für Runsequenzen, bei denen der Strahl auf die Mitte eines Kalorimetermoduls positioniert war, mit folgendem Schnitt unterdrückt, die selektierten Ereignisse sind in der Abbildung 6.16.b hervorgehoben:

$$20 \text{ GeV} < E_{EMC} < 30 \text{ GeV} \quad (6.1)$$

Im Gegensatz dazu müssen für Sequenzen, bei denen der Strahl auf den Rand eines Kalorimetermoduls positioniert war, andere Schnitte angewendet werden. Elektronen, die zunächst im Wellenlängenschieber fliegen und ihren Schauer erst in den hinteren Bereichen des Kalorimeters starten, deponieren offensichtlich weniger Energie in der EMC-Sektion. Mit dem Schnitt 6.1 würden sie aus dem Datensatz entfernt werden, obwohl sie für die hier angefertigte Analyse von Interesse sind. Durch die Abbildungen 6.16.c und 6.16.d angeregt wurden für diese Sequenzen folgende Schnitte gewählt: die gesamte, vom Kalorimeter in seinen drei Sektionen gemessene Energie muß mindestens 10 GeV betragen,

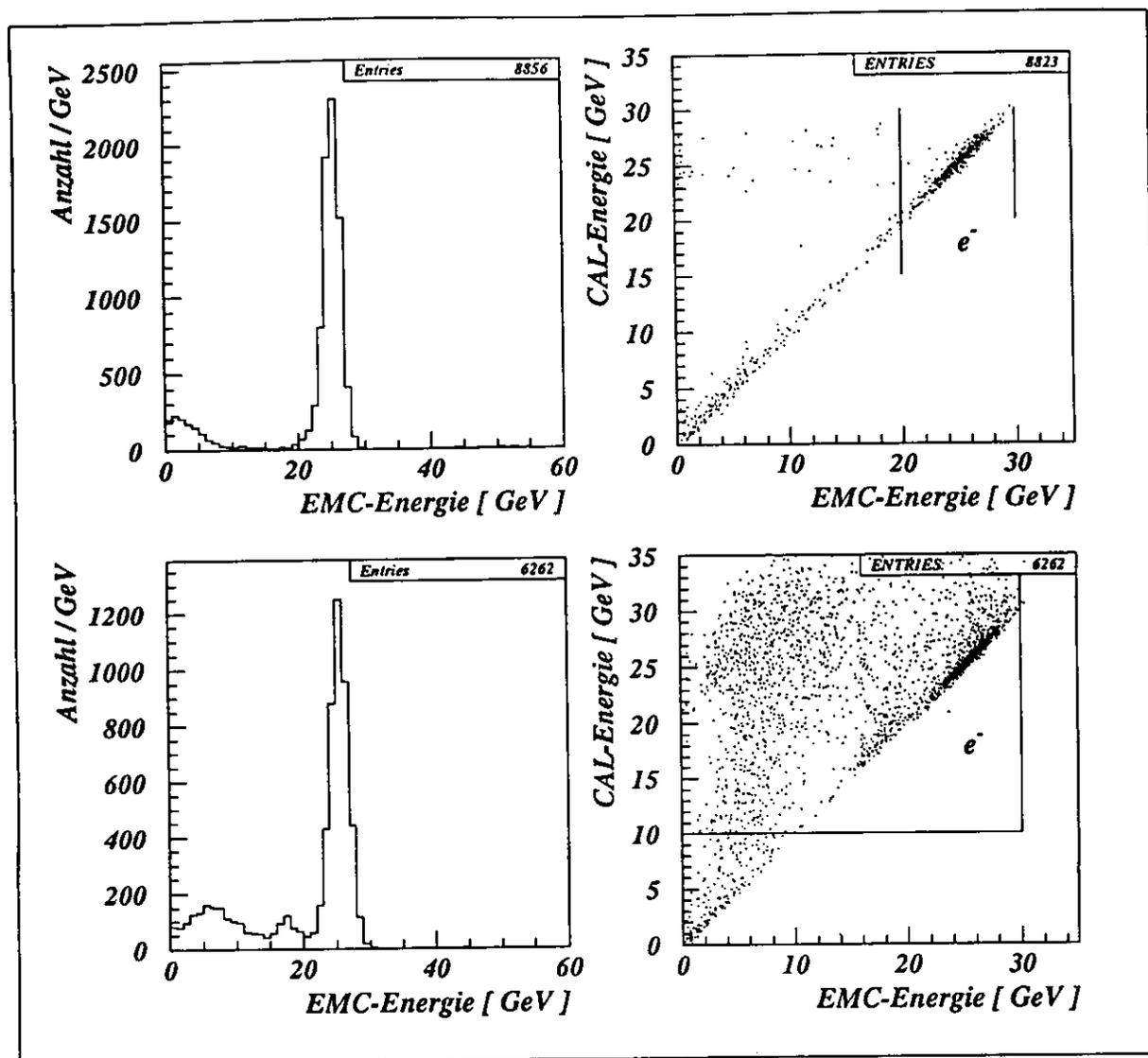


Abbildung 6.16: Energieverteilungen im Kalorimeter. Die Histogramme a) und b) (oben) beziehen sich auf eine Sequenz, bei der ein 25 GeV-Elektronenstrahl auf die Mitte, bei c) und d) (unten) auf den Rand eines Kalorimetermoduls positioniert war.

damit ein Ereignis akzeptiert wird, der Schnitt auf hohe EMC-Einträge wird beibehalten:

$$\begin{aligned} E_{EMC} &< 30 \text{ GeV} \\ E_{EMC} + E_{HAC1} + E_{HAC2} &> 10 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Myonendaten Zur Kalibration und zur Bestimmung des mip-Signals der Dioden wurden spezielle Meßsequenzen mit einem 75 GeV-Myonenstrahl durchgeführt. Als Auslesebereiche wurden dabei die Konfigurationen 1 und 3 gewählt. Hochenergetische Myonen verhalten sich im Kalorimeter näherungsweise wie minimal ionisierende Teilchen. Sie deponieren in allen Sektionen nur die minimal mögliche Energie durch Ionisation und bilden keine kaskadenförmigen Schauer aus.

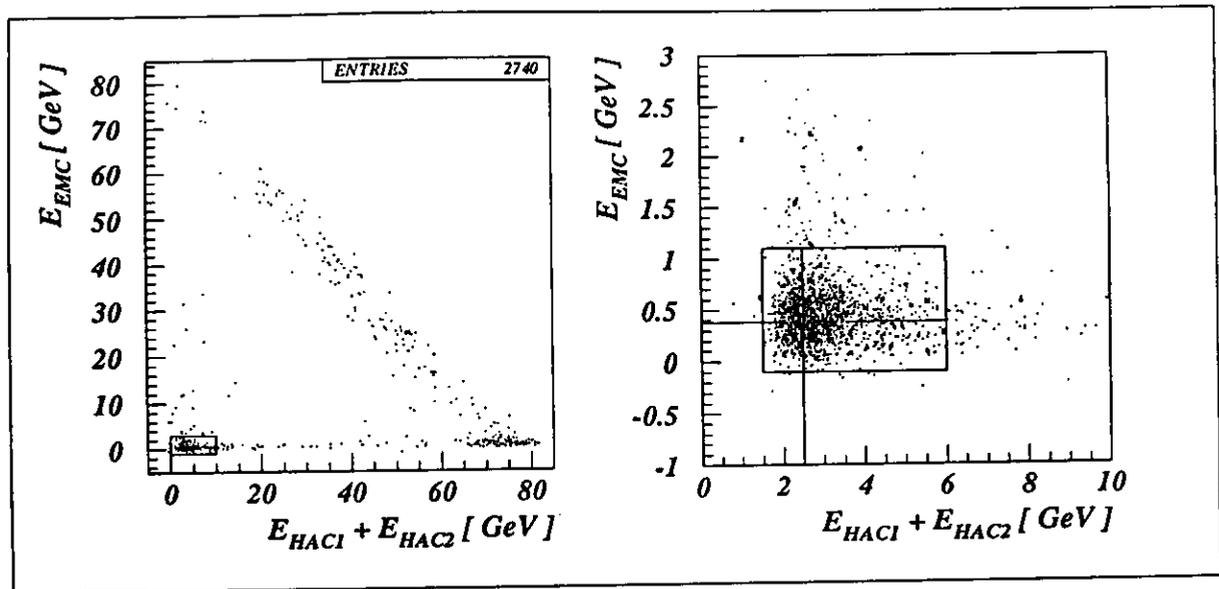


Abbildung 6.17: Energieverteilungen im Kalorimeter für Messungen mit 75 GeV-Myonen. Aufgetragen ist die in der elektromagnetischen Sektion gemessene Energie E_{EMC} gegen die in den hadronischen Sektionen gemessene Energie $E_{HAC1} + E_{HAC2}$. Rechts ist eine Ausschnittvergrößerung des links gekennzeichneten Bereiches abgebildet. Die als Myonen akzeptierten Ereignisse sind im linken Histogramm durch das Rechteck gekennzeichnet.

Der verwendete Myonenstrahl war mit Hadronen und Elektronen kontaminiert. Um sinnvolle Schnitte zu definieren, mit denen die Myonen aus den Daten selektiert werden können, ist in der Abbildung 6.17 die in der EMC-Sektion gemessene Energie gegen die in den hadronischen Sektionen gemessene Energie aufgetragen. Die hadronischen Sektionen der FCAL-Module sind insgesamt sechsmal so lang wie die EMC-Sektion. Man erwartet in den HAC-Sektionen also eine sechsmal größere Energiedeposition wie in der EMC-Sektion. Tatsächlich befinden sich die Myonen im Histogramm unten links. Eine Ausschnittvergrößerung des entsprechenden Bereiches ist in der rechten Seite der Abbildung 6.17 zu sehen. Die als Myonen akzeptierten Ereignisse sind durch ein Fenster gekennzeichnet, es wurden folgenden Auswahlkriterien gewählt:

$$\begin{aligned} -0,1 \text{ GeV} < E_{EMC} < 1,1 \text{ GeV} \\ 1,5 \text{ GeV} < E_{HAC1} + E_{HAC2} < 6,0 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Kapitel 7

Amplitudenrekonstruktion

Im Gegensatz zum ZEUS-Experiment, wo ein fester zeitlicher Zusammenhang zwischen dem Strahlkreuzungs- und Abtastzeitpunkt der Diodensignale besteht, erfolgen die Abtastungen in der CERN-Test-Messung zeitlich asynchron. Zur Rekonstruktion der Amplitude des Pulswandlungsausgangssignals aus den aufgezeichneten Abtastwerten ist deshalb die genaue Kenntnis der Pulsform von entscheidender Bedeutung. In diesem Kapitel wird deswegen zunächst das Verfahren beschrieben, mit dem die Pulsform aus den Meßwerten bestimmt wurde (Abschnitt 7.2).

Bei der Amplitudenrekonstruktion der CERN-Test-Daten mußten Auswirkungen der Ausleseelektronik auf die Signale berücksichtigt werden: Es mußten Korrekturen durchgeführt werden auf elektronisches Übersprechen (Abschnitte 7.3 und 7.4) und auf zeitliche Verschiebung der einzelnen Auslesekanäle untereinander von bis zu 40 ns (Abschnitt 7.6). Die Bestimmung der Amplitude erfolgte schließlich mit der in Abschnitt 7.6 angegebenen Gleichung 7.8.

Darüberhinaus wurde ein wichtiger technischer Defekt der MSU-Diodenkarten entdeckt. Bei 20% der untersuchten Diodenkarten wurde ein elektronisches Übersprechen zwischen den zwei auf einer Keramikplatte installierten Dioden von bis zu 20% beobachtet. Dieses Problem wird ausführlich in Abschnitt 7.9 beschrieben.

7.1 Eichung des BCT

Die Strahlkreuzungen im HERA-Speicherring erfolgen alle 96 ns und die Auslese der Komponenten des ZEUS-Detektors geschieht mit derselben Frequenz. Das Pulsformersignal wird also alle 96 ns abgetastet, die acht Abtastwerte s_i stehen in einem festen zeitlichen Bezug zum Abtastzyklus. Dabei ist die Elektronik so eingestellt, daß der zweite Abtastwert mit dem Maximum der ersten Halbwelle des Pulsformersignals zusammenfällt und der erste und dritte Abtastwert etwa gleich groß sind.

Bei der hier analysierten CERN-Test-Messung wurde dieselbe Ausleseelektronik verwendet wie im ZEUS-Experiment, auch die Abtastfrequenz ist mit 96 ns dieselbe, allerdings besteht *kein* fester zeitlicher Zusammenhang mehr zwischen den Abtastungen und dem Eintreffzeitpunkt eines Teilchens im Kalorimeter. Stattdessen wird nach Auslösung eines Triggerimpulses (dies geschieht durch eine Koinzidenz der Szintillationszähler B1 und

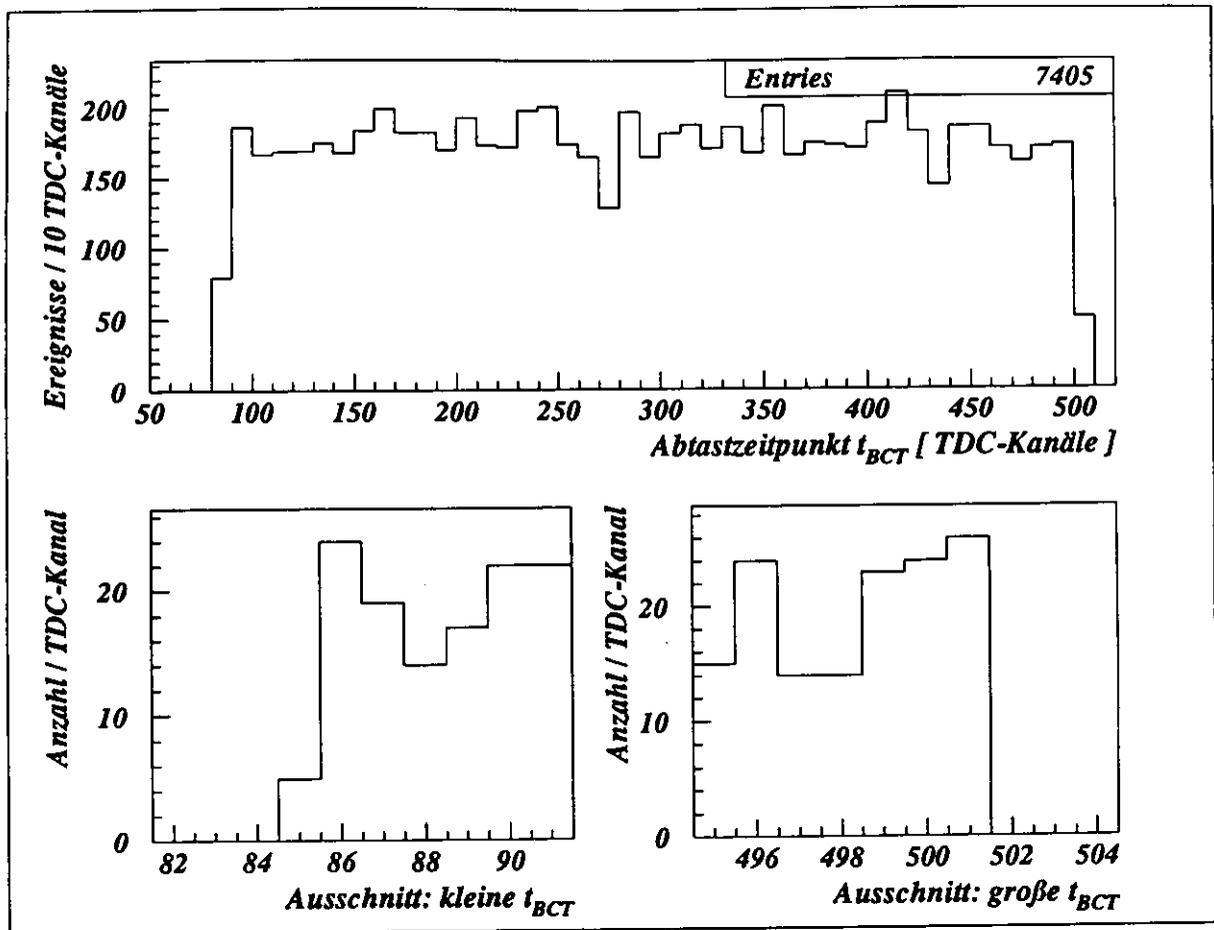


Abbildung 7.1: Häufigkeitsverteilung der Triggerzeitpunkte, gemessen in Einheiten von Kanälen des Beam-Clock-Timers (BCT). Das obere Histogramm stellt alle Meßwerte einer Meßsequenz dar, die unteren Histogramme enthalten Ausschnittvergrößerungen für kleine (links) und große (rechts) BCT-Werte.

B2, vgl. Seite 48) ein Zeit-Digital-Wandler (TDC) gestartet, der wegen seiner Funktion auch *Beam-Clock-Timer* (BCT) genannt wird. Mit dem darauffolgenden Abtastimpuls wird die BCT gestoppt, so daß ihr Signal die relative zeitliche Lage des Eintreffzeitpunktes des Elektrons zum Abtastzyklus wiedergibt. Es ist offensichtlich, daß dieser *relative Eintreffzeitpunkt* t_{rel} über das volle Zeitintervall von 96 ns variiert.

In Abbildung 7.1 ist das BCT-Signal für einen ausgewählten Run als Histogramm dargestellt. Die Signale erstrecken sich über einen Bereich von 85 bis 501 BCT-Kanälen. Die Differenz von 416 BCT-Kanälen entspricht dem Zeitintervall von 96 ns. Die BCT hat also eine zeitliche Auflösung von 0,231 ns.

Im folgenden soll für den relativen Eintreffzeitpunkt die Einheit Nanosekunden verwendet werden. Die Umrechnung aus den in TDC-Kanälen gemessenen Zeiten t_{BCT} geschieht nach der Gleichung:

$$t_{rel} = (t_{BCT} - 85) \cdot \frac{96}{416} \quad [\text{ns}] \quad (7.1)$$

Darüberhinaus ist die Definition des *Abtastzeitpunktes* t_{abt} sinnvoll. Der Abtastzeitpunkt

eines Abtastwertes s_i ergibt sich aus dem relativen Eintreffzeitpunkt t_{rel} und der Nummer i der Abtastung nach:

$$t_{abt} = t_{rel} + (i-1)\Delta T \quad (7.2)$$

Mit ΔT wird das 96 ns lange Intervall zwischen zwei Abtastungen bezeichnet.

7.2 Bestimmung der Pulsform

In Kapitel 5 wurde beschrieben, daß das von einer Diode kommende Signal durch die Pulswandler auf der Analogkarte in ein charakteristisches, bipolares Ausgangssignal gewandelt wird. Die zeitlich asynchrone Abtastung im CERN-Test kann man sich zunutze machen, um diese Pulsform zu bestimmen. Im folgenden soll das Pulswandlersignalsignal kurz mit *Puls* bezeichnet werden. Als *Pulsform* sei eine Funktion $pf(t)$ bezeichnet, die den Verlauf des auf eins normierten Pulses beschreibt. Mit *Amplitude* sei im folgenden die Höhe der positiven Halbwelle des Pulswandlersignals gemeint. Vor einer physikalischen Analyse der Meßdaten muß diese für jedes Ereignis aus den aufgezeichneten Abtastwerten rekonstruiert werden.

Wenn die Pulsform pf und der Zeitpunkt t_{rel} bekannt sind, kann die Amplitude im Prinzip aus einem Abtastwert bestimmt werden, da die Abtastwerte s_i proportional zu pf sind:

$$s_i(t_{rel}) = A \cdot pf(t_{rel} + (i-1)\Delta T) = A \cdot pf(t_{abt}) \quad (7.3)$$

Der Proportionalitätsfaktor A in Gleichung 7.3 ist die gesuchte Amplitude. Sie kann umso genauer bestimmt werden, je mehr Abtastwerte für ihre Berechnung herangezogen werden, da so Auswirkungen des elektronischen Rauschens unterdrückt werden. Deswegen erfolgt im ZEUS-Experiment die Amplitudenrekonstruktion über eine Wichtung der drei Abtastwerte der positiven Halbwelle (vgl. [Jah92]), da nur diese auswertbare, physikalische Information enthalten:

$$A = \frac{\sum_{i=1}^3 s_i(t_{rel}) pf(t_{rel} + (i-1)\Delta T)}{\sum_{i=1}^3 pf^2(t_{rel} + (i-1)\Delta T)} \quad (7.4)$$

Die Amplitudenrekonstruktion der CERN-Test Daten erwies sich, wie im folgenden dargestellt wird, als schwieriger. Gründe hierfür waren das Auftreten von elektronischem Übersprechen sowie Zeitverschiebungen der Abtastungen zweier verschiedener Diodenpulse relativ zueinander von bis zu 40 ns. Deshalb wurde die Pulsform pf zunächst nur für eine Diode bestimmt. Als *Referenzdiode* wurde die Diode 16 der Konfiguration 1 gewählt. Bei dieser Diode handelt es sich um eine MSU-Diode eines Mittelski, die häufig getroffen wurde. Ihre Position in der ersten Diodenlage ist in Abbildung 6.1 gekennzeichnet. Die Dioden der äußeren Ski wiesen herstellungsbedingt Fehler auf, wie weiter unten beschrieben wird, und waren somit als Referenzdioden ungeeignet.

Einen Eindruck vom zeitlichen Verlauf der Abtastwerte gibt die Abbildung 7.2. Dort sind für diejenigen Ereignisse, bei denen die Referenzdiode zentral getroffen wurde, die Abtastwerte s_i gegen ihren Abtastzeitpunkt $t_{abt} = t_{rel} + (i-1)\Delta T$ aufgetragen. Der Pulsverlauf ist nur näherungsweise erkennbar, da die Amplitude für jedes Ereignis verschieden ist. Sie ist proportional zur in der Diode freigesetzten Ladung, und diese variiert von Ereignis zu Ereignis. Jedoch ist die *Form* des Pulses innerhalb des dynamischen Bereiches

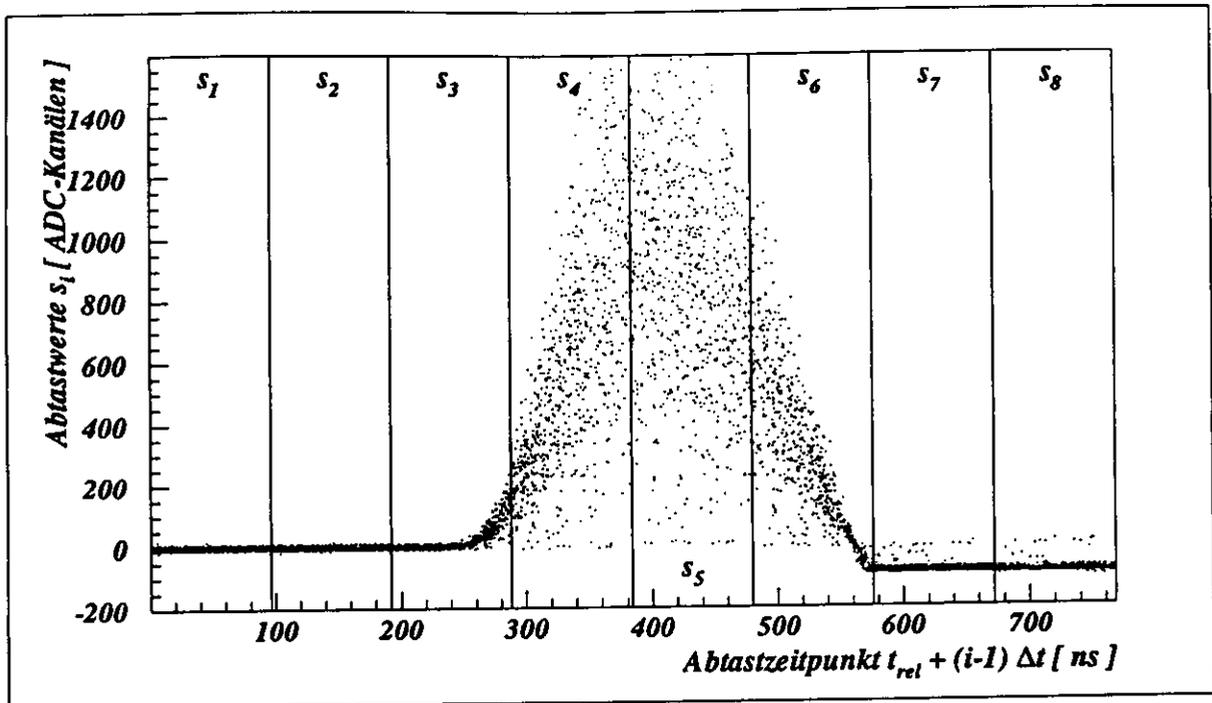


Abbildung 7.2: Abtastwerte der Referenzdiode (Diode 16 der Konfiguration 1) aufgetragen gegen den Abtastzeitpunkt $t_{abt} = t_{rel} + (i-1)\Delta T$ für Ereignisse, bei denen der Strahl auf die Mitte der Referenzdiode positioniert war. Die Intervalleinteilung der Ordinate entspricht den 96 ns breiten Intervallen zwischen zwei Abtastungen: Abtastwerte im Intervall i werden auf dem i -ten Abtastwert gespeichert.

immer gleich. Die negative Halbwelle der Pulse ist in Abbildung 7.2 nicht sichtbar, da die ADCs nur eine Polarität digitalisieren können, und für die negative Halbwelle bereits ihren Sättigungsbereich erreicht haben.

Die Datenpunkte in Abbildung 7.2 sind entsprechend ihrer Speicherung auf dem i -ten Abtastwert in 96 ns breite Intervalle eingeteilt. Man erkennt, daß die positive Halbwelle der Pulse zum 3./4./5. bzw. zum 4./5./6. Zeitpunkt abgetastet wird. Für kleine Zeiten t_{rel} ist der Puls bei der dritten Abtastung noch gar nicht an der Pipeline angekommen, es wird nur ein Untergrundwert gemessen, der für die Amplitudenrekonstruktion keine auswertbare Information enthält. Für große Zeiten t_{rel} durchläuft der Puls bei der sechsten Abtastung bereits die negative Halbwelle, auch aus diesem Wert kann die Amplitude nicht rekonstruiert werden. Auf den Abtastwerten s_1 und s_2 werden nur Untergrundwerte gespeichert, die Abtastwerte s_7 und s_8 liegen bereits im Sättigungsbereich des ADC. Deswegen werden im folgenden nur noch die Abtastwerte s_3 bis s_6 betrachtet.

Die Abtastwerte s_1 und s_2 können dazu verwendet werden, das Rauschen der Elektronik zu bestimmen. Das Rauschsignal setzt sich zusammen aus dem Rauschen der Vorverstärker auf den Diodenkarten sowie dem Rauschen des weiteren Auslesekanals. Beim Aufbau der elektronischen Auslesekomponenten wurde nicht auf Vergleichbarkeit der einzelnen Auslesekanäle geachtet, weshalb verschiedene Auslesekanäle unterschiedlich starkes Rauschen aufweisen. Da die Auslesekanäle für individuelle Dioden von Konfiguration zu Konfiguration geändert wurden, sind Signale derselben Dioden in zwei verschiedenen Konfigu-

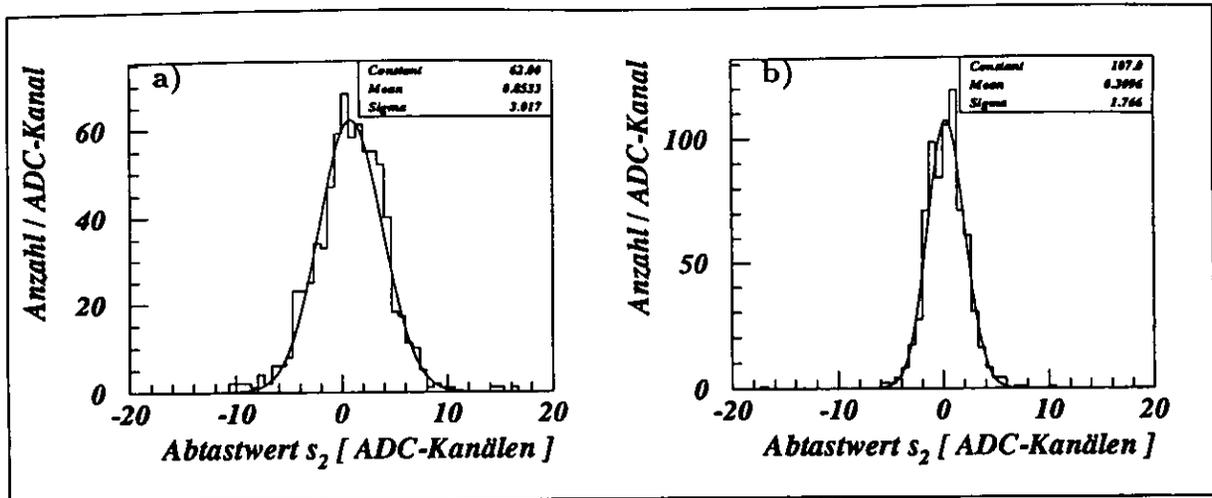


Abbildung 7.3: Rauschsignale. Links ein stark verrauschter Kanal (Diode 14 der Konfiguration 1), rechts ein wenig verrauschter Kanal (Diode 42 der Konfiguration 1)

rationen unterschiedlich stark verrauscht. In Abbildung 7.3 sind Häufigkeitsverteilungen der Abtastwerte s_2 für einen wenig und einen stark verrauschten Auslesekanal abgebildet. An die Verteilungen sind Gaußfunktionen angepasst worden. Als Abschätzung nach oben kann angenommen werden, daß die Abtastwerte mit einer Unsicherheit von $\pm 3,2$ ADC-Kanälen behaftet sind.

Aus den Ereignissen, bei denen die Diode 16 zentral getroffen wurde, kann nun die Pulsform iterativ mit Hilfe der Gleichung 7.4 nach dem bei [Jah92] näher beschriebenen Verfahren bestimmt werden. Die Abtastwerte s_3 bis s_6 aus Abbildung 7.2 werden zunächst in Zeitintervalle von 1 ns Länge entsprechend ihrem Abtastzeitpunkt t_{abt} eingeteilt. Dies sind größere Intervalle als die 0,231 ns breiten TDC-Intervalle des BCT, da aber nach der in Kapitel 6 beschriebenen Ereignisselektion und nach einem geometrischen Schnitt auf das Zentrum der Diode 16 nur etwa 1000 Ereignisse übrig blieben, bei denen die Diode 16 zentral getroffen wurde, mußten größere Intervalle gebildet werden. Nur so konnte in jedem Zeitintervall eine sinnvolle Mittelwertbildung garantiert werden.

In jedem Zeitintervall der Breite 1 ns wird ein Mittelwert m_t der in dieses Zeitintervall fallenden Abtastwerte berechnet. Da diese Mittelwerte stark streuen (vgl. Abbildung 7.4.a) werden die einzelnen Mittelwerte jeweils über 9 Intervalle geglättet:

$$pf_1(t) = \sum_{k=t-4}^{k=t+4} \frac{m(k)}{9} \quad t = 193 \text{ ns}, \dots, 576 \text{ ns}$$

Mit der ersten genäherten Pulsform pf_1 wird für jedes der Ereignisse nach Gleichung 7.4 eine Amplitude berechnet, auf die die Abtastwerte des Ereignisses normiert werden. Im zweiten Iterationsschritt wird wieder in jedem Zeitintervall der Mittelwert der in dieses Zeitintervall fallenden *normierten* Abtastwerte gebildet. Dabei hat es sich jedoch gezeigt, daß es erfolgreicher ist, den Mittelwert nicht aus den normierten Abtastwerten zu berechnen

$$m_t = \frac{\sum_{k=1}^{anz} \frac{s_{i,k}(t)}{A_k}}{anz} \quad t = 193 \text{ ns}, \dots, 576 \text{ ns} \quad , \quad i = 3, \dots, 6 ,$$

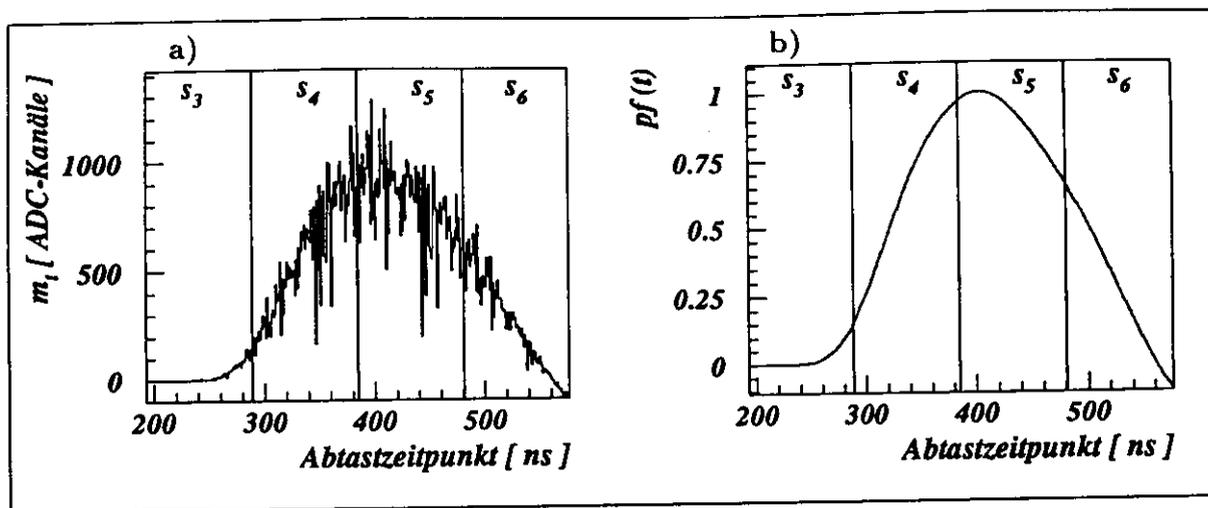


Abbildung 7.4: Bestimmung der Pulsform. a) Mittelwerte der in Abbildung 7.2 dargestellten Abtastwerte s_3 bis s_6 in Intervallen von 1 ns Breite, b) Pulsform pf nach ca. 1000 Iterationen.

sondern pro Zeitintervall die Abtastwerte und die zugehörigen Amplituden getrennt zu summieren und die Summen durcheinander zu dividieren:

$$m_t = \frac{\sum_{k=1}^{anz} s_{i,k}(t)}{\sum_{k=1}^{anz} A_k} \quad k = 193 \text{ ns}, \dots, 576 \text{ ns} \quad , \quad i = 3, \dots, 6 .$$

Auf diese Weise werden Untergrundereignisse mit einer kleinen Amplitude A_k unterdrückt, die nicht vollständig aus dem Datensatz eliminiert werden konnten und das gesamte Iterationsverfahren zum Divergieren brachten.

Nach der zweiten Mittelwertbildung in jedem Zeitintervall und anschließender Glättung der Mittelwerte erhält man eine zweite genäherte Pulsform. Mit ihr wird wieder nach Gleichung 7.4 für jedes Ereignis die Amplitude berechnet, um anschließend die Abtastwerte neu zu normieren. Nach etwa 1000 Iterationen unterscheiden sich die Pulsformen, die man nach zwei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten erhält, nicht mehr voneinander. Das Ergebnis ist die gesuchte Pulsform pf , sie ist in Abbildung 7.4.b dargestellt.

Es bleibt die Frage zu klären, ob die in Abbildung 7.4.b dargestellte Pulsform pf – der Grenzwert der Iteration – auch der *tatsächlichen* Pulsform entspricht. Als Test kann mit der gefundenen Funktion pf für jedes Ereignis nach Gleichung 7.4 eine „theoretische“ Amplitude A_t bestimmt werden. Da auch der relative Abtastzeitpunkt t_{rel} bekannt ist, können aus t_{rel} und A_t „theoretische“ Abtastwerte $s_{i,t}$ berechnet werden. In Abbildung 7.5 ist die Abweichung $\delta s_i = s_{i,m} - s_{i,t}$ dieser theoretischen Abtastwerte $s_{i,t}$ von den gemessenen Abtastwerten $s_{i,m}$ in Abhängigkeit vom Abtastzeitpunkt t_{abt} dargestellt. In der oberen Abbildung ist die Differenz δs_i ; dabei auf die berechnete Amplitude A_t , in der unteren Abbildung auf die gemessenen Abtastwerte $s_{i,m}$ normiert worden.

In der Abbildung 7.5.a erkennt man, daß Abweichungen $\delta s_i/A_t$ für alle Zeiten symmetrisch um die Nulllinie verteilt sind, auch wenn sie für verschiedene Abtastzeiten unterschiedlich stark streuen. Es sind keine systematischen Abweichungen der Mittelwerte von der Nulllinie zu beobachten. (Die Abweichung des Mittelwertes ist für kein Nanosekundenintervall größer als 0,0025, also vernachlässigbar.) Eine Häufigkeitsverteilung der in Abbildung 7.5.a

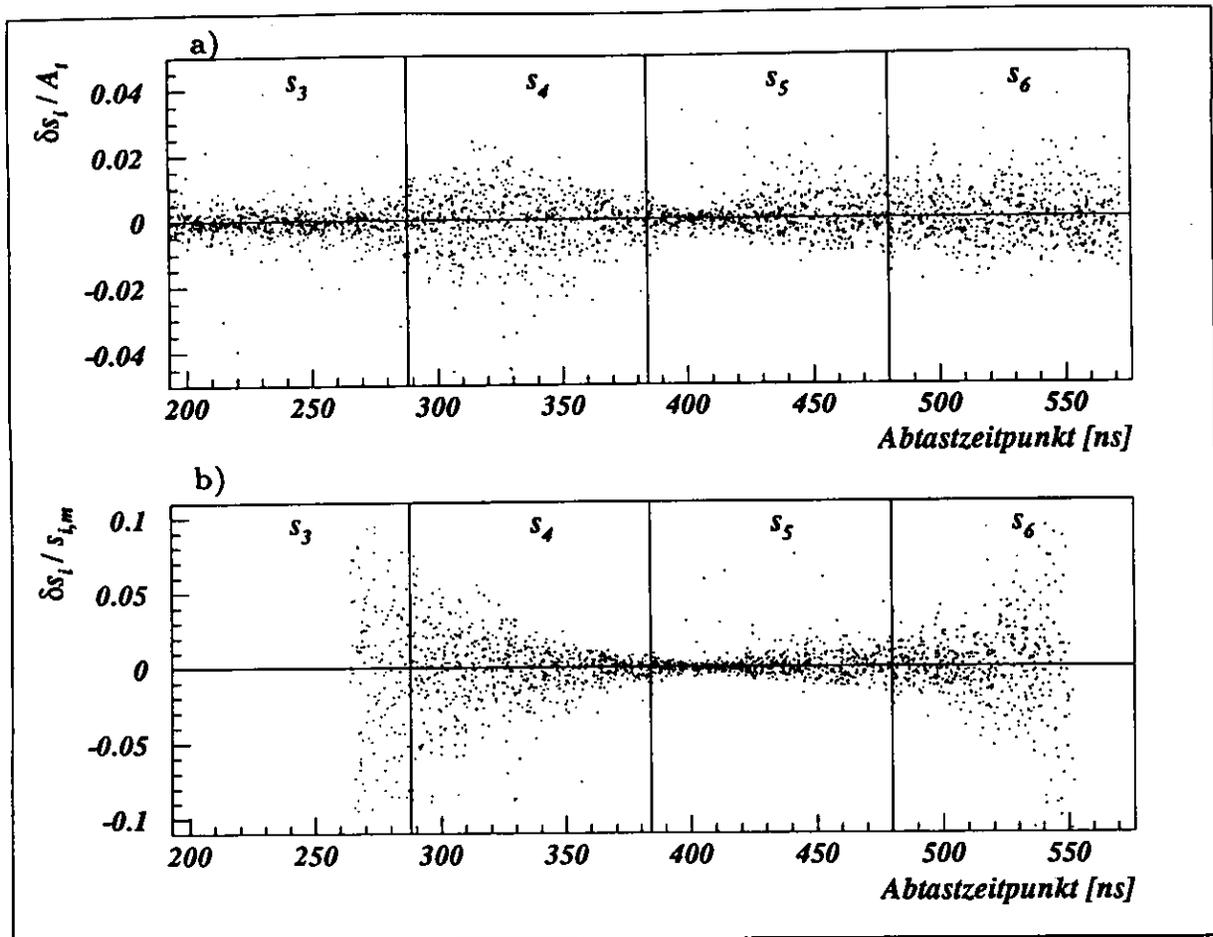


Abbildung 7.5: Überprüfung der Pulsform pf . In beiden Histogrammen ist die Differenz $\delta s_i = s_{i,m} - s_{i,t}$ von gemessenen ($s_{i,m}$) und theoretischen ($s_{i,t}$) Abtastwerten gegen den Abtastzeitpunkt t_{abt} aufgetragen. Im Histogramm a) wurde die Differenz δs_i auf die nach Gleichung 7.4 berechnete Amplitude, in b) auf die Meßwerte $s_{i,m}$ normiert. Näheres siehe Text.

aufgetragenen Abweichungen hat ein RMS von 0,01. Dieser Wert wird im folgenden für alle Abtastzeiten als Unsicherheit der Funktion pf angesetzt.

Da es sich hierbei um einen absoluten Fehler handelt, wird der *relative Fehler* für verschiedene Abtastzeitpunkte unterschiedlich groß sein. Als Abschätzung kann die Abbildung 7.5.b dienen. Der relative Fehler ist für Abtastungen in der Nähe des Maximums der positiven Halbwelle klein (das Maximum liegt etwa bei einem Abtastzeitpunkt von 400 ns, vgl. Abbildung 7.4.b), wird aber umso größer, je näher am Anfang oder am Ende der Halbwelle abgetastet wird. Ein entsprechendes Verhalten des relativen Fehlers war zu erwarten, da sich die aus dem elektronischen Rauschen stammende Unsicherheit zu allen Abtastzeiten gleich auf die Abtastwerte addiert, unabhängig von der tatsächlichen Höhe des Abtastwertes.

Die Abbildungen 7.5 bestätigen also, daß die tatsächliche Pulsform durch die iterativ bestimmte Funktion pf mit einem akzeptablen Fehler gut beschrieben wird.

7.3 Elektronisches Übersprechen

Die Signalleitungen von den Dioden über den Analogkartenkasten bis hin zur Digitalisierungselektronik waren zu einem hohen Anteil aus Flachbandkabeln gefertigt. Da die Signalleitungen außerdem streckenweise (bis zu 1 m) nicht durch Masseleitungen voneinander abgeschirmt sind, können sie sich gegenseitig beeinflussen. Als Folge kann, wenn eine Diode von einem Schauer getroffen wurde und ein Signal über ihre Signalleitung fließt, auch auf benachbarten Leitungen nicht getroffener Dioden ein Signal hervorgerufen werden. Dieses *Übersprechsignal* ist proportional zum Signal (also zur Amplitude) der getroffenen Diode, es unterscheidet sich vom „Treffer“-Signal jedoch durch eine entgegengesetzte Polarität und einen anderen Verlauf.

Bei der Auswertung der CERN-Test-Daten konnten die unterschiedlichsten, durch Übersprechen hervorgerufenen Signale beobachtet werden. Am häufigsten traten die beiden folgenden Formen auf:

1. Übersprechsignal, das von einer getroffenen Diode in anderen Dioden hervorgerufen wird, die auf einem anderen Ski installiert sind
2. Übersprechsignal, das von einer getroffenen Diode in anderen Dioden hervorgerufen wird, die auf derselben Skihälfte installiert sind

In der Abbildung 7.6 ist der Verlauf dieser zwei Signale dargestellt, wie sie nach dem Pulswandler abgetastet werden können. Betrachtet werden die Auswirkungen auf die Signalleitungen der Referenzdiode, wenn andere Dioden getroffen wurden. Die Abbildung 7.6.a bezieht sich dabei auf die erste Signalform. Aus den Ereignissen, die mit der Konfiguration 1 aufgezeichnet wurden, sind dazu diejenigen Ereignisse ausgewählt worden, bei denen die Diode 13 (sie befindet sich auf einem anderen Ski, vgl. Abbildung 6.9) in ihrer Mitte getroffen wurde. Für die Abbildung 7.6.b, die sich auf die zweite Signalform bezieht, wurden Ereignisse ausgewählt, bei denen die Diode 18 zentral getroffen wurde. Da die Amplitude des Übersprechsignals proportional zur Amplitude in der getroffenen Diode ist, wurden die Abtastwerte der Referenzdiode durch die Amplitude der jeweils getroffenen Diode 13 bzw. 18 dividiert. Zusätzlich wurden sie noch mit einem Normierungsfaktor multipliziert, damit der maximale Ausschlag der Signalformen ± 1 beträgt.

Die Übersprechsignale werden in ihrem Verlauf qualitativ durch zwei Funktionen $ca(t)$ und $cb(t)$ beschrieben, die ebenfalls in der Abbildung 7.6 eingezeichnet sind. Sie sind aus einer Mittelwertbildung hervorgegangen: wie schon bei der Bestimmung der Pulsform $pf(t)$ wurden die Abtastwerte in Abhängigkeit von ihrem Abtastzeitpunkt in 1 ns große Intervalle eingeteilt. An die Mittelwerte in diesen Intervallen – die wegen einer besseren Übersichtlichkeit nicht in die Abbildung 7.6 eingetragen sind – wurden Polynomfunktionen angepaßt, damit die Funktionen $ca(t)$ und $cb(t)$ einen glatteren Verlauf bekamen. Zum Vergleich ist in der Abbildung 7.6 außerdem die zuvor bestimmte Pulsform $pf(t)$ eingetragen.

Wird auf Abtastwerte der Übersprechsignale der Rekonstruktionsalgorithmus aus Gleichung 7.4 angewendet, so erreichen die rekonstruierten Amplituden nur ca. 1 % einer Amplitude, die in den Dioden von einem Schauer hervorgerufen wurde. Da die Übersprechsignale jedoch proportional zur Amplitude der am stärksten getroffenen Diode sind, liegen

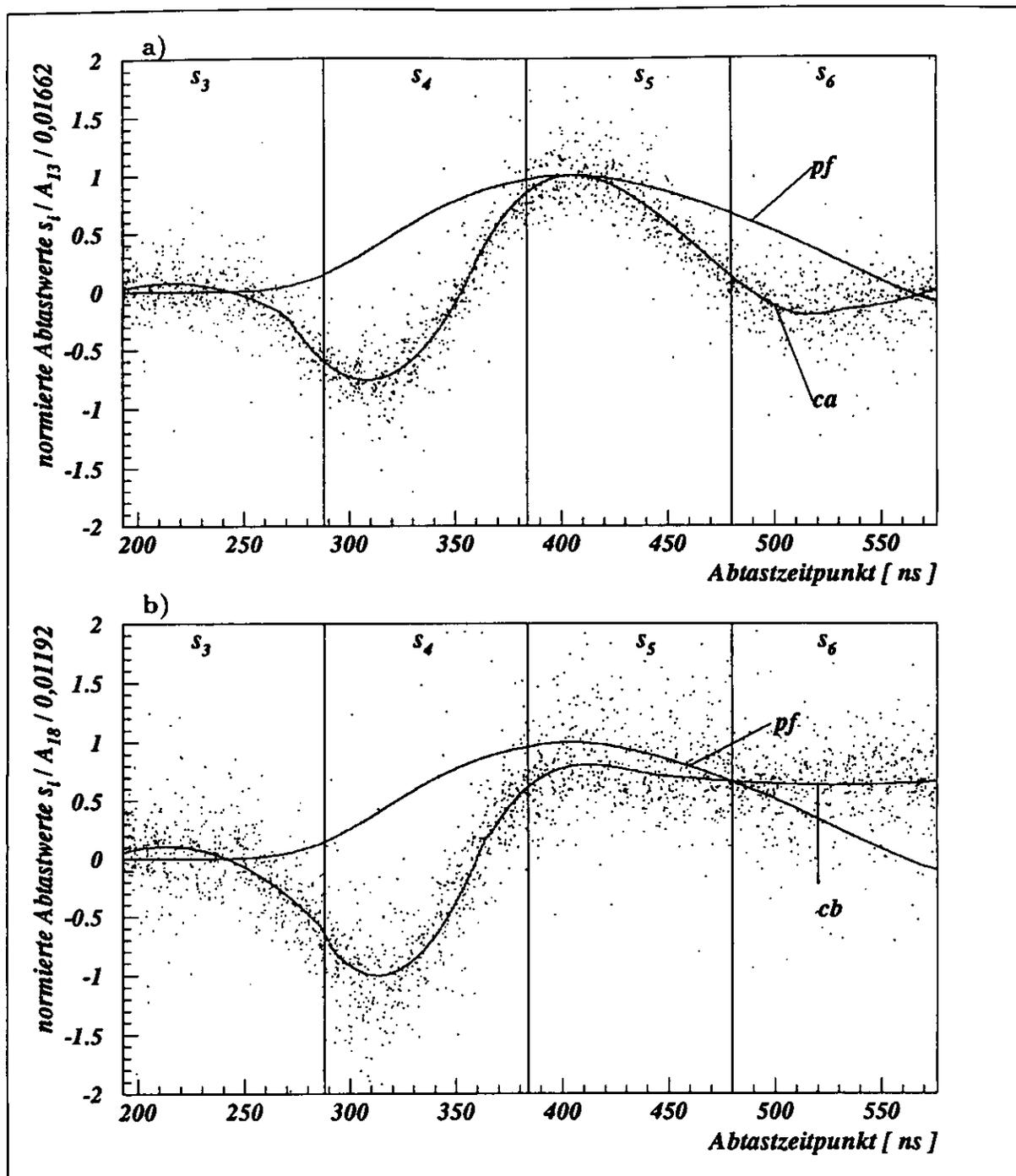


Abbildung 7.6: Abtastwerte der Übersprechsignale. Oben Typ 1, unten Typ 2

vor allem in der zweiten Lage die Amplituden der Übersprechsignale in der Größenordnung von Amplituden minimal ionisierender Teilchen. Unkorrigiert würde dieser Effekt unweigerlich zu Schwierigkeiten in der Unterscheidung zwischen Untergrund und Signalen führen.

7.4 Bestimmung von Bewertungsfunktionen

Um aus drei gemessenen Abtastwerten Signale nach ihrer Herkunft – entweder von einem tatsächlichen Ereignis stammend oder durch Übersprechen hervorgerufen – unterscheiden zu können, mußte nach (zeitabhängigen) Bewertungsfunktionen gesucht werden. Mit diesen soll für drei Abtastwerte der Pulsform $pf(t)$ der Wert 1, für drei Abtastwerte der Übersprechsignale $ca(t)$ bzw. $cb(t)$ der Wert 0 rekonstruiert werden. Als einfachste Möglichkeit, diese drei Signalfunktionen pf , ca und cb mit drei Bewertungsfunktionen a_1 , a_2 , a_3 zu verknüpfen, bietet sich ein lineares Gleichungssystem an:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^3 a_j(t + (j+1)\Delta T) \cdot pf(t + (j+1)\Delta T) &= 1 \\ \sum_{j=1}^3 a_j(t + (j+1)\Delta T) \cdot ca(t + (j+1)\Delta T) &= 0 \\ \sum_{j=1}^3 a_j(t + (j+1)\Delta T) \cdot cb(t + (j+1)\Delta T) &= 0 \end{aligned} \quad (7.5)$$

mit $t \in [1\text{ns}, \dots, 192\text{ns}]$

Bei der Lösung dieses Gleichungssystems bestand ein gewisses Problem darin, daß pro Ereignis nur drei Abtastwerte relevant sind (die positive Halbwelle wird nur auf drei Abtastwerten gespeichert) aber insgesamt vier Abtastwerte betrachtet werden müssen, wie man schon in Abbildung 7.2 erkennen konnte: Für kleine Zeiten t_{rel} ist es besser, die Amplitude aus den Abtastwerten s_4 , s_5 und s_6 zu berechnen, da zum Zeitpunkt der dritten Abtastung der von der Diode kommende Puls noch nicht die Pipeline erreicht hat. Für große Zeiten t_{rel} ist die Bestimmung der Amplitude aus den Abtastwerten s_3 , s_4 und s_5 vorteilhafter, da für diese Ereignisse der sechste Abtastwert den Diodenpuls bereits in seiner negativen Halbwelle abtastet. Die ADCs der Digitalkarten digitalisieren nur eine Polarisation – man läuft also Gefahr, statt einem physikalischen Abtastwert in der Rekonstruktion den Sättigungswert des ADCs auszuwerten.

Um den optimalen Zeitpunkt bestimmen zu können, für den die Amplitudenrekonstruktion aus den Abtastwerten $s_4/s_5/s_6$ zu einer Rekonstruktion aus den Abtastwerten $s_3/s_4/s_5$ wechselt, wurde das Gleichungssystem 7.6 zunächst für das *doppelte* Abtastintervall $2\Delta t = 192\text{ns}$ gelöst und Werte für $a_1(t)$, $a_2(t)$ und $a_3(t)$ berechnet. Die so erhaltenen Bewertungsfunktionen a_1 , a_2 , a_3 sind in Abbildung 7.7 auf der linken Seite dargestellt. Wie man erkennt, haben sie zu bestimmten Zeiten Unstetigkeitsstellen. Für Abtastzeiten $t_{abt} \in [73\text{ns} + (j+1)\Delta T, \dots, 168\text{ns} + (j+1)\Delta T]$ verlaufen die drei Bewertungsfunktionen $a_j(t)$, $j \in \{1,2,3\}$ jedoch stetig und ohne große Steigungsschwankungen. Der Verlauf der Funktionen in diesen Intervallen ist in der rechten Seite der Abbildung 7.7 dargestellt.

Die „magische Zahl“ der Amplitudenrekonstruktion ist also ein relativer Eintreffzeitpunkt $t_{rel} = 73\text{ns}$. Für diesen oder größere relative Eintreffzeitpunkte wird die Amplitude aus den Abtastwerten s_3 , s_4 und s_5 , für kleinere t_{rel} aus s_4 , s_5 und s_6 bestimmt:

$$\left. \begin{aligned} A &= a_1(t_{rel} + 2\Delta T)s_3 + a_2(t_{rel} + 3\Delta T)s_4 + a_3(t_{rel} + 4\Delta T)s_5 && \text{für } t_{rel} \geq 73\text{ns} \\ A &= a_1(t_{rel} + 3\Delta T)s_4 + a_2(t_{rel} + 4\Delta T)s_5 + a_3(t_{rel} + 5\Delta T)s_6 && \text{für } t_{rel} < 73\text{ns} \end{aligned} \right\} (7.6)$$

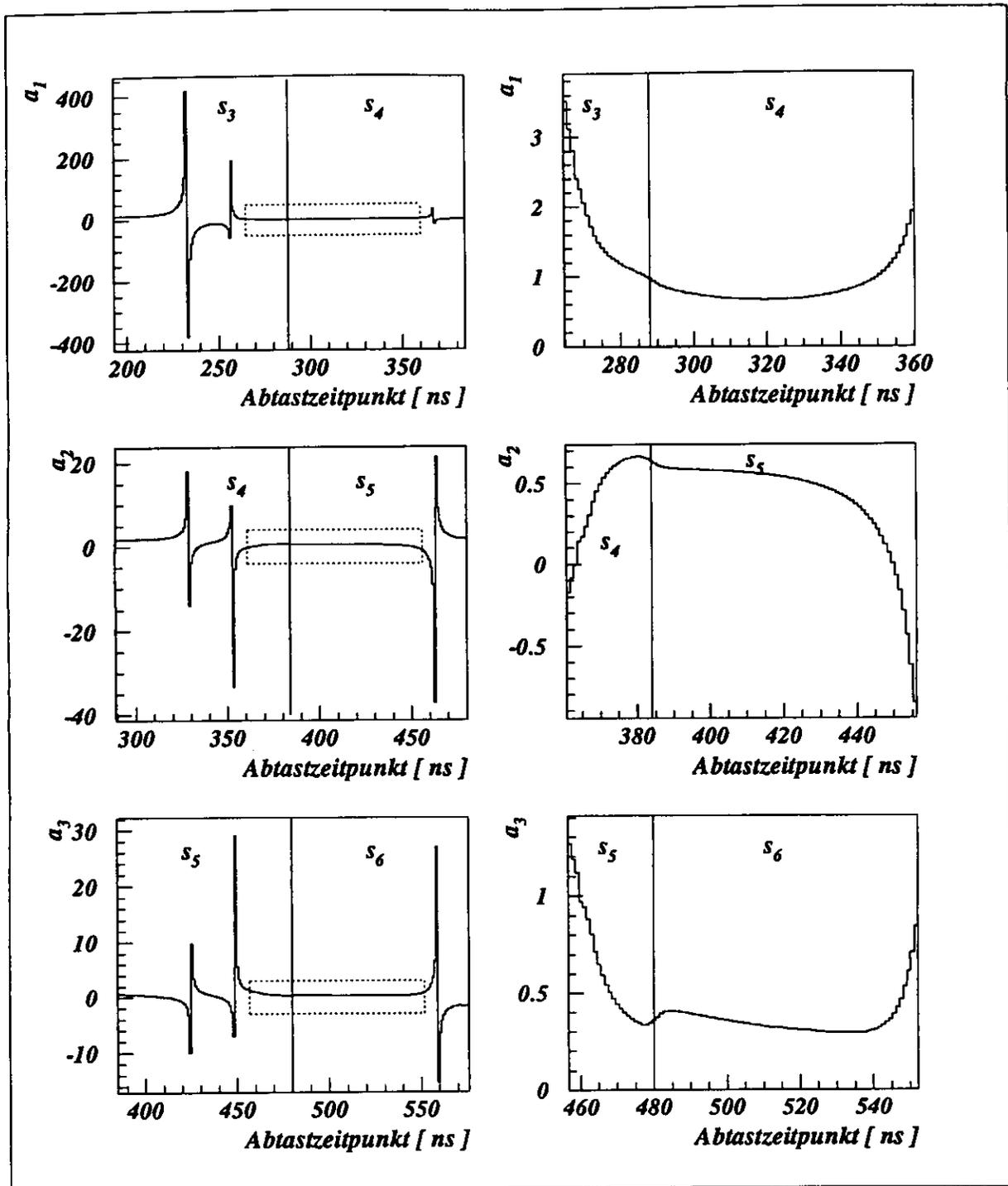


Abbildung 7.7: Die Bewertungsfunktionen. Links der Verlauf, wie er nach dem Gleichungssystem 7.5 für das doppelte Zeitintervall berechnet wurde, rechts Ausschnittsvergrößerungen wie links durch die gepunkteten Kästen angedeutet.

Zur Veranschaulichung ist in der Abbildung 7.8 noch einmal die Pulsform aufgetragen. Die vier zeitlichen Intervalle, die den Abtastungen und Speicherungen auf den Abtastwerten s_3 bis s_6 entsprechen, sind zu erkennen. Darüberhinaus sind die drei Zeitintervalle

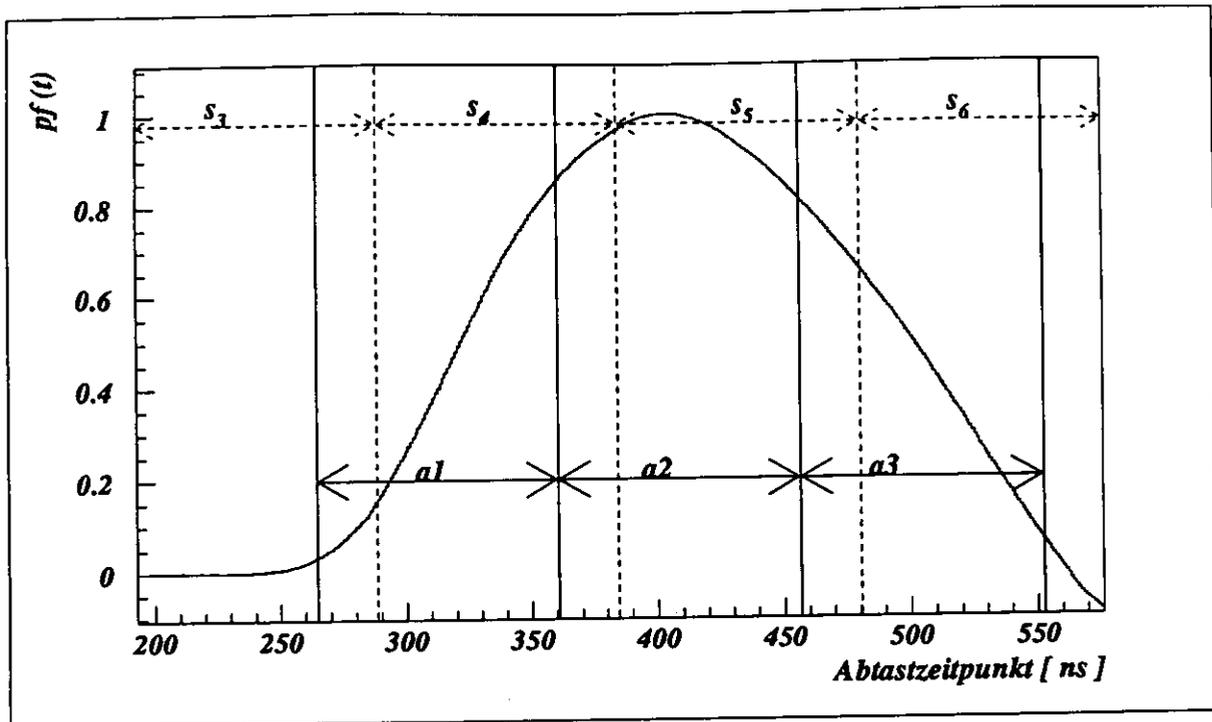


Abbildung 7.8: Veranschaulichung der Gleichung 7.6. Dargestellt sind die Pulsform pf , die zeitliche Lage der Abtastwerte s_i sowie die Anwendungsintervalle der Bewertungsfunktionen a_i . Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Wechsel-Zeitpunkte $t_{abt} = 73 \text{ ns} + i\Delta T$, zu denen die Rekonstruktion aus den Abtastwerten $s_4/s_5/s_6$ zur Rekonstruktion aus $s_3/s_4/s_5$ wechselt.

$$\begin{aligned}
 [265 \text{ ns}, \dots, 360 \text{ ns}] &= [73 \text{ ns} + 2\Delta T, \dots, 168 \text{ ns} + 2\Delta T] && \text{für } a_1 \\
 [361 \text{ ns}, \dots, 456 \text{ ns}] &= [73 \text{ ns} + 3\Delta T, \dots, 168 \text{ ns} + 3\Delta T] && \text{für } a_2 \\
 [457 \text{ ns}, \dots, 552 \text{ ns}] &= [73 \text{ ns} + 4\Delta T, \dots, 168 \text{ ns} + 4\Delta T] && \text{für } a_3
 \end{aligned}$$

eingezeichnet. Für Abtastzeitpunkte t_{abt} aus dem Intervall $[265 \text{ ns}, \dots, 360 \text{ ns}]$ wird der Wert der Parameterfunktion $a_1(t_{abt})$ entsprechend t_{rel} mit dem Abtastwert s_3 oder s_4 multipliziert, analog werden die zwei folgenden Abtastwerte mit den Funktionswerten von $a_2(t_{abt})$ und $a_3(t_{abt})$ multipliziert. Die Summe dieser drei Produkte ist die gesuchte Amplitude.

Als Rechtfertigung für einen solch aufwendigen Rekonstruktionsalgorithmus dient die Abbildung 7.9. Dort sind zwei Häufigkeitsverteilungen von rekonstruierten Amplituden für Störsignale dargestellt, die im Auslesekanal der Diode 16 durch elektronisches Übersprechen als Reaktion auf „Treffer“ in den Dioden 13 oder 18 hervorgerufen werden. Die links abgebildete Häufigkeitsverteilung beobachtet man für eine unmodifizierte Amplitudenrekonstruktion nach Gleichung 7.4. Die nach diesem Algorithmus bestimmten Amplituden werden für den Rest dieses Abschnittes sowie in den Abbildungen 7.9 und 7.10 mit A_Z bezeichnet. Im Gegensatz dazu wurden Amplituden A_C mit dem modifizierten Algorithmus nach Gleichung 7.6 rekonstruiert. Die Häufigkeitsverteilung für diese modifiziert bestimmten Amplituden findet sich in Abbildung 7.9, rechts. An die beobachteten Verteilungen

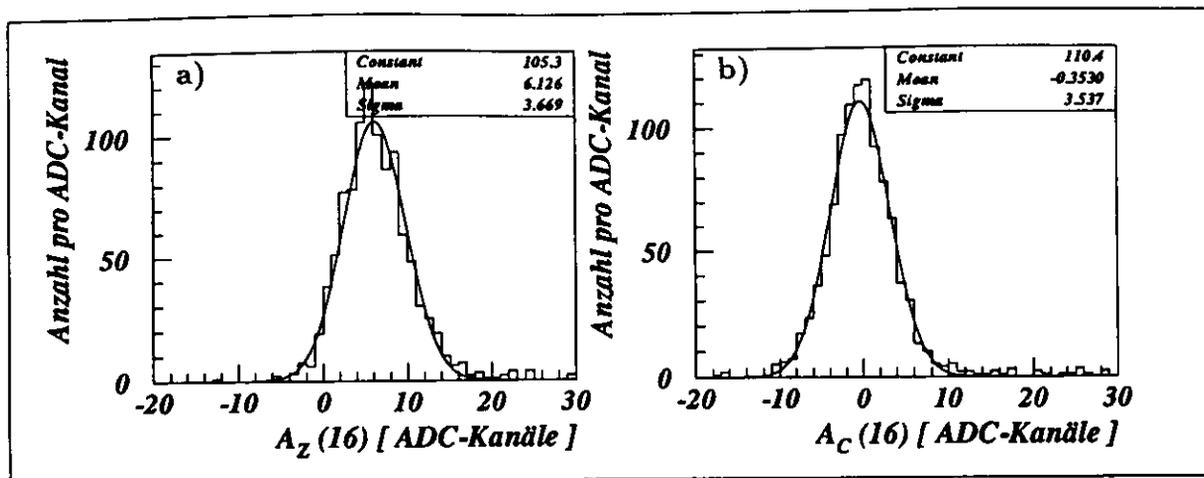


Abbildung 7.9: Vergleich der für Störsignale rekonstruierten Amplituden. Links erfolgte die Rekonstruktion unmodifiziert nach Gleichung 7.4, rechts modifiziert nach Gleichung 7.6

wurden Gaußverteilungen angepaßt. Mit dem modifizierten Rekonstruktionsalgorithmus konnte der Mittelwert von 6,1 auf -0,3 ADC-Kanäle gesenkt und Störsignale effektiv unterdrückt werden. Dabei kann von effektiver Unterdrückung nur dann gesprochen werden, wenn Signale minimal ionisierender Teilchen deutlich von Störsignalen getrennt werden können. Entsprechende Histogramme sind in Abschnitt 7.8 zu finden.

Darüberhinaus muß die Glaubwürdigkeit der modifiziert rekonstruierten Amplituden A_C auch für Treffersignale überprüft werden. Da die Amplituden A_Z als glaubwürdig angesehen werden, ist die einfachste Überprüfung ein direkter Vergleich der zwei Amplituden. Beide wurden für Ereignisse rekonstruiert, bei denen die Referenzdiode getroffen wurde, und in Abbildung 7.10.a gegeneinander aufgetragen. Dabei wurde allerdings ein großzügiger geometrischer Schnitt als bei der Bestimmung der Pulsform angewendet. Ein sehr guter linearer Zusammenhang zwischen beiden Amplituden ist zu erkennen.

Außerdem sind in Abbildung 7.10.b die gemessenen und auf die Amplituden A_C normierten Abtastwerte gegen ihren Abtastzeitpunkt t_{abt} aufgetragen. Die Pulsform ist gut zu erkennen, was ebenfalls für die Glaubwürdigkeit des modifizierten Algorithmus nach Gleichung 7.6 spricht. Es ist anzunehmen, daß es sich bei den Ereignissen, für die die Quotienten s_i/A_C große Abweichungen von der Pulsform aufweisen, um Signale nicht unterdrückte Untergrundereignisse handelt (nicht zu verwechseln mit *Störsignalen*, die durch Treffer in anderen Dioden hervorgerufen werden).

Ein Eindruck von der relativen Größe der Abweichungen der Amplituden voneinander kann aus Abbildung 7.10.c gewonnen werden. Dort ist die Differenz $A_C - A_Z$ dividiert durch A_Z aufgetragen gegen die Amplitude A_Z . Als Darstellung wurde ein Profil-Histogramm gewählt, abgebildet sind die Mittelwerte in 15 ADC-Kanäle breiten Intervallen. Für größere rekonstruierte Amplituden als 400 ADC-Kanäle ist die relative Übereinstimmung der zwei unterschiedlich rekonstruierten Amplituden im Mittel besser als 1%. Größere Abweichungen voneinander sind nur für kleinere Amplituden zu beobachten, wobei die (unmodifiziert rekonstruierten) Amplituden A_Z in der Regel größer sind als die (modifiziert rekonstruierten) Amplituden A_C . Diese Tendenz ist verständlich, nach einem neuen Algorithmus gesucht wurde, gerade um Störsignale, die eine niedrige Amplitude

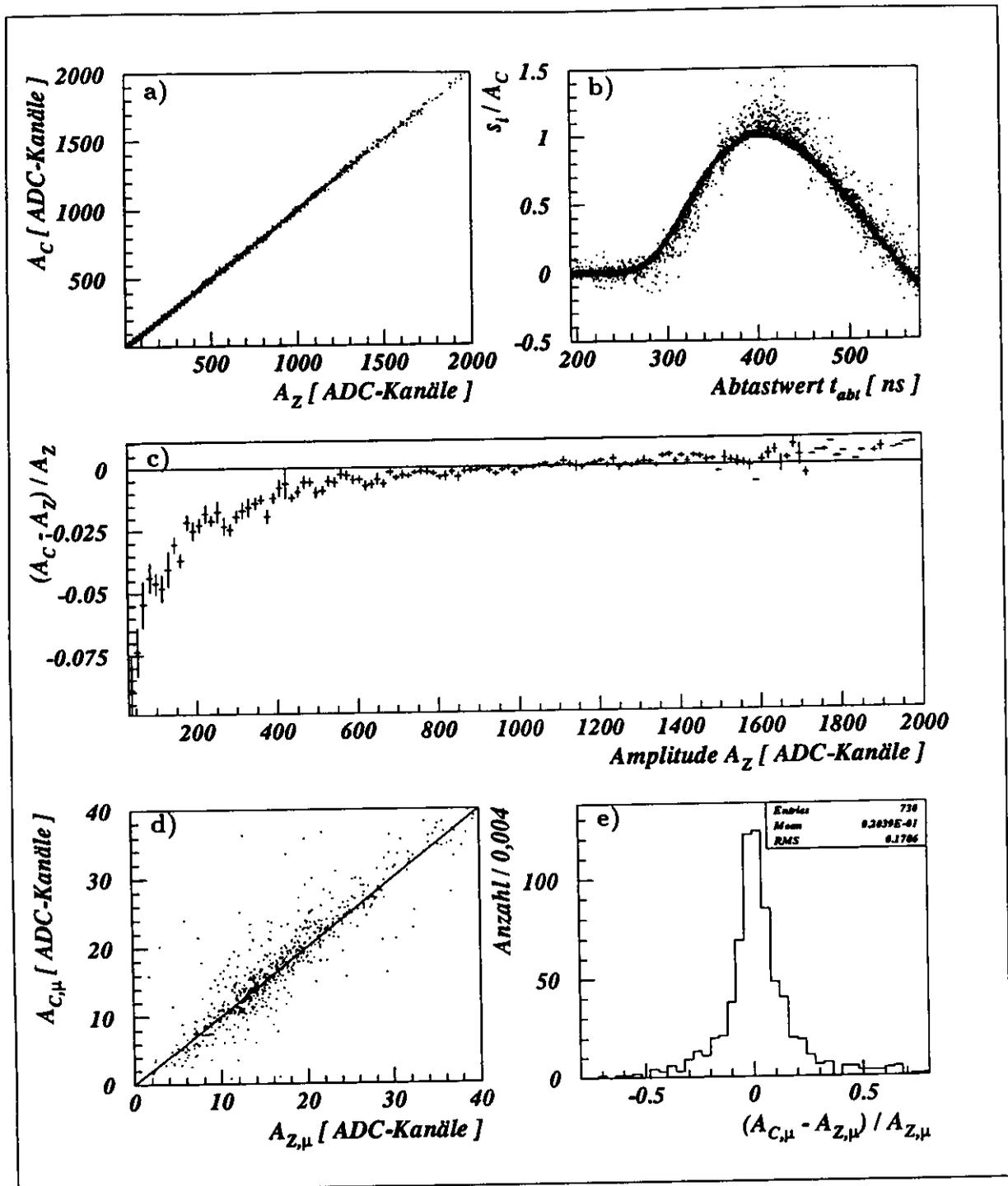


Abbildung 7.10: Test der Amplitudenrekonstruktion. a) Linearer Zusammenhang zwischen den Amplituden A_Z (unmodifiziert) und A_C (modifiziert). b) Normierung der Abtastwerte $s_{i,m}$ auf die modifiziert rekonstruierte Amplitude A_C ergibt (aufgetragen gegen den Abtastzeitpunkt) wieder die Pulsform. c) relative Differenz zwischen A_Z und A_C . Aufgetragen sind Mittelwerte in 15 ADC-Kanäle breiten Intervallen. d) linearer Zusammenhang zwischen $A_{Z,\mu}$ und $A_{C,\mu}$ für Myonen. e) Häufigkeitsverteilung der auf $A_{Z,\mu}$ normierten Differenz $A_{C,\mu} - A_{Z,\mu}$.

hervorrufen, zu unterdrücken. Auswirkungen auf kleine Amplituden von „Treffern“ sind unvermeidlich. Dennoch wird das für die Kalibration der Meßdaten wichtige Signal von minimal ionisierenden Teilchen (Myonen, siehe Abschnitt 7.8) nur unwesentlich beeinflusst: In Abbildung 7.10.d sind die für Myonen rekonstruierten Amplituden $A_{C,\mu}$ und $A_{Z,\mu}$ gegeneinander aufgetragen. Auch hier ist ein guter linearer Zusammenhang zu erkennen. Abbildung 7.10.e enthält eine Häufigkeitsverteilung der auf $A_{Z,\mu}$ normierten Differenz $A_{C,\mu} - A_{Z,\mu}$. Im Mittel unterscheiden sich die zwei unterschiedlich rekonstruierten Amplituden um 2%. In Anbetracht der großen relativen Unsicherheit für kleine Amplituden (nächster Abschnitt) kann diese Differenz toleriert werden.

7.5 Fehlerabschätzung

In diesem Abschnitt soll die Unsicherheit bzw. die Sicherheit abgeschätzt werden, mit der die Amplituden nach dem oben beschriebenen Verfahren (Gleichung 7.6) bestimmt werden können. Dazu sind folgende Unsicherheitsquellen zu nennen:

- Das Rauschen der Elektronik bestimmt die Genauigkeit der Abtastwerte. Diese ergibt sich aus den Abbildungen 7.3 zu $\Delta s_i = \pm 3,2$ ADC-Kanäle im schlimmsten Fall.
- Die Unsicherheit, die sich aus der Abweichung des tatsächlichen Pulsverlaufes von der iterativ bestimmten Pulsform pf ergibt, wurde bestimmt zu $\Delta pf = 0,01$ (absoluter Fehler, siehe Seite 63).
- Die Unsicherheit, die sich aus der Abweichung der tatsächlichen Übersprechsignale von den oben bestimmten Funktionen ca und cb ergibt, kann ebenfalls mit $\Delta ca = \Delta cb = 0,01$ (absolut) abgeschätzt werden.

Betrachtet man eine einfache Amplitudenrekonstruktion nach $A = s_i \cdot pf(t_{abt})$ aus einem Abtastwert, so gilt für den relativen Fehler der Amplitude:

$$\frac{\Delta A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\Delta s_i}{s_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta pf}{pf}\right)^2} \quad (7.7)$$

Es sind folgende Tendenzen zu beobachten:

1. Die relative Unsicherheit $\Delta s_i/s_i$ des Abtastwertes wird *kleiner*, je größer der Abtastwert selbst ist. Insbesondere kann die Amplitude umso genauer bestimmt werden, je größer der zur Berechnung herangezogene Abtastwert wirklich ist. Für einen Abtastwert von $s_i = 15$ ADC-Kanälen (das entspricht in etwa der Amplitude eines minimal ionisierenden Teilchens, siehe Abschnitt 7.8) beträgt die relative Unsicherheit noch 20%, für einen Abtastwert von 300 ADC-Kanälen nur noch 1%.
2. Die relative Unsicherheit $\Delta pf/pf$ der Pulsform wird umso kleiner, je näher am Maximum abgetastet wird: Bei einer Abtastung des Maximalwertes beträgt die relative Unsicherheit nur etwa 1%, sie wird größer und kann auf über 30% ansteigen, je weiter vom Maximalwert entfernt die Abtastung erfolgt.

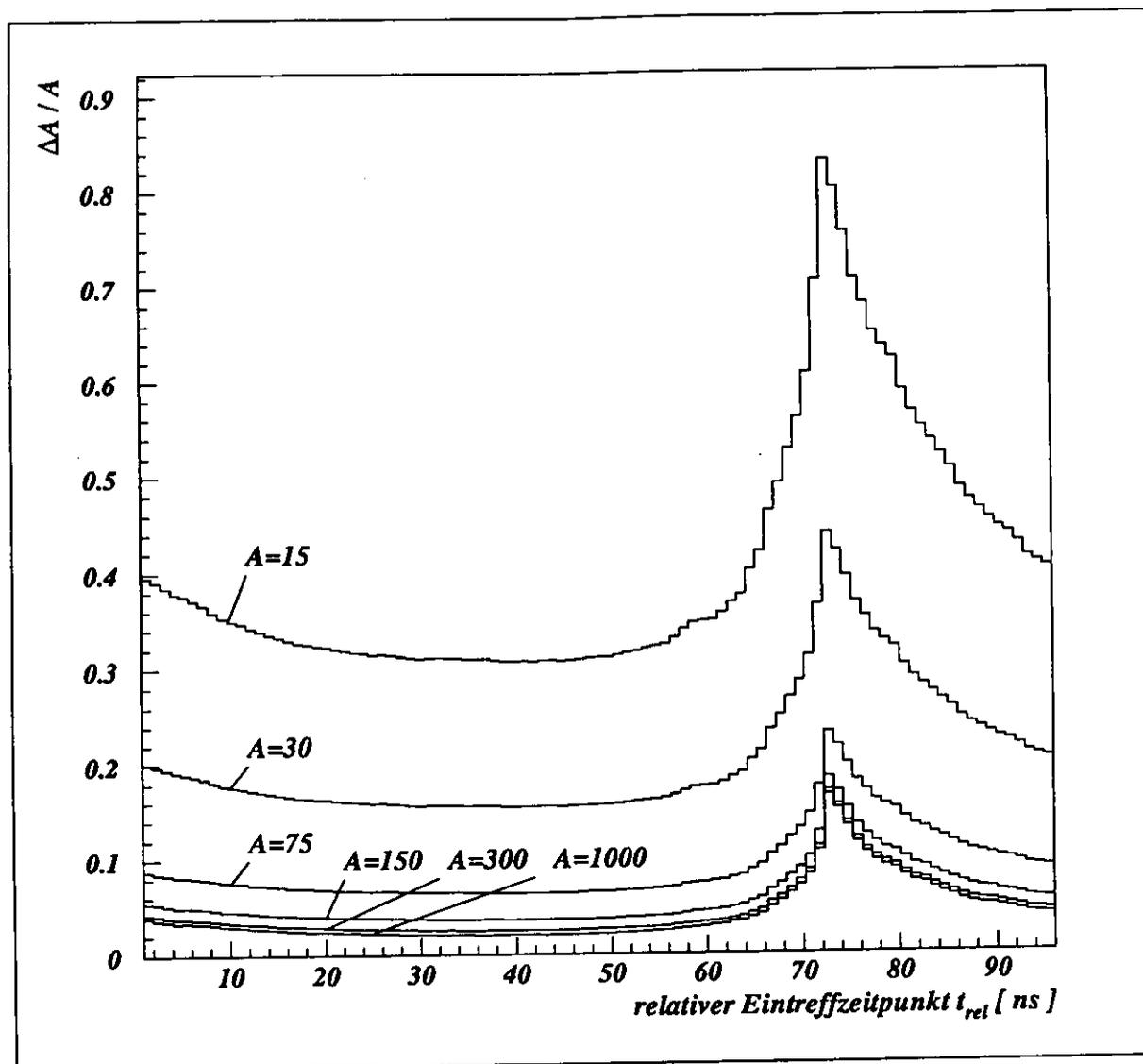


Abbildung 7.11: Fehlerabschätzung. Aufgetragen sind die relativen Fehler von verschiedenen Amplituden in Abhängigkeit vom Eintreffzeitpunkt t_{rel} . Die Amplituden sind angegeben in ADC-Kanälen, wobei eine Amplitude von 15 ADC-Kanälen in etwa einer Amplitude eines minimal ionisierenden Teilchens entspricht.

Die Amplitudenrekonstruktion nach 7.6 ist natürlich komplizierter, weshalb sich auch die Fehlerabschätzung nicht so einfach darstellen läßt. Dennoch sind die auftretenden Tendenzen dieselben. Die Bewertungsfunktionen a_i wurden aus dem Gleichungssystem 7.6 mit den Funktionen pf , ca und cb bestimmt. Diese drei Funktionen sind jedoch in Abhängigkeit vom Abtastzeitpunkt mit einem unterschiedlich großen relativen Fehler behaftet (siehe Abbildung 7.5 für pf), der sich auf die a_i fortpflanzt. Der relative Fehler einer Amplitude wird also Abtastzeit- und Amplitudenabhängig sein. Zur Abschätzung wurde nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz für verschiedene Amplituden der relative Fehler $\Delta A/A$ in Abhängigkeit vom relativen Eintreffzeitpunkt t_{rel} berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.11 graphisch dargestellt, man erkennt:

1. Der relative Fehler wird kleiner, je größer die Amplitude selbst ist (und damit auch die Abtastwerte der Diodensignale).
2. Für relative Eintreffzeitpunkte, zu denen der Puls näherungsweise optimal abgetastet werden kann, wird ein kleinerer relativer Fehler beobachtet als für Eintreffzeitpunkte, zu denen nur eine weniger optimale Abtastung des Pulses möglich ist. (Eine optimale Abtastung liegt vor, wenn die zweite ausgewertete Abtastung in der Nähe des Maximalwertes erfolgt.)

Wie man in in Abbildung 7.11 erkennen kann, sind große Unsicherheiten der Amplitude vor allem für Eintreffzeitpunkte $t_{rel} \in [68 \text{ ns}, \dots, 80 \text{ ns}]$ zu beobachten, also für Eintreffzeitpunkte in der Nähe des Wechsellpunktes ($t_{rel} = 73 \text{ ns}$), an dem die Rekonstruktion aus den Abtastwerten $s_4/s_5/s_6$ zu einer Rekonstruktion aus den Abtastwerten $s_3/s_4/s_5$ wechselt. Ein Vergleich mit Abbildung 7.8 (dort sind die Wechselzeitpunkte durch senkrechte Linien gekennzeichnet) zeigt, daß die Abtastungen für diese Zeitpunkte wenig optimal erfolgen. Im Prinzip enthalten nur jeweils zwei Abtastwerte auswertbare Information, da entweder s_3 oder s_6 sehr niedrig und demzufolge mit einem großen Fehler behaftet sind.

Für die hier angefertigte Analyse wurde ein großer Fehler für 15% der Ereignisse in Kauf genommen, um nicht weitere Ereignisse für die Auswertung zu verlieren. Über die Eintreffzeitpunkte gemittelt kann der relative Fehler der Amplituden wie folgt angegeben werden:

Amplitude A [ADC-Kanälen]	relativer Fehler $\Delta A/A$
15	42%
30	22%
75	9,7%
150	6,6%
300	5,4%
1000	5,1%

7.6 Korrektur auf Zeitverschiebung

Es wäre zu wünschen, daß alle Auslesekanäle dieselbe Signallaufzeit von den Vorverstärkern bis zur Abtastung haben. Während der Analyse hat sich aber gezeigt, daß dies nicht der Fall ist. Selbst innerhalb einer Konfiguration wurden unterschiedliche Signallaufzeiten von bis zu 40 ns beobachtet. So gibt es Auslesekanäle, deren Diodenpulse bei festem t_{rel} relativ zum Puls der Diode 16 früher oder später abgetastet werden. Dieses Phänomen kann seine Ursache in unterschiedlichen Zeitkonstanten der verwendeten analogenen Bauteile haben (z.B. haben die Pipelinechips serienabhängig Zeitunterschiede von 10 ns). Es ist aber darüberhinaus zu vermuten, daß auch innerhalb der Elektronikboxen für verschiedene Auslesekanäle unterschiedliche elektronische Bauteile verwendet wurden. Soll der für Diode 16 entwickelte Algorithmus zur Amplitudenrekonstruktion auf andere Dioden übertragen werden, so muß zuvor auf diese relative Zeitverschiebung korrigiert werden.

Dazu wurde für jeden Auslesekanal der optimale relative Abtastzeitpunkt t_0 bestimmt. Er ist dadurch gekennzeichnet, daß für $t_{rel} = t_0$ der vierte und sechste Abtastwert gleich

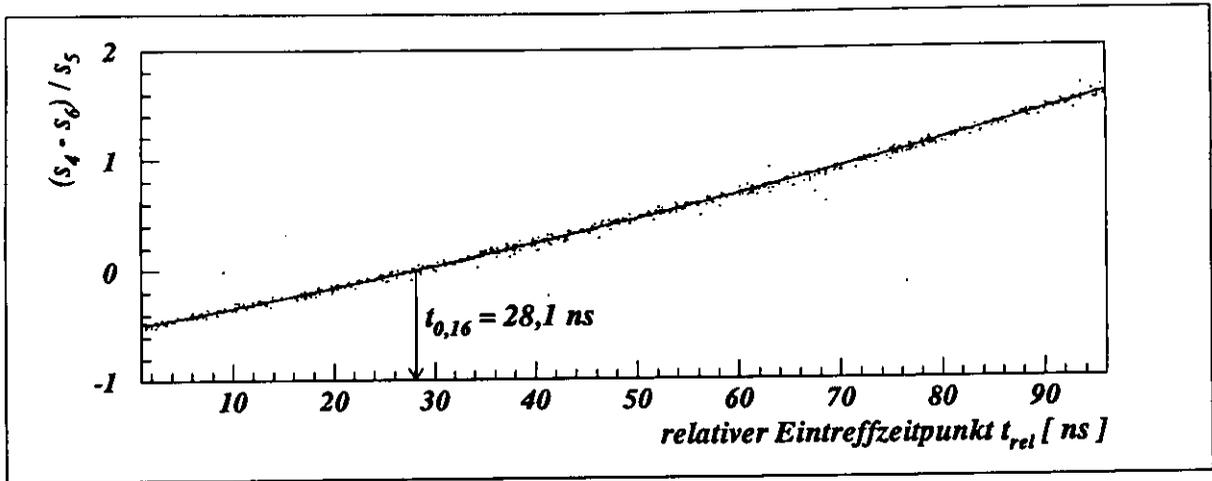


Abbildung 7.12: Bestimmung des optimalen Abtastzeitpunktes

groß werden. Praktisch wurden zur Bestimmung von t_0 in einem Histogramm die Werte $(s_4 - s_6)/s_5$ in Abhängigkeit von t_{rel} aufgetragen, wie in Abbildung 7.12 für die Abtastwerte der Referenzdiode. Die erhaltene Punkteverteilung kann durch ein Polynom zweiten Grades hinreichend gut beschrieben werden. Seine Nullstelle im betrachteten Intervall [1 ns, ... ,96 ns] bezeichnet den Zeitpunkt $t_{0,16}$. Für jeden Auslesekanal j wurde (für jede Konfiguration) mit dem jeweiligen optimalen relativen Abtastzeitpunkt $t_{0,j}$ auch die Differenz $\delta t_0 = t_{0,j} - t_{0,16}$ zum optimalen relativen Abtastzeitpunkt $t_{0,16}$ des Referenzauslesekanals bestimmt. Mit δt_0 wird die Gleichung 7.6 wie folgt modifiziert:

$$\begin{aligned}
 A &= \sum_{j=1}^3 a_j(t_{rel} + (j+1)\Delta T - \delta t_0) \cdot s_{j+2} && \text{für } t_{rel} - \delta t_0 \geq 73 \text{ ns} \\
 A &= \sum_{j=1}^3 a_j(t_{rel} + (j+2)\Delta T - \delta t_0) \cdot s_{j+3} && \text{für } t_{rel} - \delta t_0 < 73 \text{ ns}
 \end{aligned} \tag{7.8}$$

7.7 Eichung mit Testpulsen

Wie in Kapitel 5.5 beschrieben, können die in ADC-Kanälen gemessenen Amplituden mit Hilfe von Testpulsen geeicht werden.

Dazu wird an den Kalibrationseingang des Vorverstärkers ein stufenförmiges Spannungssignal mit einer Amplitude von 1 V angelegt. Durch den Koppelkondensator wird eine Ladung in den Eingang des Vorverstärkers injiziert, die der sonst – nach einem Teilchendurchgang – in der Diode produzierten Ladung entspricht. Dieses „künstlich“ hervorgerufene Signal durchläuft die Auslekette, wird abgetastet und digitalisiert. Die Generation der Testpulse erfolgte in den Testmessungen 1994 nur synchron zu den Abtastimpulsen, weshalb auch die Abtastung der Signale immer zu denselben Zeitpunkten relativ zum Abtastzyklus erfolgte.

Eine Testpulsmessung besteht in der Regel aus 100 generierten und abgetasteten Test-

pulsen. Die oben beschriebene Zeitverschiebung der Auslesekanäle untereinander kann auch in den Daten der Testpulsmessungen beobachtet werden. Aus den Abtastwerten der ersten Halbwelle wird nach Gleichung 7.8 eine Amplitude A_T berechnet, mit der die aus den Daten rekonstruierte Amplitude A_D kalibriert werden kann. Das Verhältnis $A_D/A_T \cdot 1[V]$ entspricht dann einer am Vorverstärkereingang angelegenen Spannung.

7.8 Signale von Myonen

Es wurde bereits in Kapitel 6.4 bei der Beschreibung des Meßprogrammes darauf hingewiesen, daß zu Kalibrationszwecken mehrere Meßsequenzen mit einem 75 GeV-Myonenstrahl durchgeführt wurden. In jeder dieser Meßsequenzen wurden 6000 Ereignisse aufgezeichnet. Die angewendeten Schnitte auf die Kalorimeterenergien wurden in Kapitel 6.8 vorgestellt. Hier soll nun die Höhe der von Myonen in den Dioden hervorgerufenen Signale bestimmt werden. Diese Myonsignale werden als Signale von minimal ionisierenden Teilchen (mips) identifiziert. Gleichzeitig soll der Beweis geliefert werden, daß mit dem in Gleichung 7.8 angegebenen Amplitudenrekonstruktionsalgorithmus eine Unterscheidung zwischen mip-Signalen und Untergrund erfolgen kann.

In Abbildung 7.13 sind für zwei ausgewählte Auslesekanäle Häufigkeitsverteilungen rekonstruierter Amplituden aufgetragen. Das obere Histogramm stellt die Meßwerte eines weniger verrauschten, das untere eines stark verrauschten Auslesekanals dar. Die Anzahl der jeweils eingetragenen Trefferereignisse, bei denen ein Myon die betrachtete Diode durchquert hat, und die Anzahl der zum Vergleich eingetragenen Untergrundereignisse, bei denen eine andere als die betrachtete Diode von einem Myon getroffen wurde, sind angegeben. Die gesamte (weiße) Fläche bezieht sich auf alle Ereignisse, die Verteilungen der Myonereignisse sind schraffiert hervorgehoben.

In beiden Histogrammen erkennt man das von Myonen hervorgerufenen Signal. Es kann jedoch nur in dem wenig verrauschten Auslesekanal deutlich vom Untergrund getrennt werden. Für stärker verrauschte Auslesekanäle (etwa 40% aller Auslesekanäle) ist eine eindeutige Trennung vom Untergrund nicht mehr möglich. Es ist zu vermuten, daß mit einem sorgfältigeren Aufbau der Ausleseelektronik das Rauschen der Auslesekanäle verringert und damit die Trennung von Myonsignalen und Untergrund verbessert werden kann.

An die Häufigkeitsverteilungen der Myonsignale wurden Gaußverteilungen angepaßt, um ihren Mittelwert und ihre Varianz zu bestimmen. Für die hier betrachteten Auslesekanäle wurde der Mittelwert (und somit das mip-Signal) zu 13,0 beziehungsweise zu 16,2 ADC-Kanälen bestimmt. Das Sigma der Verteilungen liegt mit 33% beziehungsweise mit 40% des Mittelwertes in der Größenordnung des zuvor abgeschätzten relativen Fehlers für auf 15 ADC-Kanäle rekonstruierte Amplituden. (15 ADC-Kanäle ist ein guter Mittelwert für die mip-Signale aller mit Myonen ausgeleuchteten Dioden.) Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß nach Anwendung der DWC- und Kalorimeterschnitte auf die aufgezeichneten Daten pro Diode nur etwa 200 Myontreffer zur Auswertung übrigblieben. Dies genügt zwar, um Myonsignale zu sehen, es wäre aber für eine Kalibration wünschenswert, mehr Myontreffer pro Diode auswerten zu können.

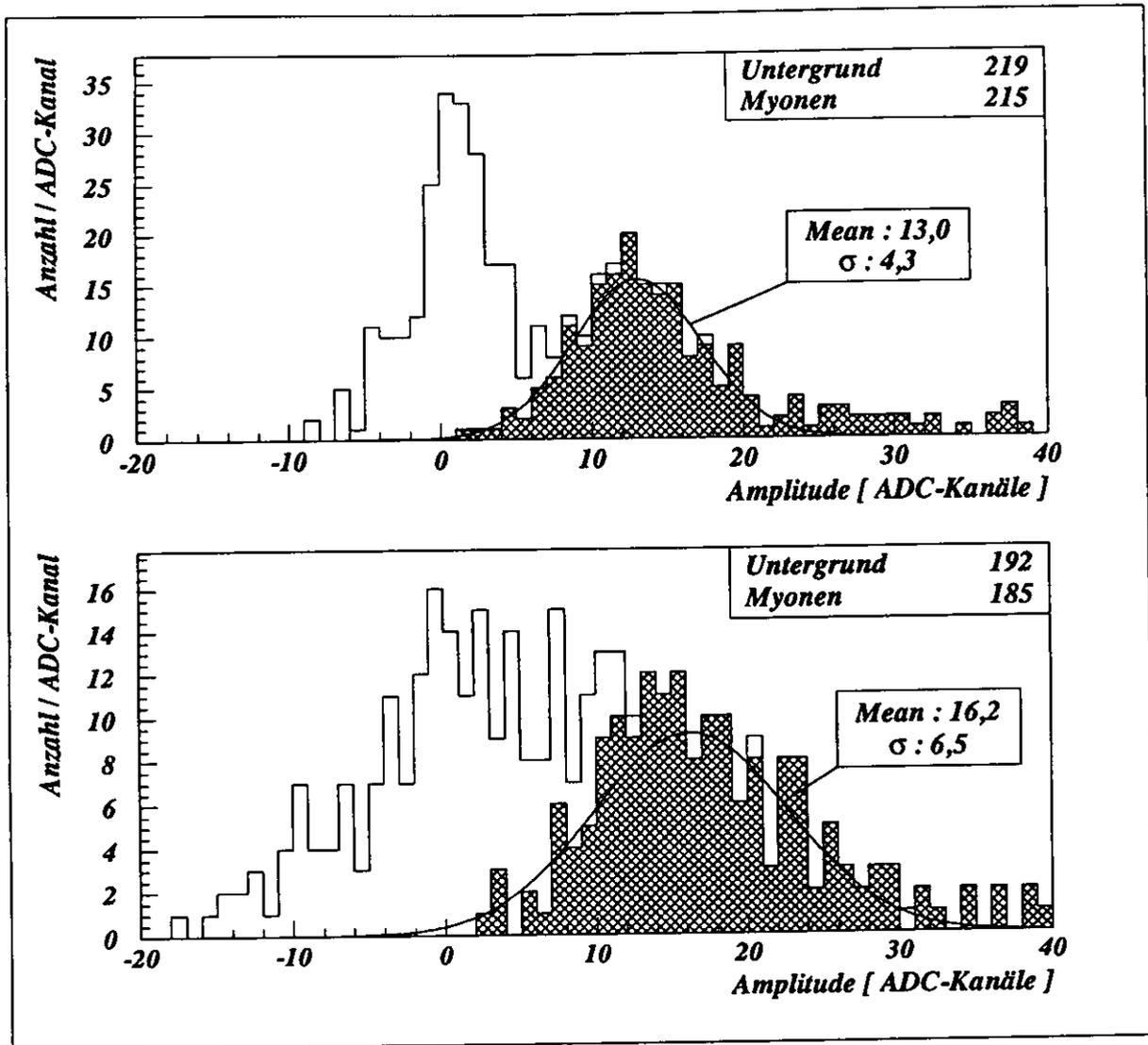


Abbildung 7.13: Myonsignale (schraffiert) im Vergleich zum Untergrund. (Die weiße Fläche bezieht sich sowohl auf Myonen als auch auf Untergrundeignisse.) Oben sind die Meßwerte eines wenig, unten eines stärker verrauschten Auslesekanals gezeigt. Dabei wurden die Amplituden mit dem modifizierten Algorithmus nach Gleichung 7.8 rekonstruiert.

7.9 Übersprechen auf den Diodenkarten

Das Auftreten von elektronischem Übersprechen auf Signalleitungen und die sich daraus für die Amplitudenrekonstruktion ergebenden Probleme wurden bereits ausführlich erörtert. Darüberhinaus wurde während der Analyse eine weitere Form von elektronischem Übersprechen zwischen den zwei auf einer Keramikplatte installierten Dioden entdeckt. Ihre gegenseitige Beeinflussung ist – wie nachträgliche Untersuchungen ergeben haben – auf einen technischen Defekt bei etwa 20% der in der CERN-Test-Messung untersuchten MSU-Diodenkarten zurückzuführen: Die Klebung der Kathodenfläche auf Masse war hochohmig, so daß die Diode als Antenne arbeitete. Als Folge konnte, wenn eine der bei-

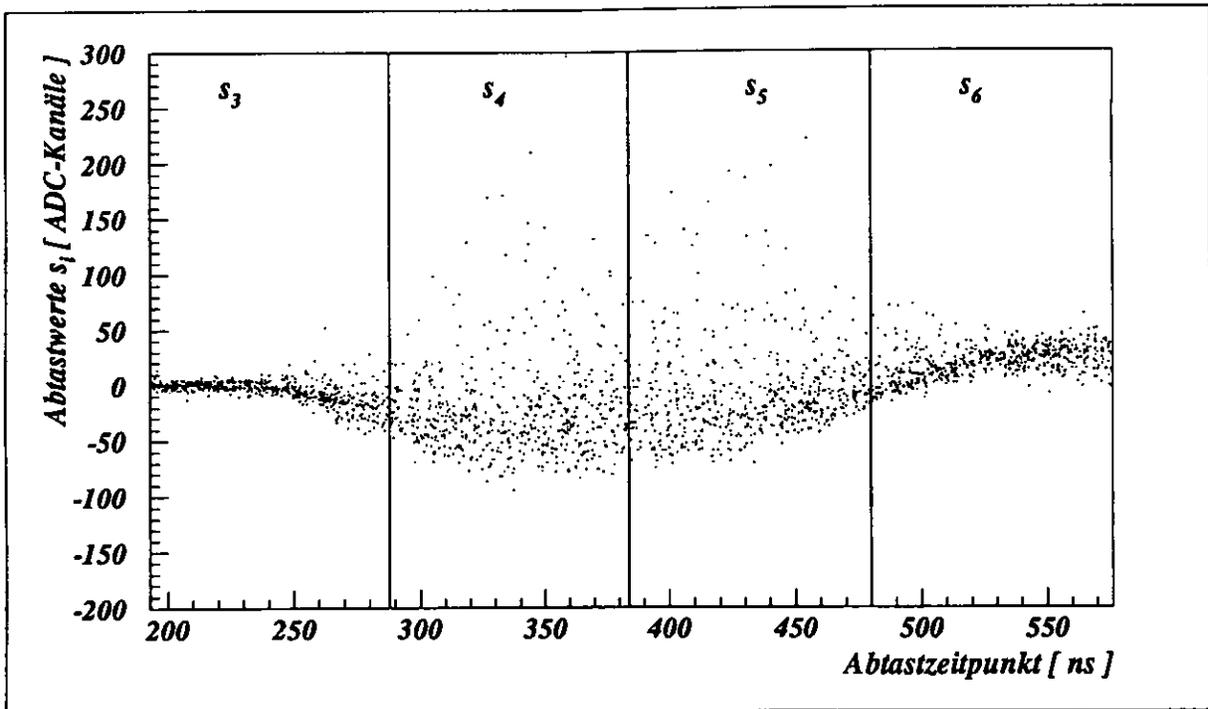


Abbildung 7.14: Abtastwerte s_3 bis s_6 des durch Übersprechen auf Diodenkarten hervorgerufenen Signals

den Dioden von einem Schauer getroffen wurde, auf der Signalleitung der jeweils anderen Diode nicht mehr ein „normales“ Untergrundsignal (oder ein niedriger Puls) beobachtet werden, sondern nur eine stark veränderte Signalform. Die Abtastwerte s_3 bis s_6 dieser Signalform sind in Abbildung 7.14 für eine Diode dargestellt, die 5% Übersprechen zu ihrer Nachbardiode zeigte.

Für diese deformierte Signalform werden natürlich falsche – überwiegend negative – Amplituden bestimmt, die keinen rekonstruierbaren Zusammenhang mit der in der Diode deponierten Energie aufweisen. Das Ausmaß der Fehlrekonstruktion ist auf verschiedenen Diodenkarten unterschiedlich groß und darüberhinaus wegen der Überlagerung von Übersprechen und deponierter Energie vom Eintreffort des Teilchens abhängig. Dieser soll aber gerade aus den Meßwerten bestimmt werden.

Zur Veranschaulichung ist in der Abbildung 7.15 der Verlauf der gemessenen Amplitude A_{et} in einer der beiden Dioden in Abhängigkeit vom Elektroneneintreffort in der anderen Diode aufgetragen. Das Phänomen ist spiegelbildlich zu beobachten, hier ist es für den Fall dargestellt, daß Teilchen die (vom Strahl aus gesehen) rechte Diode durchqueren (Siehe auch die kleine Skizze in Abbildung 7.15). Abbildung 7.15 liefert also einen Eindruck von der Ausdehnung des Schauers auf die links benachbarte Diode. Als Darstellungsform wurde ein Profilhistogramm gewählt, abgebildet sind Mittelwerte und ihre Fehler in 1 mm breiten Intervallen. Um den Unterschied zu nicht defekten Diodenkarten deutlich zu machen, sind zusätzlich entsprechende Amplitudenmittelwerte für die zwei Dioden auf einer korrekt arbeitenden Diodenkarten eingezeichnet.

Wird die hier betrachtete rechte Diode in ihrem der Zwillingsdiode zugewandten linken Drittel getroffen, so sind nur kleine Unterschiede in den gemessenen Amplituden zwi-

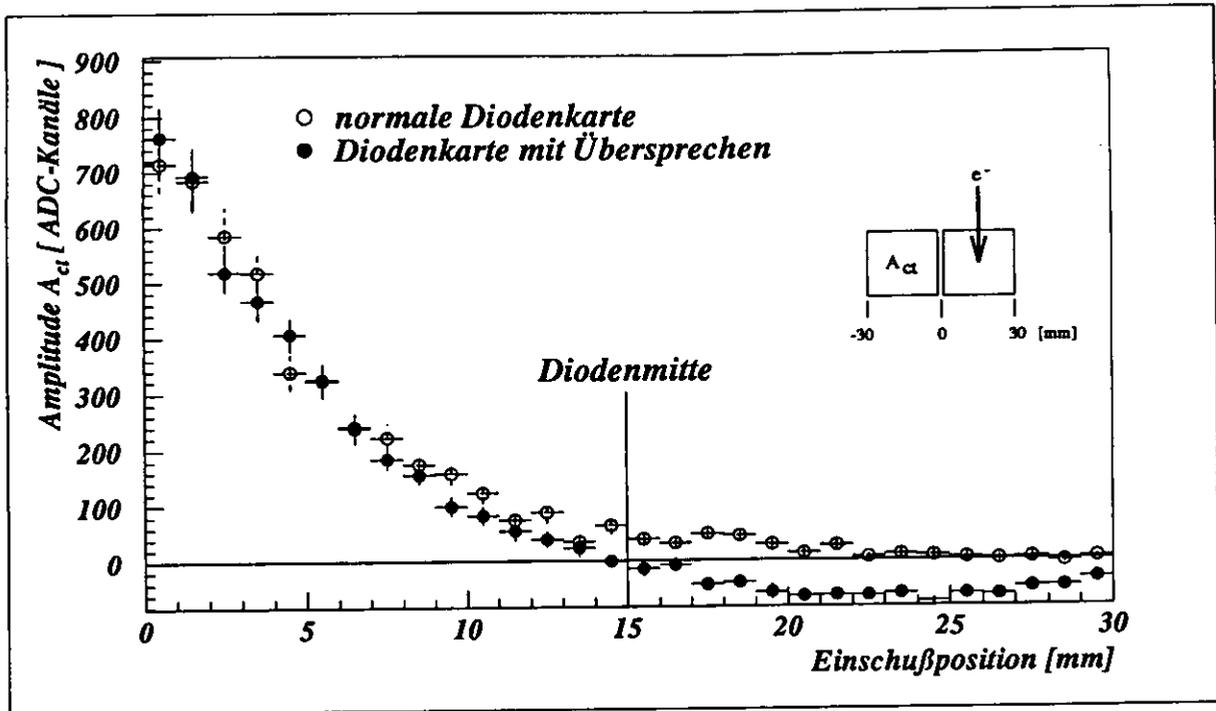


Abbildung 7.15: Dargestellt sind Amplituden, die in einer (hier: links angrenzenden) Diode beobachtet werden, in Abhängigkeit von der Einschussposition in die andere (hier rechts), auf derselben Karte installierten Diode. Aufgetragen sind Mittelwerte in 1 mm breiten Intervallen. Die Mitte zwischen beiden Dioden befindet sich bei einer Einschussposition von 0 mm.

schen normalen und defekten Diodenkarten zu beobachten. Selbst defekte Diodenkarten liefern „normale“ Meßwerte, wenn genug Schauerenergie auch in der Zwillingdiode deponiert wird. Bei Einschusspositionen in dem von der Zwillingdiode abgewandten Drittel (hier im rechten Drittel) führt das elektronische Übersprechen zu Meßwerten, aus denen stark negative Amplituden rekonstruiert werden. Für Einschusspositionen in den äußeren Rand der Diode stellt dies im allgemeinen noch keine Beeinträchtigung der Messungen dar: Für diesen Bereich werden in der Zwillingdiode auch bei korrekt arbeitenden Dioden keine Energiedepositionen gemessen. Die Situation ist jedoch anders für das mittlere Diodendrittel. Für Einschusspositionen in diesen Bereich wird in der Regel nur wenig Schauerenergie in der Zwillingdiode deponiert. Das durch Energiedeposition hervorgerufene, kleine Signal wird von einem großen Übersprechsignal überlagert, was zu dem bereits dargestellten Signalverlauf und demzufolge zu falsch rekonstruierten Amplituden führt, die in keinem rekonstruierbaren Zusammenhang mehr mit der tatsächlich in der Diode deponierten Energie stehen.

Für verschiedene, als defekt identifizierte Diodenkarten wurde ein unterschiedlich großes Ausmaß des Übersprechens beobachtet. In Abbildung 7.16 ist die Position der defekten Diodenkarten – soweit sie identifiziert werden konnten – innerhalb der Diodenfläche dargestellt. Die prozentuale Höhe des Übersprechens ist eingetragen. Bei der CERN-Test-Messung wurde das Übersprechen nur bei Diodenkarten beobachtet, die am Modulrand installiert sind und aus einer Fertigungsserie stammen. In der Zwischenzeit wurde das Phänomen jedoch auch bei Diodenkarten für Mittelski in einem speziellen Teststand am

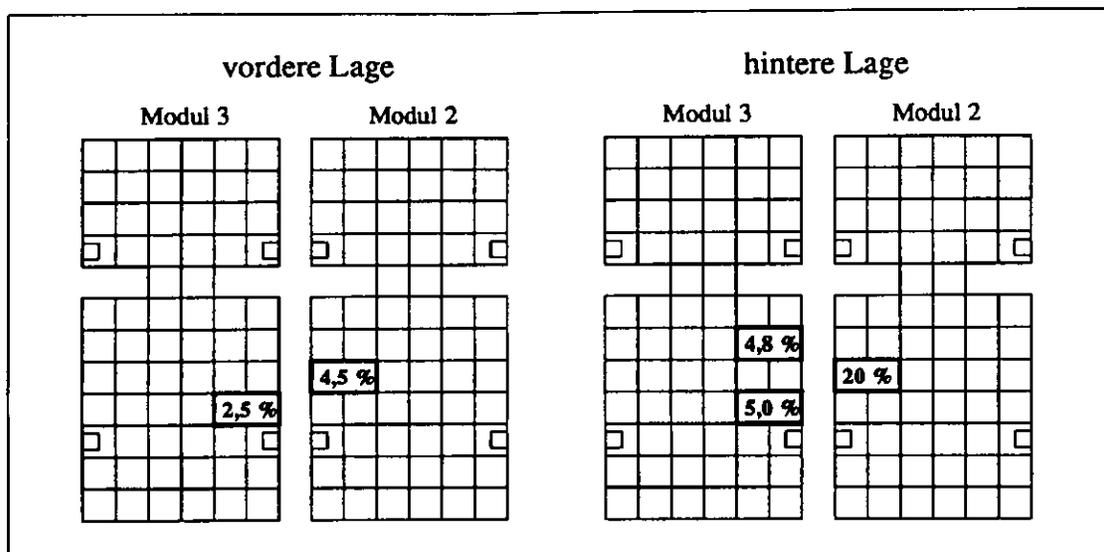


Abbildung 7.16: Position in den Diodenflächen und Ausmaß des Übersprechens der als defekt identifizierte Diodenkarten

DESY beobachtet. Für spätere Test-Messungen wurden die Rückseiten der für den CERN-Test verwendeten Dioden gebondet. Es bleibt zu hoffen, daß das Übersprechen dadurch beseitigt werden konnte. Für die hier angefertigte Analyse wurden jedoch alle Ereignisse mit einer Einschußposition in eine defekte Diodenkarte verworfen. Dies führte zu einem Verlust von etwa 50% der aufgezeichneten Ereignisse mit Einschußpositionen in der Nähe des Modulrandes.

Kapitel 8

Ortsrekonstruktion

Neben der Hadron-Elektron-Separation ist die Rekonstruktion des Eintreffortes von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen wie z.B. Elektronen in das Kalorimeter mit einer Genauigkeit von wenigen Millimetern die zweite zentrale Aufgabe des HES im ZEUS-Experiment. Im folgenden soll mit Hilfe der CERN-Test-Daten gezeigt werden, daß mit der durch die Diodengröße von $3,0\text{ cm} \times 3,4\text{ cm}$ bestimmten Granularität des HES eine gute Ortsauflösung erreicht werden kann.

Der Molière-Radius beträgt für das ZEUS-Kalorimeter $2,02\text{ cm}$ (siehe Tabelle 4.3), er ist verglichen mit der Größe der HES-Dioden relativ klein. Auch hier ist es vorteilhaft, daß der HES in der Nähe des Schauermaximums für elektromagnetische Schauer installiert wird, da sich die Schauer nur dann über mehrere Dioden ausdehnen. Aus den Verhältnissen der Amplituden der getroffenen Dioden kann dann der Einschlagort des Elektrons rekonstruiert werden.

In diesem Kapitel wird die Ortsrekonstruktion zunächst für Ereignisse diskutiert, bei denen die Elektronen in die Mitte eines Kalorimetermoduls eintreffen. Anschließend werden die Besonderheiten und Probleme erörtert, die sich aus den inaktiven Flächen zwischen zwei Modulen für die Ortsrekonstruktion am Rand eines Kalorimetermoduls ergeben. Im ZEUS-Experiment werden diese Inhomogenitäten derzeit in der Rekonstruktion nicht berücksichtigt. Anhand der CERN-Test-Daten wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem der hierdurch auftretende systematische Fehler verkleinert werden kann.

Den Ausgangspunkt für die hier vorgestellten Untersuchungen bildete der von I. Fleck vorgeschlagene Algorithmus, bei dem die x- und die y-Koordinate des Einschlagpunktes getrennt aber nach demselben Verfahren rekonstruiert werden ([Fle94] und [Fle95]). Deswegen wird in diesem Kapitel exemplarisch nur die Rekonstruktion der x-Koordinate beschrieben, für die y-Koordinate werden nur die Ergebnisse vorgestellt.

8.1 Ortsrekonstruktion im Modulinneren

8.1.1 Verteilung der Schauerenergie auf mehrere Dioden

Im folgenden wird für ein gegebenes Ereignis diejenige Diode als *zentrale* oder auch *getroffene* bezeichnet, in der die höchste Amplitude gemessen wurde. Zur Ortsrekonstruktion

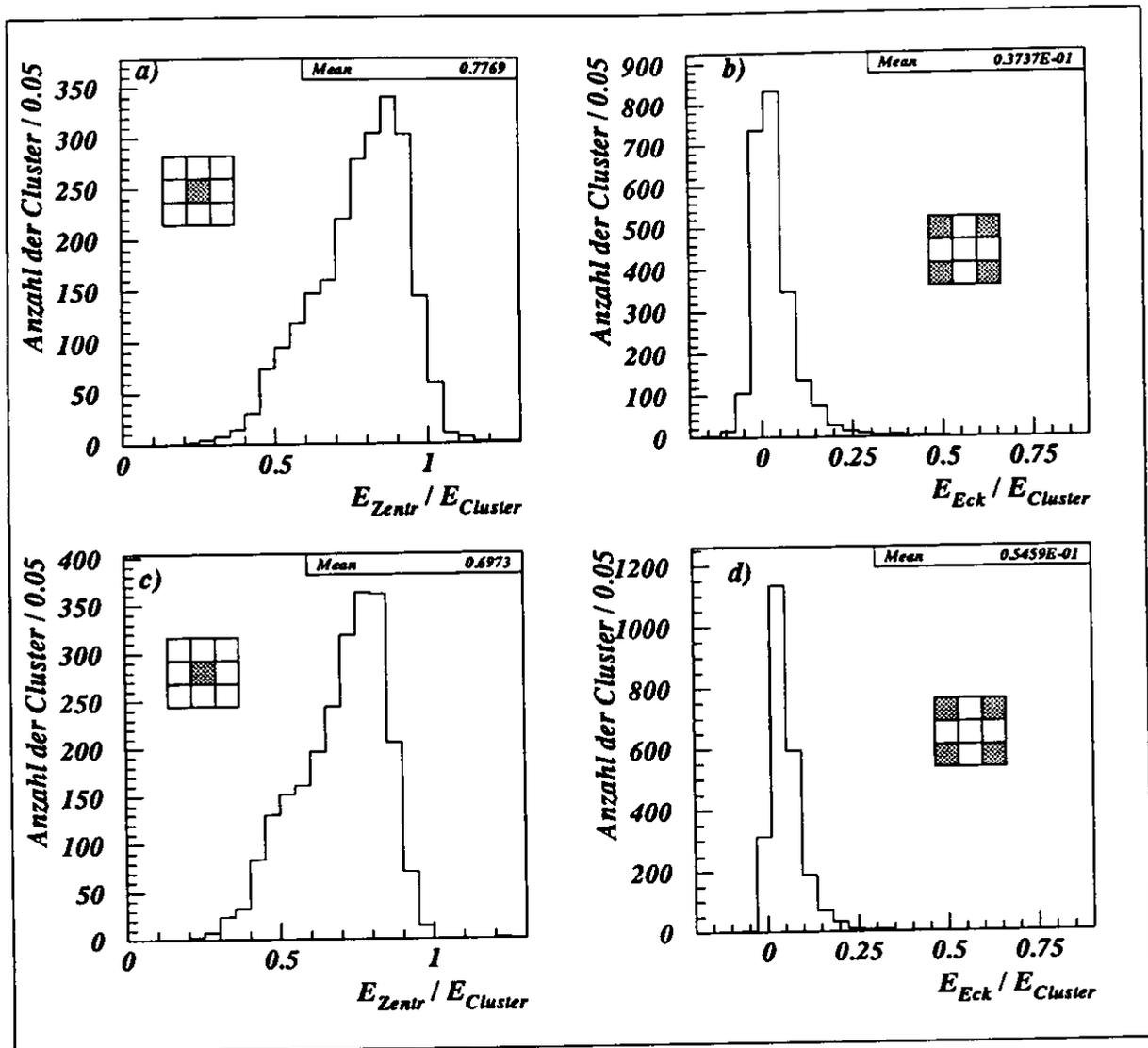


Abbildung 8.1: Verteilung der Clusterenergie auf unterschiedliche Dioden. a) und b) beziehen sich auf die erste Lage, c) und d) auf die zweite Lage. a) und c) stellen den Prozentsatz der Clusterenergie dar, der in der zentralen Diode deponiert wird, b) und d) den Prozentsatz, der in den 4 Eckdioden deponiert wird

wird um sie herum ein Feld von 3×3 Dioden gebildet, das im weiteren als *Cluster* bezeichnet wird. Das Verhältnis der in der zentralen Diode deponierten Energie zur Clusterenergie, das ist die Summe der Energieeinträge in allen neun Dioden des Clusters, hängt wesentlich von der Energie der einschlagenden Teilchen und von der Schauerentwicklung im Kalorimeter ab. Die Messungen 1994 wurden mit Elektronen einer Energie von 25 GeV und ohne zusätzliche Materie vor dem Kalorimeter durchgeführt. Für Elektronen dieser Energie liegt das Schauermaximum nach Gleichung 4.4 sogar noch hinter der zweiten Lage Siliziumdioden. Der von einem Elektron hervorgerufene Schauer hat also, wenn er die Siliziumlagen passiert, noch nicht seine volle transversale Ausdehnung erreicht. Man erwartet dementsprechend einen hohen Energieeintrag in der zentralen Diode des Clusters und nur wenig gemessene Energie in den angrenzenden acht Dioden. Allerdings sollten

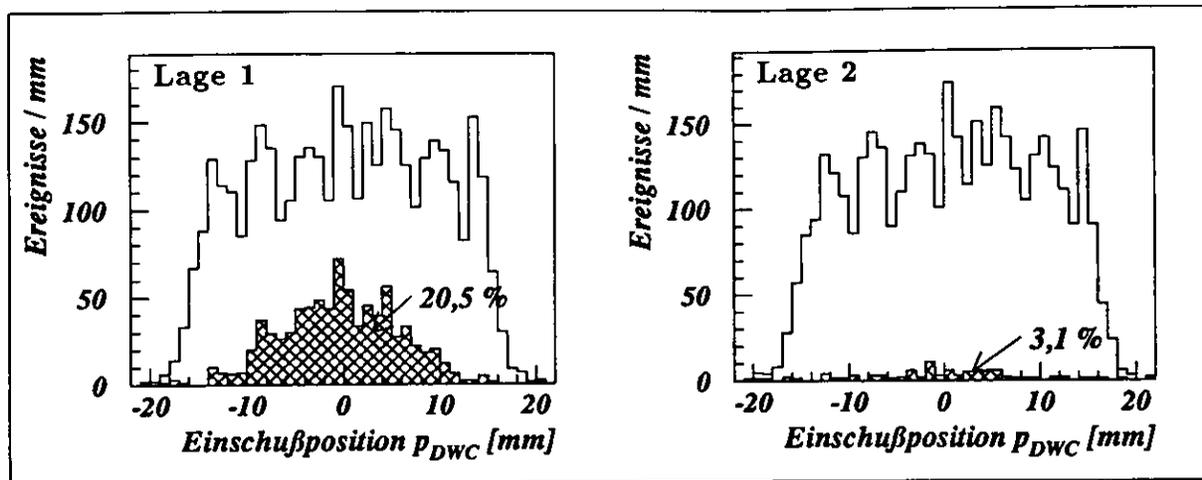


Abbildung 8.2: Häufigkeitsverteilung der Einschußposition p_{DWC} in x -Richtung: links für Dioden aus der ersten, rechts für Dioden aus der zweiten Lage. Die Mitte der Dioden befindet sich bei 0 mm, die Ränder bei ± 15 mm. Die schraffierte Fläche stellt die Verteilung der Einschußpositionen dar, für die in den angrenzenden Dioden keine Schauerenergie deponiert wurde.

in der zweiten Diodenlage höhere Energieeinträge auch in den nicht zentralen Dioden beobachtet werden, da der Schauer hier eine größere Ausdehnung erreicht hat.

Die Ergebnisse der Messungen bestätigen diese Erwartungen: In der linken Hälfte der Abbildung (8.1) sind sowohl für die erste als auch für die zweite Lage Siliziumdioden der Prozentsatz der Clusterenergie aufgetragen, der in der zentralen Diode deponiert wird. In der ersten Lage sind dies im Mittel 77%, selbst in der zweiten Lage entfallen auf die zentrale Diode noch 69% der deponierten Energie. In der rechten Hälfte der Abbildung (8.1) ist zum Vergleich der Prozentsatz der Clusterenergie dargestellt, der in den vier Eckdioden des Clusters deponiert wird. In der zweiten Lage entfallen im Mittel 5,4% der Clusterenergie auf die Eckdioden, in der ersten Lage sogar nur 4%. Die in diesen Dioden gemessene Energie kann also in beiden Lagen vernachlässigt werden: Bei ihrer Berücksichtigung in einem Rekonstruktionsalgorithmus ist die Gefahr zu groß, das Rekonstruktionsergebnis durch Aufaddieren von Untergrundsignalen (elektronisches Rauschen) zu verfälschen und zu verschlechtern. Wie im vorhergehenden Kapitel erörtert wurde, ist der relative Fehler von kleinen Amplituden besonders groß.

Abbildung 8.2 enthält zwei Histogramme, in denen die Verteilung der x -Koordinate des Einschußpunktes p_{DWC} für häufig getroffene Dioden dargestellt ist. Die Einschußposition $p_{DWC} = 0$ mm bezieht sich dabei jeweils auf das Zentrum der Diode, die Ränder befinden sich bei ± 15 mm. Die schraffierte Fläche bezieht sich auf die Ereignisse, bei denen nur in der zentralen Diode Energie deponiert wurde. Dabei wurde ein Amplitude von weniger als 0,6 mip nicht mehr als Energiedeposition gewertet. In der ersten Lage werden für 20,5%, in der zweiten Lage für 3,1% der Ereignisse nur in einer Diode Energie deponiert. Es handelt sich hierbei um Ereignisse mit einer Einschußposition im Innern der Diode. Der rekonstruierte Einschlagort wird also mit einer umso größeren Unsicherheit behaftet sein, je zentraler eine Diode getroffen wurde. Man erwartet jedoch für die hier analysierten Daten eine bessere Ortsauflösung mit den Dioden der zweiten Lage.

8.1.2 Das Amplitudenverhältnis q_l

Der von I. Fleck in [Fle94] und [Fle95] vorgeschlagene Rekonstruktionsalgorithmus beruht auf dem Vergleich der Amplituden zweier benachbarter Dioden. Die Amplitude der linken Diode (aus der Strahlrichtung gesehen) sei mit A_L , die Amplitude der rechten Diode sei mit A_R bezeichnet. Mit ihnen wird die Größe q_l definiert, die ein Maß für die Asymmetrie der Schauerausdehnung und somit der Energiedeposition über die zwei betrachteten Dioden darstellt¹

$$q_l = \frac{1}{2} \cdot \frac{A_R - A_L}{A_L + A_R} \quad (8.1)$$

Trifft das Teilchen in der Mitte zwischen den zwei Dioden ein, so breitet sich der Schauer über beide Dioden gleichmäßig aus. In beiden Dioden wird ein gleich großes Signal gemessen und der Wert von q_l ist 0. Verschiebt sich der Eintreffpunkt p_{DWC} des Elektrons jedoch mehr ins Innere einer der Dioden, so wird in dieser mehr Schauerenergie deponiert. Demzufolge sind die Amplituden unterschiedlich groß und q_l nimmt von 0 verschiedene Werte an. Beobachtet man nur noch in einer von beiden Dioden einen Energieeintrag, so werden die Extremalwerte $\pm 0,5$ angenommen.

In der Abbildung 8.3 sind die aus den Amplituden bestimmten Werte von q_l gegen den Einschufort p_{DWC} der Elektronen aufgetragen. Das obere Histogramm enthält Meßwerte für Dioden der ersten Lage, das untere für Dioden der zweiten Lage. Die Meßwerte der DWC sind dabei so geeicht, daß eine Einschufposition $p_{DWC} = 0$ mm einem Einschuf in die Mitte zwischen die zwei Dioden entspricht (im Gegensatz zur Abbildung 8.2, wo mit $p_{DWC} = 0$ mm die Diodenmitte bezeichnet wurde). Die Diodenmitte befindet sich hier bei $\pm 15,7$ mm². Die Datenpunkte entstammen Ereignissen, die mit der Auslesekonfiguration 4 in der unteren Einschufposition aufgezeichnet wurden. Es wurden Ereignisse ausgewählt, bei denen in der ersten Lage eine der Dioden der Diodenpärchen 11/16 oder 12/17, in der zweiten Lage eine der Dioden 30/40 oder 31/41 getroffen wurde. Diese Dioden wurden häufig und dabei von solchen Teilchen getroffen, deren Einschufposition im linearen Arbeitsbereich der DWC gemessen wurden.

Der Verlauf der Größe q_l ist für beide Lagen qualitativ gleich. Für verschiedene Einschufpositionen am Diodenrand beobachtet man einen steilen Anstieg von kleinen zu großen Werten von q_l , für verschiedene Einschufpositionen im Inneren der Dioden jedoch nur kleine Veränderungen. Deutlich zu erkennen ist eine Häufung der Datenpunkte mit Werten $q_l \approx \pm 0,5$. Dies spiegelt die bereits erwähnte Tatsache wieder, daß sich nur wenig Schauerteilchen auf benachbarte Dioden ausdehnen, wenn eine Diode in ihrer Mitte getroffen wird. Allerdings muß auch hier wieder auf die Unterschiede zwischen der ersten und der zweiten Lage hingewiesen werden: Ein Schauer hat sich, wenn er die zweite Lage passiert, weiter ausgedehnt, es wird mehr Energie auch in nicht zentralen Dioden deponiert. Als Folge davon ist der Anstieg von q_l im Bereich der Diodenkante in der zweiten Lage weniger steil und verläuft allgemein glatter als in der ersten Lage.

¹Analog wird für die Rekonstruktion der y -Richtung ein Quotient aus der Amplitude A_U einer unteren und aus A_O einer oberen Diode gebildet: $q_d = \frac{1}{2} \cdot \frac{A_O - A_U}{A_O + A_U}$

²Hier wurde die Breite der Ski und Diodenkarten von 62,5 mm sowie ein zusätzlicher Spielraum zwischen zwei Ski berücksichtigt.

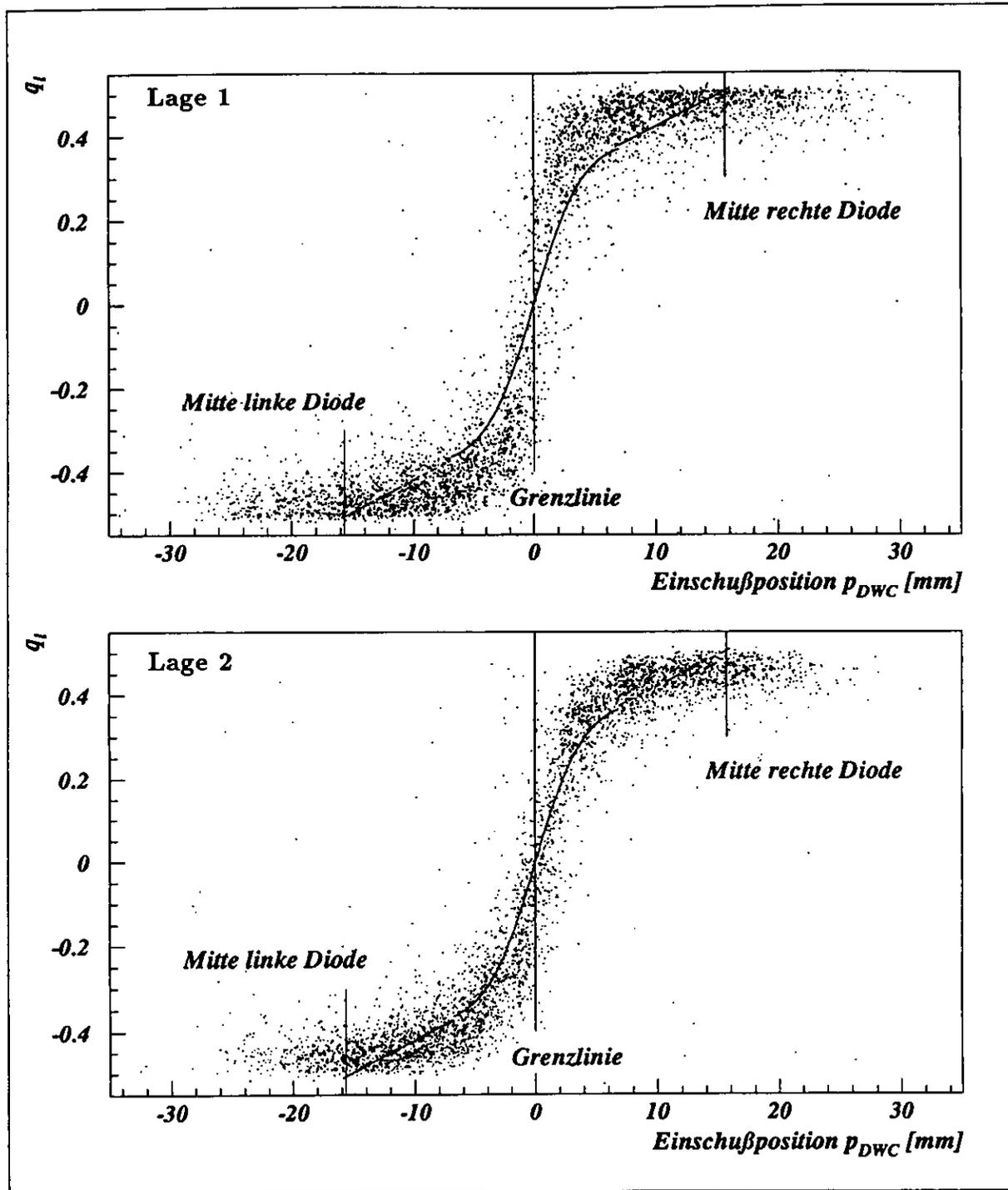


Abbildung 8.3: Verteilung der Größe q_i in Abhängigkeit von der Einschußposition p_{DWC} . Die Grenzlinie zwischen zwei Dioden befindet sich bei 0 mm, die Mitte der linken und rechten Diode ist eingezeichnet. Das obere Histogramm bezieht sich auf Dioden in der ersten, das untere Histogramm auf Dioden der zweiten Lage. Zusätzlich ist die von I. Fleck in [Fle95] vorgeschlagene Anpassungsfunktion eingetragen.

8.1.3 Bestimmung von Anpassungsfunktionen

An die in Abbildung 8.3 dargestellten Punkte soll eine Funktion angepaßt werden, mit deren Umkehrfunktion für einen gemessenen Wert von q_l der Einschubort des Elektrons rekonstruiert werden kann. I. Fleck hat in [Fle95] eine Tangenshyperbolicusfunktion vorgeschlagen, die ebenfalls in der Abbildung 8.3 eingezeichnet ist. Man kann erkennen, daß diese Funktion die hier analysierten Daten besonders für die erste Diodenlage nicht optimal beschreibt. Dies kann seine Ursache darin haben, daß die von I. Fleck vorgeschlagene Funktion aus einer Parametrisierung früherer CERN-Test-Daten hervorgegangen ist. Frühere CERN-Test-Experimente wurden unter anderen äußeren Bedingungen (wie mit einer anderen Ausleseelektronik und zum Teil sogar mit anderen Dioden) und vor allem mit einer anderen Teilchenenergie (5 GeV) durchgeführt. Darüberhinaus wurde von I. Fleck eine Anpassung an die im ZEUS-Experiment vorliegenden Bedingungen vorgenommen. Eine Analyse der 1995 in einem weiteren Test aufgezeichneten Daten wird über die Güte seiner Anpassungsfunktion genauere Aussagen liefern können.

Für die hier analysierten Daten hat sich gezeigt, daß die Anpassung einer Arcustangensfunktion bessere Ergebnisse liefert als die Anpassung einer Tangenshyperbolicusfunktion. Es schien jedoch angemessener, die Achsen in der Abbildung 8.3 zu vertauschen und den Einschlagort p_{DWC} gegen die eigentliche Meßgröße q_l aufzutragen (siehe Abbildung 8.4). Bei diesem Vorgehen entfällt die Umkehrung der Anpassungsfunktion, es wird direkt die später verwendete Rekonstruktionsfunktion an die Meßpunkte angepaßt.

In den Histogrammen der Abbildung 8.4 erkennt man einige Ereignisse, für die der gemessene Wert von q_l stark von dem für die jeweilige Einschubposition erwarteten Wert abweicht. Bei diesen Ereignissen kann es sich um Untergrundereignisse handeln, die nicht vollständig aus den Daten eliminiert wurden. Da diese „Ausreißer-Ereignisse“ jede Mittelwertbildung verzerren, müssen sie unterdrückt werden. Es ist sinnvoller, für wenige Ereignisse eine sehr falsche Ortsrekonstruktion in Kauf zu nehmen, dafür aber für den Großteil der Ereignisse den Eintreffort so genau wie möglich zu bestimmen.

Bei der Suche nach einer Anpassungsfunktion $f_{rek}(q_l)$ wurde deshalb mit der Methode des „Truncated Mean“ gearbeitet. Dazu wurden die Meßwerte q_l ihrer Größe entsprechend in 20 Intervalle eingeteilt. In jedem Intervall wurden der Mittelwert \bar{p} von den Einschubpositionen p_{DWC} gebildet und anschließend diejenigen 10% der Ereignisse mit der größten Abweichung verworfen. An die Mittelwerte der verbliebenen 90% der Ereignisse wurde eine Tangensfunktion angepaßt.

Im Bereich sehr großer und sehr kleiner q_l hat die Tangensfunktion eine große Steigung. Die Verwendung einer Tangensfunktion allein führte deswegen besonders für Ereignisse, bei denen überwiegend in einer (der zentralen) Diode Energie deponiert wurde, zu großen Rekonstruktionsfehlern. Diese Fehler konnten verkleinert werden, nachdem die Tangensfunktion durch eine Gerade ergänzt wurde. An die Ergänzungsgerade wurden zwei Bedingungen gestellt: Sie sollte die Tangensfunktion nach Möglichkeit tangieren und für $q_l = 0,5$ den Mittelpunkt der rechten Diode als Einschubort zurückgeben (analog für $q_l = -0,5$ den Mittelpunkt der linken Diode). Die Ergebnisse der Anpassung sind in den Tabellen im letzten Abschnitt dieses Kapitels zusammengetragen, die Anpassungsfunktionen f_{rek} sind in der Abbildung 8.4 dargestellt.

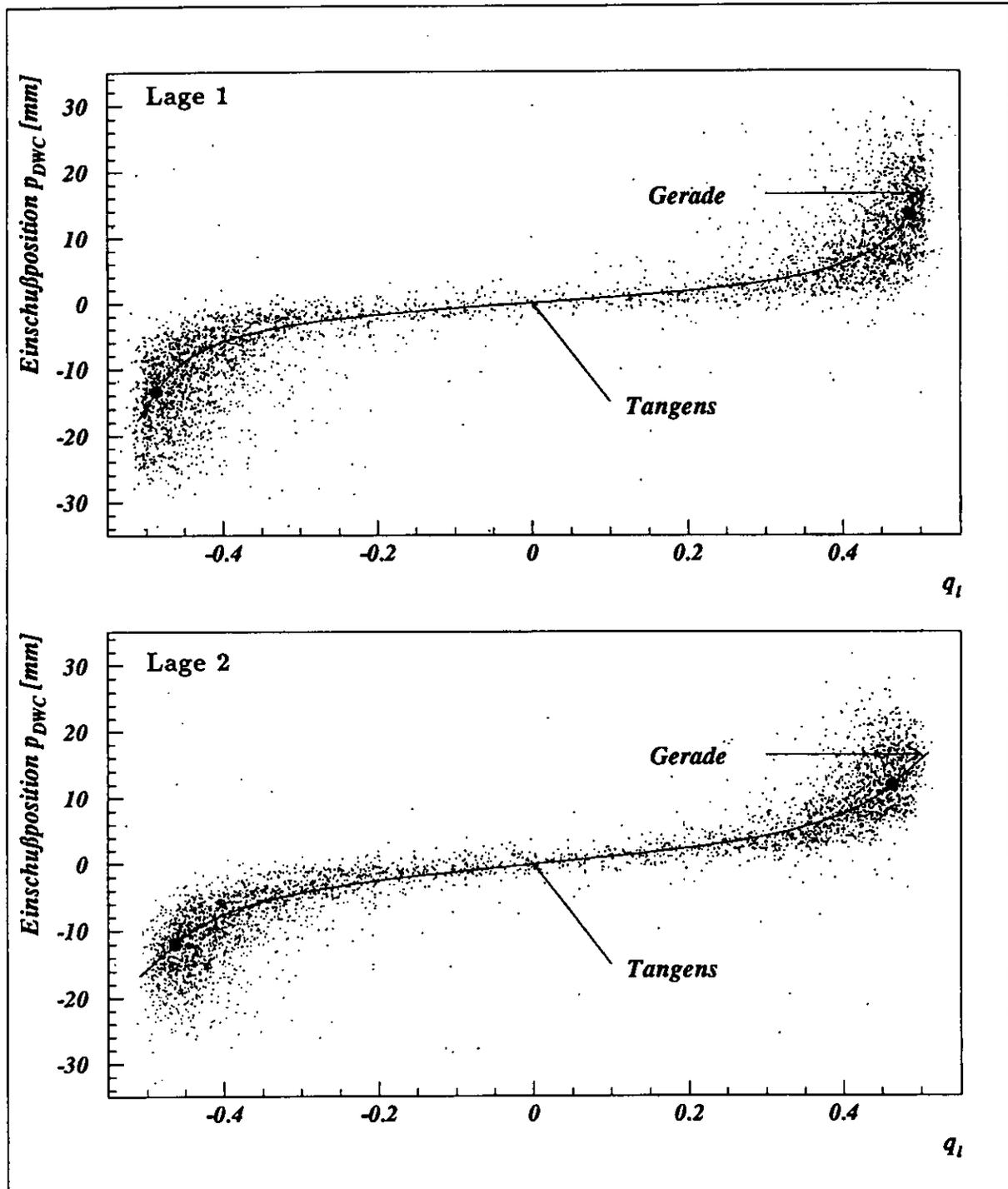


Abbildung 8.4: Hier ist die Einschußposition p_{DWC} aufgetragen gegen die Größe q_i . Das obere Histogramm bezieht sich auf Dioden der ersten, das untere Histogramm auf Dioden der zweiten Lage. Die abgebildeten Anpassungsfunktionen setzen sich aus einer Tangensfunktion und zwei Ergänzungsgeraden zusammen (vgl. die Tabellen in Abschnitt 8.3). Die Übergangspunkte sind mit einem dicken Punkt gekennzeichnet.

Die Ortsrekonstruktion erfolgt mit diesen Funktionen, indem für ein gegebenes Ereignis zunächst die Diode mit der höchsten Amplitude gesucht wird. Dann werden die Einträge in den Dioden links und rechts neben der getroffenen Diode verglichen. Aus den Amplituden der hauptsächlich getroffenen Diode und der Nachbardiode, die den größeren Energieeintrag zu verzeichnen hat, wird der Quotient q_l gebildet. Der Funktionswert $f_{rek}(q_l)$ bezeichnet die Abweichung von der Grenzlinie p_{gr} der beiden betrachteten Dioden. Der rekonstruierte Einschlagort p_{rek} ergibt sich aus der bekannten Position der Grenzlinie und aus $f_{rek}(q_l)$:

$$p_{rek}(q_l) = p_{gr} + f_{rek}(q_l) \quad (8.2)$$

8.1.4 Test der Ortsrekonstruktion

Als Test wurde dieser Algorithmus auf einen Datensatz angewendet und die rekonstruierten Einschußpositionen p_{rek} mit den Einschußpositionen p_{DWC} verglichen. In der Abbildung 8.5 sind Histogramme dargestellt, in denen die Differenz $\Delta p = p_{rek} - p_{DWC}$ dieser zwei Meßwerte eingetragen ist. Da die Verteilungen nicht gaußförmig sind, wurde als Vergleichswert das RMS der Verteilung gewählt. Aus ihm ergeben sich mit der Abweichung des Mittelwertes der Verteilung von 0 die erreichte Auflösung durch den HES. In der ersten Lage erhält man 5,5 mm, in der zweiten Lage 4,3 mm. Als weitere Vergleichsgröße ist in der Abbildung 8.5 der Prozentsatz der Ereignisse hervorgehoben, für die der rekonstruierte Einschußort mehr als 5 mm von der Einschußposition p_{DWC} abweicht. In der ersten Lage ist dies für 31,7% der Ereignisse der Fall, in der zweiten Lage nur für 20,2%. Wie erwartet kann der Einschlagort der Elektronen für die hier analysierten Daten aus den Meßwerten der zweiten Lage mit einer größeren Genauigkeit rekonstruiert werden, als aus den Meßwerten der ersten Lage.

Um die Güte der Anpassungsfunktion zu bestätigen, sind in der Abbildung 8.6 die Differenzen Δp in Abhängigkeit von der Größe q_l aufgetragen. Die Streuung der Differenz Δp ist für alle Werte von q_l und für etwa 90% der Ereignisse symmetrisch um die Nulllinie verteilt, sie wird jedoch für größere Werte von q_l ebenfalls größer. Dies war zu erwarten, da große q_l -Werte für Einschußpositionen in die Mitte der Diode gemessen werden. Die großen Abweichungen für etwa 10% wurden, wie bereits erwähnt, in Kauf genommen, um für den Großteil (hier 90%) der Ereignisse den Einschlagort so genau wie möglich rekonstruieren zu können.

In der Abbildung 8.7 ist die Differenz Δp in Abhängigkeit von der Einschußposition p_{rek} für beide Diodenlagen dargestellt. Eine Einschußposition $p_{DWC} = 0$ mm entspricht hier wieder einem Einschuß in die Diodenmitte. Positive Ordinatenwerte bedeuten eine Abweichung des rekonstruierten Einschußortes p_{rek} relativ zum Einschußort p_{DWC} zu weit nach rechts, negative Ordinatenwerte werden beobachtet für Abweichungen zu weit nach links.

Wird die Diode an ihrem Rand getroffen, so kann der Einschußort mit einer kleinen Unsicherheit rekonstruiert werden. Die Unsicherheit vergrößert sich, je weiter die Diode in ihrem Inneren getroffen wird. Dabei ist für einen kleinen Teil der Ereignisse die Tendenz zu beobachten, daß für eine Einschußpositionen in die linke Diodenhälfte zu weit nach rechts rekonstruiert wird. Analog beobachtet man in der rechten Diodenhälfte die Tendenz, zu weit nach links zu rekonstruieren. Dies bedeutet in beiden Fällen, daß der rekonstruierte Einschußort zu weit in die Diodenmitte verschoben ist. Es handelt sich bei

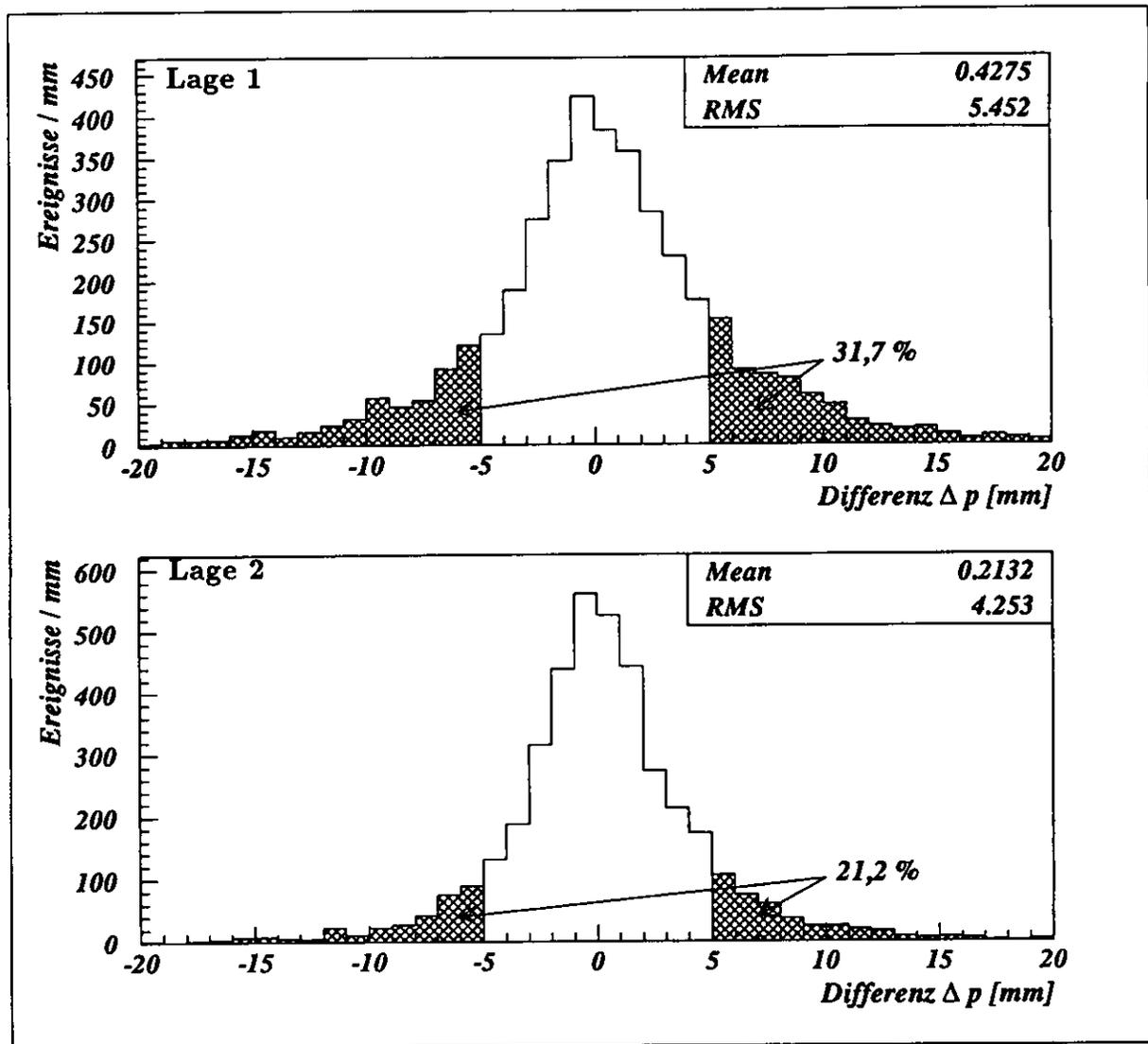


Abbildung 8.5: Häufigkeitsverteilung der Abweichungen $\Delta p = p_{rek} - p_{DWC}$. Oben: erste Lage, unten: zweite Lage. Als zusätzliche Vergleichsgröße dient der Prozentsatz der Ereignisse, die eine Abweichung von $|\Delta p| > 5$ mm aufweisen (grau unterlegte Fläche).

diesen Ereignisse um die etwa 10% der Ereignisse, die schon in Abbildung 8.6 durch große Abweichungen der Differenz Δp von der Nulllinie auffielen. Die Abweichungen können durch das Auftreten von Schauerfluktuationen erklärt werden, die dazu führen, daß z.B. in der links angrenzenden Diode mehr Energie deponiert wird, *obwohl* die Diode in ihrer rechten Hälfte getroffen wurde.

Für eine Anwendung des Algorithmus im ZEUS-Experiment, bei dem die Einschußpositionen nicht mehr bekannt sind, ist vor allem auch die Frage interessant, mit welchem Fehler ein rekonstruierter Einschußort behaftet ist. Dazu ist in den Abbildungen im Abschnitt 8.3 dieses Kapitels die Differenz Δp auch gegen den *rekonstruierten* Einschußort p_{rek} aufgetragen. Wie man dort erkennen kann, sind an den Diodenrand rekonstruierte Einschußpositionen mit einem relativ kleinen Fehler behaftet. Die Unsicherheit wird jedoch größer, je weiter der rekonstruierte Einschußort in die Diodenmitte fällt.

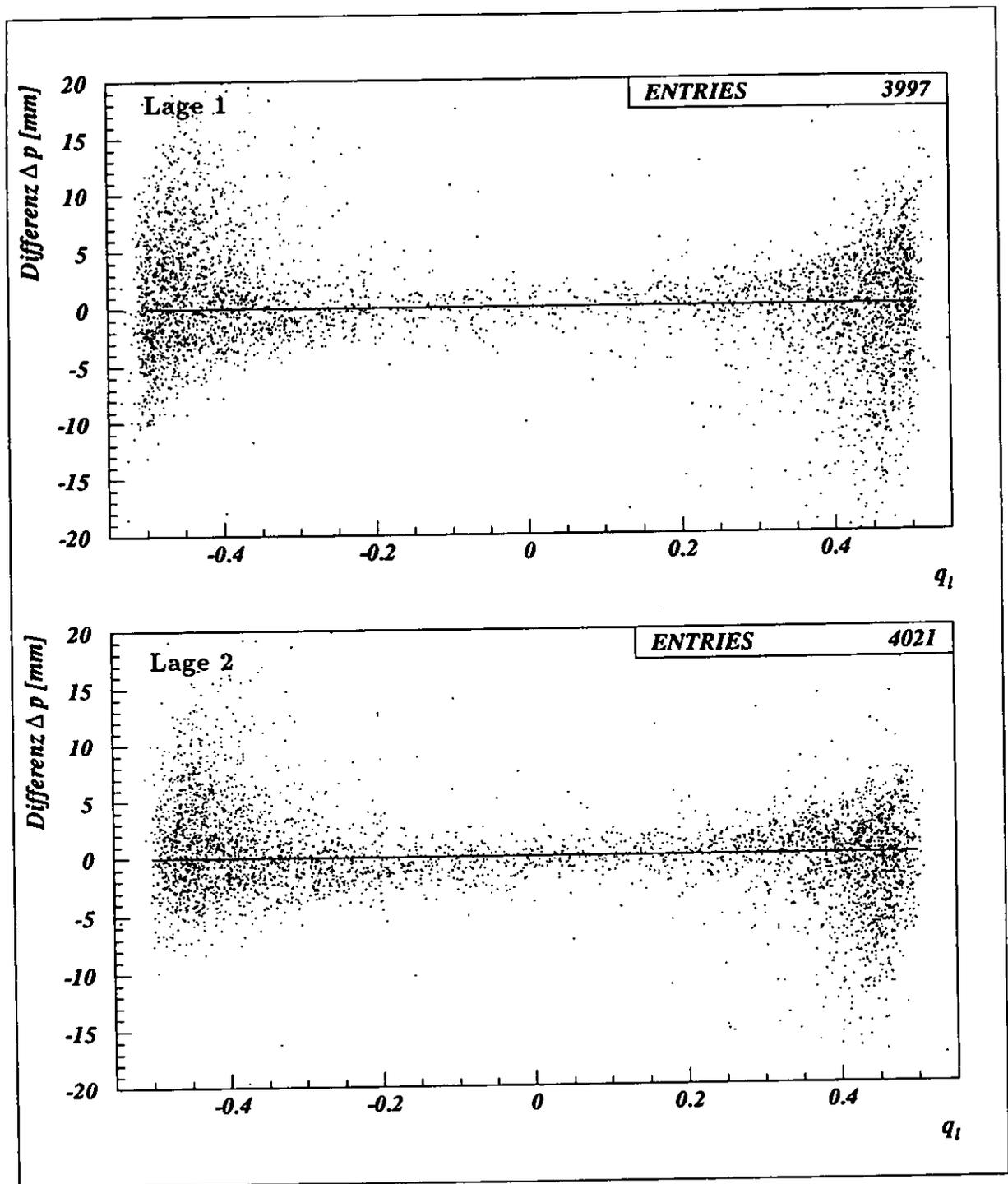


Abbildung 8.6: Überprüfung der Anpassungsfunktionen. Aufgetragen ist die Differenz $\Delta p = p_{rek} - p_{DWC}$ in Abhängigkeit vom gemessenen Quotienten q_i . Oben: erste Lage, unten: zweite Lage.

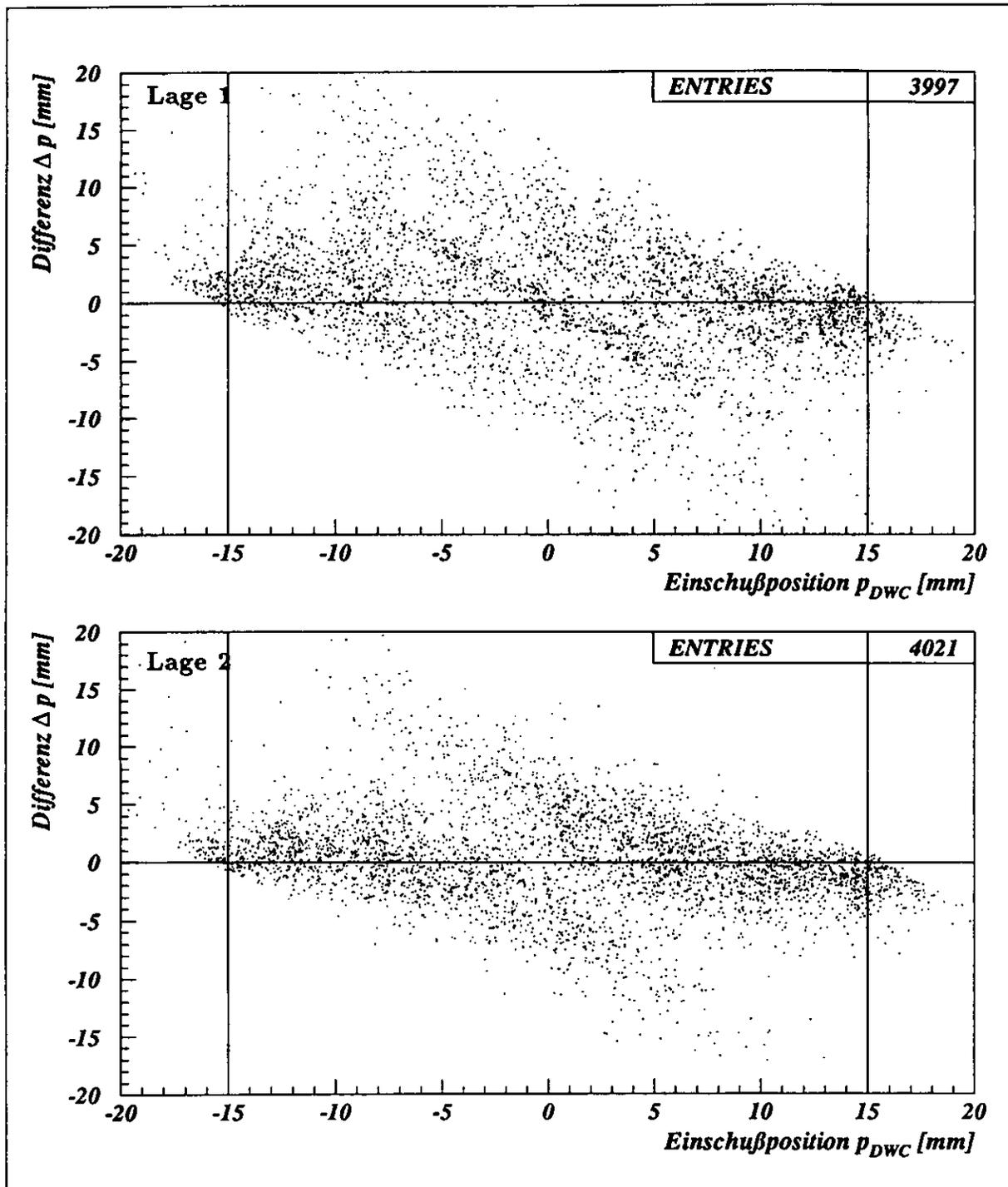


Abbildung 8.7: Abweichung $\Delta p = p_{rek} - p_{DWC}$ in Abhängigkeit vom Einschubort p_{DWC} . Oben: erste Lage, unten: zweite Lage. Die Skalierung der Abszisse ist so gewählt, daß eine Einschubposition $p_{DWC} = 0$ mm einem Einschub in die Diodenmitte entspricht, die Lage des Diodenrandes ist durch senkrechte Striche gekennzeichnet.

8.2 Ortsrekonstruktion am Modulrand

8.2.1 Auswirkungen der Unterschiede zwischen Modulmitte und Modulrand auf die beobachteten Signale

Auf die Inhomogenitäten im Aufbau des Kalorimeters und demzufolge auch des HES wurde bereits im einleitenden Kapitel 3.3 hingewiesen. Sie werden hier noch einmal im Hinblick auf ihre Auswirkungen auf die Qualität der Messung mit dem HES besprochen.

1. Zwischen zwei Kalorimetermodulen befinden sich die Wellenlängenschieber für die Kalorimeterauslese (siehe auch Abbildung 3.6). Sie sind aus einem anderen Material gefertigt, das eine wesentlich längere elektromagnetische Wechselwirkungslänge aufweist als das Absorbermaterial Uran. Tritt ein Teilchen senkrecht in einen Wellenlängenschieber, so wird ein elektromagnetischer Schauer erst viel später starten. Insbesondere hat sich noch kein Schauer entwickelt, wenn das Elektron die Siliziumlagen passiert. Demzufolge ist der HES für diese Elektronen blind. Da durch die Wellenlängenschieber auch die Energiemessung des Kalorimeters beeinträchtigt wurde, sind zwischen zwei Kalorimetermodulen Bleiplatten hinzugefügt worden. Sie dienen als zusätzliches Absorbermaterial, in dem sich Schauer entwickeln können, deren Schauerteilchen durch die HES-Dioden nachgewiesen werden können.

Die Akzeptanz des HES im Bereich des Modulrandes wird in der Abbildung 8.8.a veranschaulicht. Die weiße Fläche stellt die Verteilung der x-Koordinate der Einschußposition dar. Die grau unterlegte Fläche bezieht sich auf den Teil dieser Ereignisse, die vom HES „gesehen“ wurden und für die die „getroffene“ Diode eine Randdiode war. (Es wurde eine Energiedeposition von mindestens 1 mip in der getroffenen Randdiode gefordert.) Zu erkennen sind die Akzeptanzlücken im Bereich der Wellenlängenschieber sowie die Auswirkung der Bleiplatte auf die Messungen.

2. Wegen der Wellenlängenschieber und der Bleiplatte gibt es einen 1,6 cm breiten inaktiven Spalt zwischen zwei HES-Modulen, auf dem keine Dioden installiert werden können. Unabhängig davon, wie früh im Kalorimeter ein Schauer wirklich startet, führt diese inaktive Fläche dazu, daß von elektromagnetischen Schauern, die sich am Modulrand entwickeln, weniger Schauerteilchen „gesehen“ werden. Dies wirkt sich in niedrigeren gemessenen Amplituden der getroffenen Dioden aus. Diesen Effekt veranschaulicht die Abbildung 8.8.b, in der die Summe der Amplituden von jeweils zwei über die Modulgrenze hinweg benachbarten Dioden gegen die Einschußposition aufgetragen sind. Gut sichtbar ist der Abfall der gemessenen Amplitude, je näher die Einschußposition an den Modulrand rückt.
3. Der inaktive Spalt zwischen zwei Modulen und die Tatsache, daß auf ihm keine Dioden installiert werden können, führt wie in Abbildung 8.9 skizziert, zu einer veränderten Form der Cluster, die um eine Randdiode als Diode mit dem höchsten Energieeintrag gelegt werden. Außerdem liegt der Molière-Radius für das ZEUS-Kalorimeter in der Größenordnung der Breite des inaktiven Spaltes. Somit gelangen nur sehr wenig Schauerteilchen über die Modulgrenze in das benachbarte Modul und deponieren in den dort installierten Dioden Energie. Im Mittel sind dies weniger als 1% der Clusterenergie.

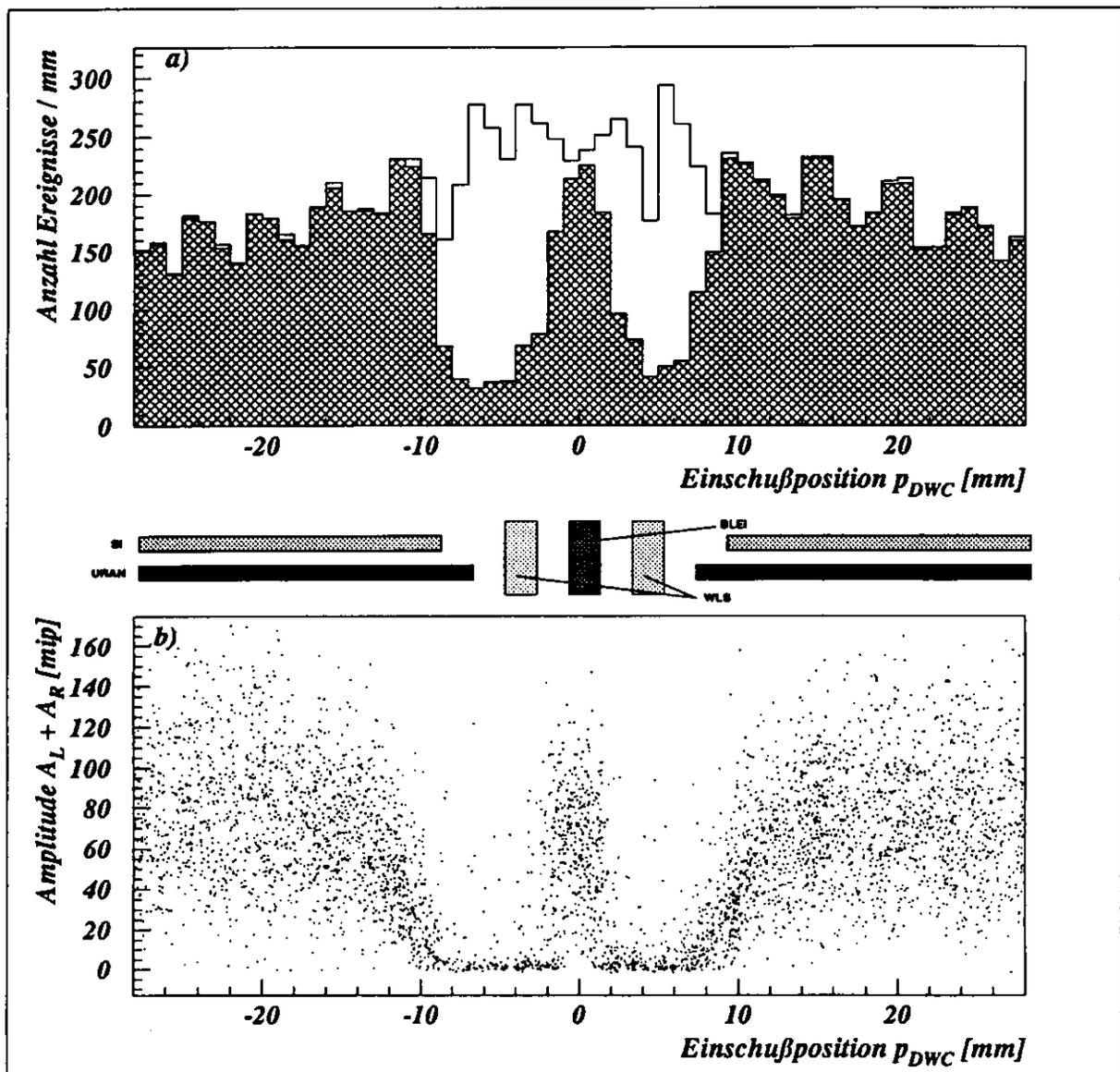


Abbildung 8.8: Akzeptanz des HES am Modulrand. a) Häufigkeitsverteilung der x-Koordinate der Einschussposition. Die weiße Fläche bezieht sich auf alle Einschüsse, die schraffierte Fläche nur auf Ereignisse, bei denen in den HES-Dioden eine Energieabgabe von mindestens 1 mip gemessen wurde. b) Abhängigkeit der Summe der Amplituden zweier über die Modulgrenze hinweg benachbarter Dioden von der Einschussposition. Die Skizze in der Mitte veranschaulicht die Position der Siliziumdioden (SI), der Blei- und Uranplatte sowie der Wellenlängenschieber (WLS) relativ zur Einschussposition.

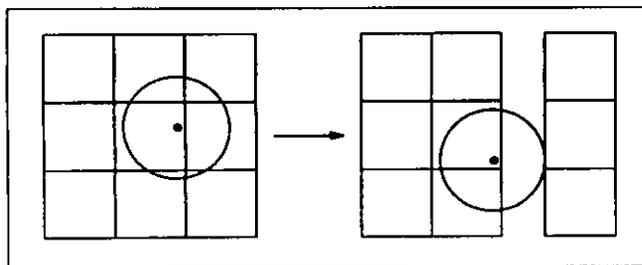


Abbildung 8.9: Schematische Darstellung der Clusterformen, links für ganz im Modulinneren liegende, rechts für um Randdioden gelegte Cluster. Zum Vergleich: ein Kreis mit Mittelpunkt und Radius, der im Größenverhältnis dem Molière-Radius entspricht

Die Auswirkungen der beschriebenen Inhomogenitäten im Modulrandbereich auf die Verteilung der Signalhöhen innerhalb eines Clusters werden anhand der Abbildung 8.10 weiter veranschaulicht. Die links abgebildeten Histogramme beziehen sich dabei auf die erste, die rechts abgebildeten auf die zweite Lage. Die weiße Fläche stellt in allen Histogrammen die Häufigkeitsverteilung der Einschußposition p_{DWC} dar, für die die maximale Amplitude in einer Randdiode gemessen wurde (hier dargestellt für links von der Bleiplatte installierte Dioden). Deutlich erkennt man wie in Abbildung 8.8 die Position der Bleiplatte. Die schraffierten Flächen beziehen sich im einzelnen auf die Teile der Ereignisse, bei denen nur in der zentralen Diode Energie deponiert wurde (a) und b)), oder (c) bis f)) bei denen eine Energiedeposition in einer oder beiden angrenzenden Dioden erfolgte. Dabei war bei den in c) und d) dargestellten Ereignissen die Energiedeposition in der *links*, bei den in e) und f) dargestellten Ereignissen in der *rechts* angrenzenden Diode größer. Folgende Tendenzen sind zu beobachten:

- Ist die zentrale Diode eines Clusters eine Randdiode, so wird – wie zu erwarten – häufiger in der in demselben Modul angrenzenden Diode ein höherer Energieeintrag beobachtet als in der im benachbarten Modul angrenzenden Diode.
- Ist die zentrale Diode eine Randdiode, so gibt es im Vergleich mit Clustern, die vollständig im Modulinnenbereich liegen, mehr Ereignisse, bei denen nur in der zentralen Diode Energie deponiert wird. Ein Vergleich mit Abbildung 8.2 ergibt, daß dies bei 43,2% statt 20,5% der Ereignisse in der ersten Lage und bei 22,2% statt 3,1% der Ereignisse in der zweiten Lage der Fall ist.
- Der Schwerpunkt der Einschußpositionen für Ereignisse, die nur in der zentralen Diode Energie deponieren, ist für Randdioden von der Diodenmitte zum Modulrand hin verschoben. Das Ausmaß dieser Verschiebung wurde mit den schraffierten Histogrammen in den Abbildungen 8.10.a und 8.10.b bestimmt. Da die Teilchendichte im Strahl nicht gleichmäßig verteilt war und somit die Diodenfläche nicht homogen ausgeleuchtet wurde, wurde in 1 mm breiten Intervallen eine Wichtung der in das jeweilige Intervall fallenden gemessenen Ereignisse auf die tatsächlich stattgefundenen Einschüsse vorgenommen. In der ersten Lage verschiebt sich der Schwerpunkt um 6,2 mm, in der zweiten Lage um 7,9 mm von der Diodenmitte hin zum Modulrand.

Im ZEUS-Experiment werden diese Inhomogenitäten bislang bei der Rekonstruktion der Einschußposition nicht berücksichtigt. Es wird nicht zwischen Randdioden und Dioden aus dem Modulinneren unterschieden. Handelt es sich bei der zentralen Diode eines Clusters um eine Randdiode, so wird für sie nach dem im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Algorithmus eine Abweichung $f_{rek}(q_l)$ berechnet. Diese wird vom Diodenrand der zentralen Diode abgetragen, ohne Rücksicht darauf, ob die Nachbardiode, mit der die Abweichung berechnet wurde, direkt an die zentrale Diode angrenzt, oder ob sie sich 1,6 cm entfernt im benachbarten Modul befindet. Es sollte offensichtlich geworden sein, daß dieses Verfahren zu systematischen Fehlern in der Ortsrekonstruktion führt. Die Größe dieser Fehler sowie Vorschläge zu ihrer Behebung sollen im folgenden diskutiert werden. Dabei wurde die ausführliche Darstellung auf Dioden der *zweiten Lage* begrenzt. Die auftretenden Phänomene sind qualitativ ebenso in der ersten Lage zu beobachten, für sie finden sich die Analyse-Ergebnisse in der abschließenden Tabelle im Abschnitt 8.3.

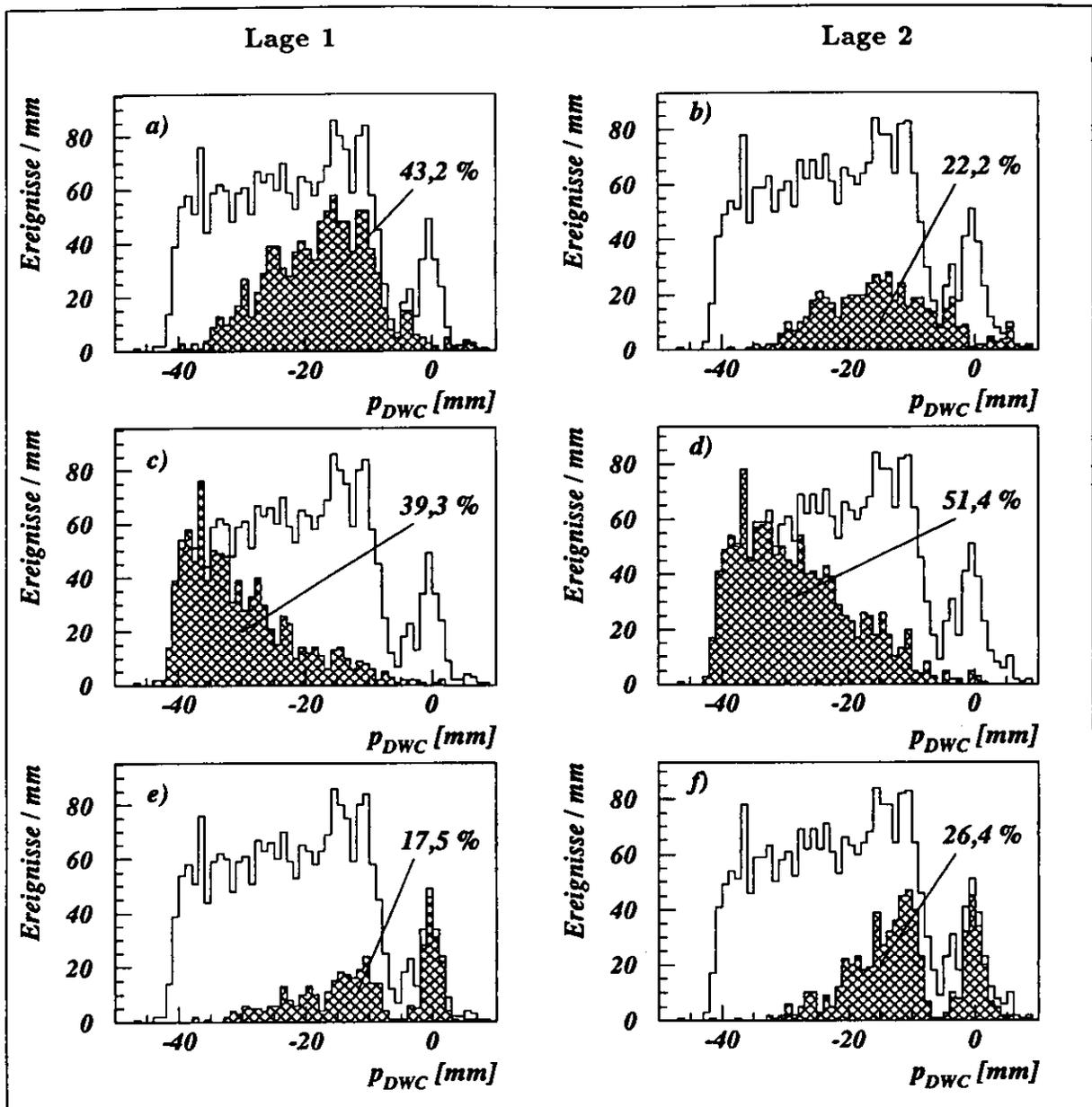


Abbildung 8.10: Die weißen Histogramme stellen die Verteilung der x-Koordinate der Einschubposition dar für Ereignisse, bei denen die zentrale Diode eines Clusters eine Randdiode ist (hier für links von der Bleiplatte installierte Dioden) und in ihr eine Energie von mindestens 1 mip deponiert wurde. Die Mitte der Bleiplatte liegt bei $p_{DWC} = 0$ mm. Die schraffierten Flächen stellen jeweils die Verteilungen der Einschubposition folgender Teile der Ereignisse dar:

a) und b) nur in der zentralen Diode wurde Energie deponiert

c) und d) die im selben Modul angrenzende Diode (hier die links angrenzende) hat einen höheren Energieeintrag als die im Nachbarmodul angrenzende Diode

e) und f) die im Nachbarmodul angrenzende Diode (hier die rechts angrenzende) hat einen höheren Energieeintrag als die im selben Modul angrenzende Diode

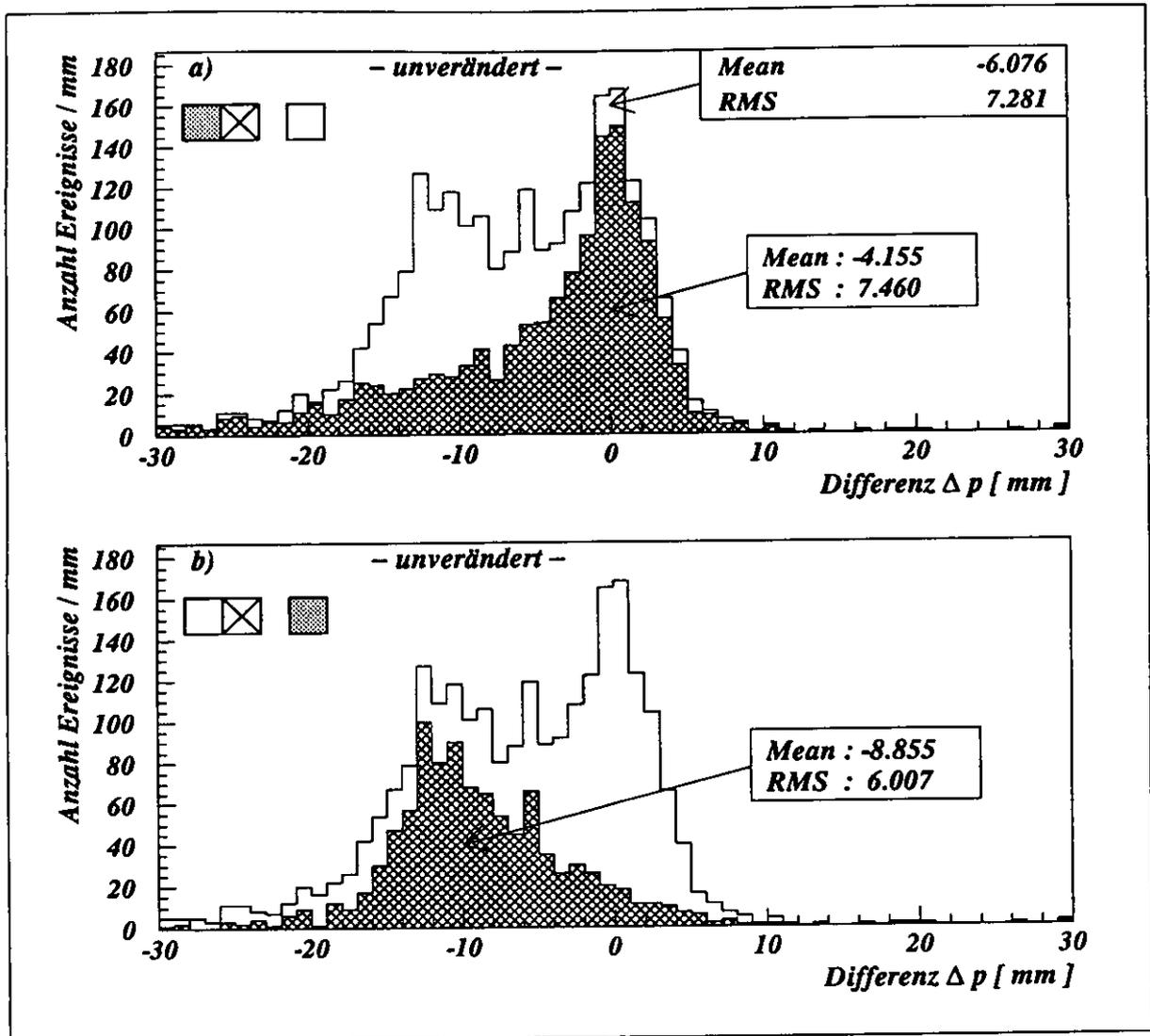


Abbildung 8.11: Häufigkeitsverteilungen der Differenz Δp bei Einschub in Randdioden wie sie in der zweiten Lage mit einem unveränderten Rekonstruktionsalgorithmus gemessen wurden (weiße Fläche in beiden Histogrammen). Die grau unterlegte Fläche bezieht sich in a) auf den Teil der Ereignisse, für die in D_I eine höhere Amplitude gemessen wurde als in D_A und in b) auf den Teil der Ereignisse, für die in D_A eine höhere Amplitude gemessen wurde als in D_I . (Siehe Fußnote auf Seite 95.)

Wird das Rekonstruktionsverfahren aus dem Modulinneren unverändert auf Randdioden übertragen, so beobachtet man die in der Abbildung 8.11 als weiße Fläche dargestellten Häufigkeitsverteilungen der Differenz $\Delta p = p_{rek} - p_{DWC}$. (Für die hier und im folgenden abgebildeten Histogramme wurden Ereignisse berücksichtigt, bei denen die maximale Amplitude in einer der Randdioden gemessen wurde, die nicht das in Kapitel 7.9 beschriebene Übersprechverhalten zwischen den zwei auf einer Keramik aufgetragenen Dioden zeigten.) Wie befürchtet ist diese Verteilung keineswegs gaußförmig. Man erkennt neben einem bei 0 gelegenen Maximalwert einen zweiten Maximalwert bei einer Differenz von $\Delta p \approx -12$ mm.

Für eine detaillierte Analyse wurden die Ereignisse in zwei Klassen aufgeteilt und getrennt betrachtet. Die Aufteilung der Ereignisse erfolgte in Abhängigkeit davon, in welcher der an die Randdiode angrenzenden Dioden die höhere Amplitude gemessen wurde. Für die hier präsentierten Abbildungen wurde eine Darstellungsform gewählt, nach der die in demselben Modul angrenzende Diode (die kurz mit D_I bezeichnet wird) als linke und die im benachbarten Modul angrenzende Diode D_A als rechte Nachbardiode schematisiert wird³.

Die grau schraffierte Fläche in der Abbildung 8.11.b stellt die Häufigkeitsverteilung der Differenz Δp dar, für die in D_A eine höhere Amplitude gemessen wurde. Der rekonstruierte Einschußort ist im Mittel um 9 mm ins Modulinnere verschoben, da die Breite der inaktiven Fläche unberücksichtigt blieb. Aber auch für Ereignisse, für die in D_I eine höhere Amplitude gemessen wurde als in D_A , beobachtet man systematische Abweichungen: Die grau schraffierte Fläche der Abbildung 8.11.a stellt die Häufigkeitsverteilung der Differenz Δp für diese Ereignisklasse dar. Zwar hat die Verteilung einen Maximalwert bei 0, aber durch den langen, einseitigen Schwanz ist der Mittelwert ebenfalls in den negativen Bereich verschoben. Dies bedeutet, daß auch für diese Ereignisse der Einschußort im Mittel zu weit ins Modulinnere rekonstruiert wird.

8.2.2 Bestimmung von Anpassungsfunktionen für Randdioden

Zunächst soll die Ereignisklasse untersucht werden, für die in D_I eine höhere Amplitude gemessen wird als in D_A . Dazu ist in der Abbildung 8.12.a der Einschußort p_{DWC} gegen die Größe q_l aufgetragen. Eingezeichnet ist außerdem die für die Rekonstruktion im Modulinneren verwendete Anpassungsfunktion. Die Einschußpositionen sind wie schon in den Abbildungen 8.8 und 8.10 so geeicht, daß mit einer Einschußposition $p_{DWC} = 0$ mm die Lage der Bleiplatte bezeichnet wird. Für kleine Werte von q_l wird der Verlauf der Meßpunkte durch die Anpassungsfunktion nach wie vor gut beschrieben. Für $q_l > 0,44$ beobachtet man jedoch verglichen mit den Meßpunkten für Dioden aus dem Modulinneren (vgl. Abb. 8.4) mehr Ereignispunkte über als unter der Anpassungsfunktion. Dies entspricht der Aussage der Abbildungen 8.10.c und 8.10.d: Selbst wenn die zentrale Diode in ihrer dem Modulrand zugewandten Hälfte getroffen wird, gibt es mehr Ereignisse, für die in D_I eine höhere Amplitude gemessen wird als in D_A . Oft wird sogar ausschließlich in D_I Energie deponiert.

Dieses Ungleichgewicht kann dadurch behoben werden, daß die Anpassungsfunktion fürs Modulinnere – wie in Abbildung 8.12.a eingezeichnet – im Intervall $q_l \in [0,44, \dots, 0,5]$ durch eine Gerade ergänzt wird, die den Funktionswert $f_{rek}(0,44)$ mit dem oben berechneten Schwerpunkt als Funktionswert für $f_{rek}(q_l = 0,5)$ verbindet. Die Korrektur hat nur Auswirkungen auf Ereignisse mit $q_l > 0,44$. Die erzielte Verbesserung des Rekonstruktionsergebnisses wird in Abbildung 8.13 veranschaulicht, wo die Häufigkeitsverteilungen der Differenzen $\Delta p = p_{rek} - p_{DWC}$ nur für diese Ereignisse dargestellt sind. Abbildung 8.13.a zeigt die Ergebnisse für die unveränderte Rekonstruktion, Abbildung 8.13.b die Ergebnisse für die korrigierte Rekonstruktion. Die Auflösung wird von 9,5 mm auf 8,3 mm verbessert,

³Als Orientierungshilfe ist in allen Histogrammen, die sich nur auf eine der beiden Ereignisklassen beziehen, schematisch die Anordnung der betrachteten Dioden skizziert. Die zentrale Diode ist mit einem Kreuz gekennzeichnet. Bezieht sich eine Abbildung auf Ereignisse, für die z.B. in D_I eine höhere Amplitude gemessen wurde als in D_A angrenzenden, so ist D_I grau hervorgehoben.

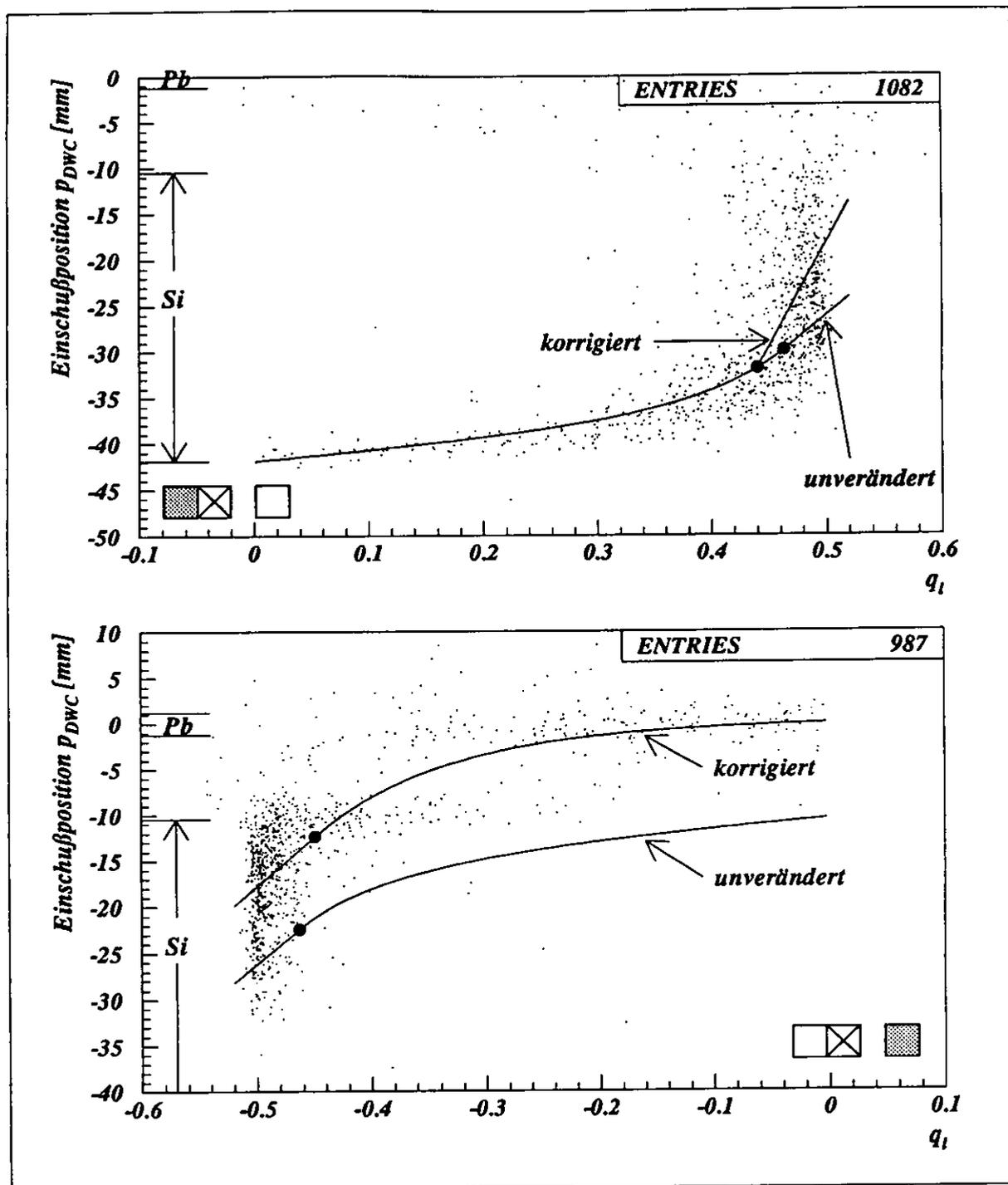


Abbildung 8.12: Einschußposition aufgetragen gegen den gemessenen Wert von q_1 . Eingezeichnet sind die unveränderten und korrigierten Anpassungsfunktionen. In a) sind diejenigen Ereignisse eingetragen, für die in D_I eine höhere Energiedeposition gemessen wurde als in D_A ; Ereignisse, für die in D_A eine höhere Energiedeposition gemessen wurde als in D_I , sind in b) eingetragen.

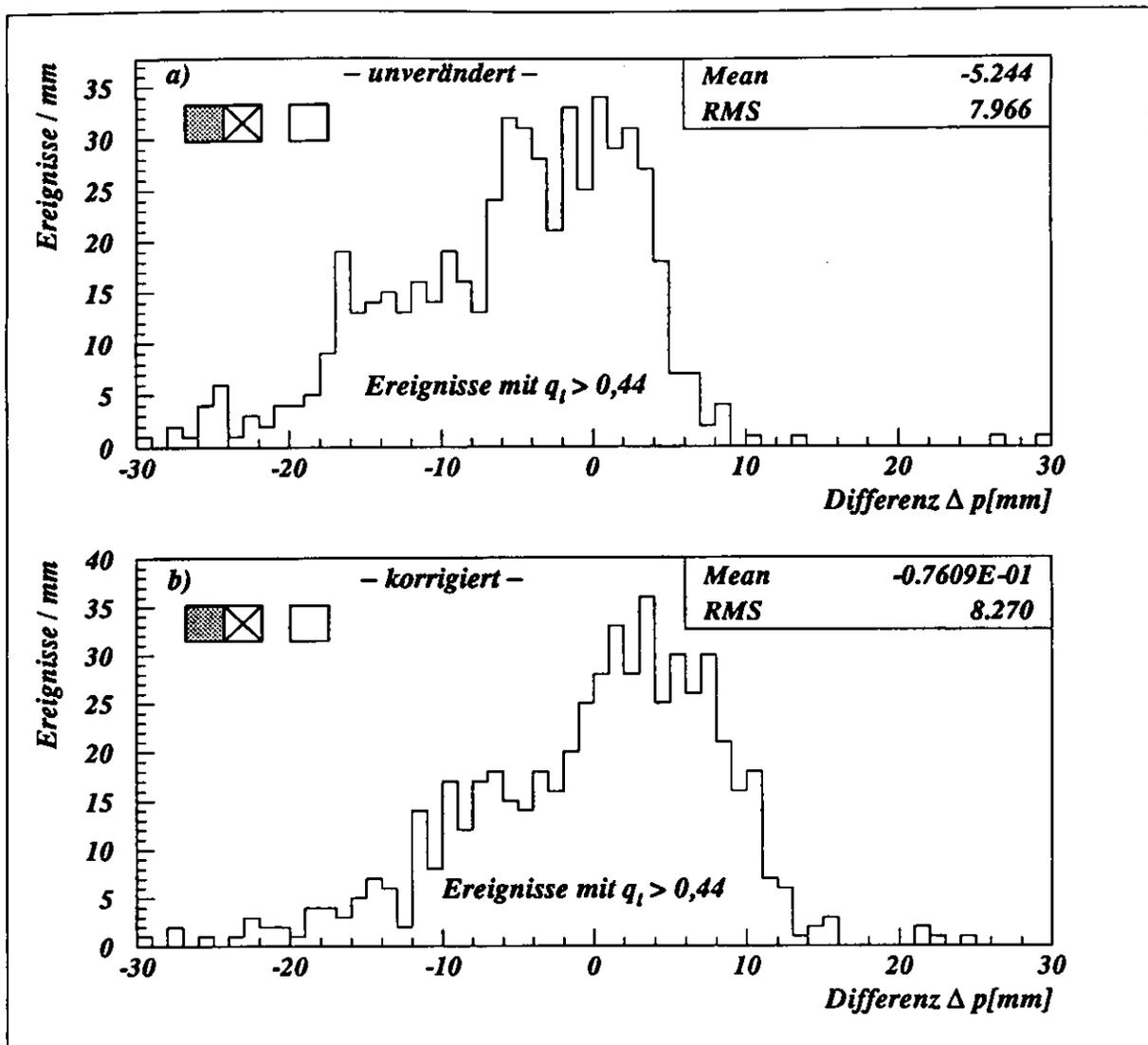


Abbildung 8.13: Vergleich der Häufigkeitsverteilungen der Differenz $\Delta p = p_{rek} - p_{DWC}$ für Ereignisse mit einer größeren Amplitude in D_I . Für das obere Histogramm erfolgte die Rekonstruktion mit unveränderten, für das untere Histogramm mit korrigierten Anpassungsfunktionen.

was sich auf die Auflösung der ganzen Ereignisklasse auswirkt. In Abbildung 8.14.a ist die entsprechende Verteilung dargestellt: Die Auflösung für Ereignisse, bei denen in der Diode D_I (links angrenzend dargestellt) eine höhere Amplitude gemessen wird als in D_A , verbessert sich im Vergleich zur Abbildung 8.11.a von 8,5 mm auf 7,6 mm.

Für die andere Klasse von Ereignissen, bei denen für die in der im benachbarten Modul angrenzenden Diode D_A eine höhere Amplitude gemessen wird als in D_I , sind in der Abbildung 8.12.b die Einschubpositionen gegen den gemessenen Wert von q_1 aufgetragen. Auch hier ist wieder die Anpassungsfunktion, wie sie für die Rekonstruktion im Modulinneren bestimmt wurde, eingezeichnet. Man erkennt insbesondere für die Ereignisse, die in der Bleiplatte einen Schauer entwickeln, eine rund 11 mm große Abweichung der Funktionswerte von den Meßwerten. Aber auch für Ereignisse, die die Diode in ihrer „rechten“ Hälfte

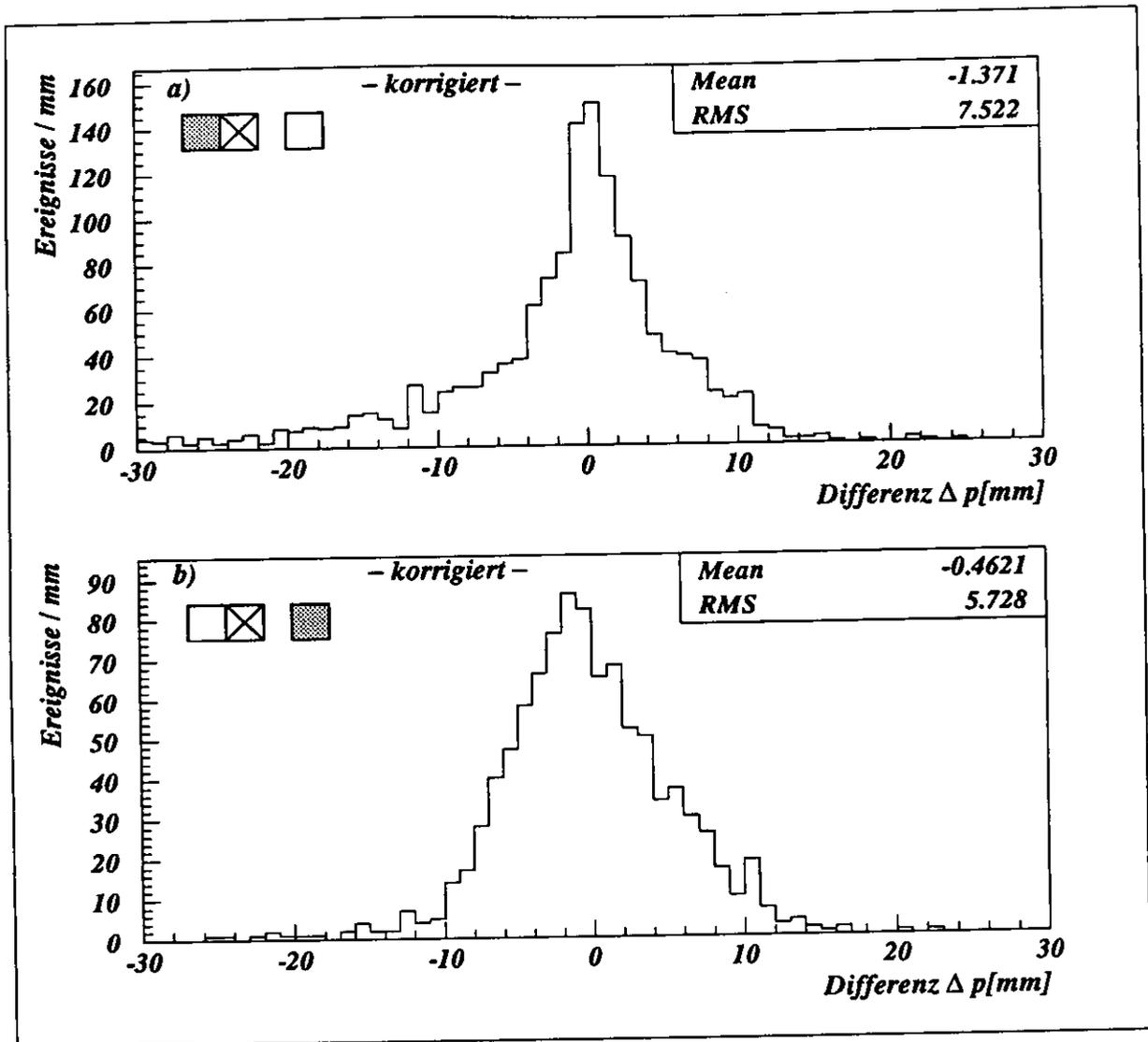


Abbildung 8.14: Häufigkeitsverteilungen der Differenz Δp , nach Ereignisklassen getrennt. Die Histogramme sind im Vergleich zu betrachten mit den grau schraffierten Histogrammen der Abbildung 8.11.

treffen, ist die Anpassungsfunktion nicht adäquat. Die Folge ist die bereits festgestellte Rekonstruktion der Einschußposition zu weit ins Innere des Moduls.

Für diese zweite Ereignisklasse wurde nach einer geeigneteren Anpassungsfunktion gesucht, wobei eine Sinushyperbolikusfunktion die besten Ergebnisse lieferte. Wie schon bei der Anpassung einer Funktion im Modulinneren wurde die Sinushyperbolikusfunktion durch eine Gerade ergänzt, die die Sinushyperbolikusfunktion tangiert und für $q_l = 0,5$ den Schwerpunkt der zentralen Diode als Funktionswert liefert. Diese neue Anpassungsfunktion ist ebenfalls in der Abbildung 8.12.b eingezeichnet. Die hiermit erzielte Verbesserung ergibt sich aus einem Vergleich des grau schraffierten Histogrammes in Abbildung 8.11.b mit dem in Abbildung 8.14.b dargestellten Histogramm. Zwar kann die Breite der Häufigkeitsverteilung nicht verkleinert werden, aber durch Behebung der systematischen Verschiebung sinkt der Gesamtfehler von 10,7 mm auf 5,7 mm.

Für beide Ereignisklassen kann also mit veränderten Funktionen eine Verbesserung des Rekonstruktionsergebnisses erzielt werden. Abbildung 8.15 zeigt schließlich die Häufigkeitsverteilung der Differenz Δp für *alle* Ereignisse, bei denen in einer Randdiode der höchste Energieeintrag gemessen wurde. Die Verteilung ist im Vergleich zu betrachten mit den weißen Histogrammen in Abbildung 8.11. Man erkennt, daß im Mittel über die gesamte Diodenfläche die Auflösung von 9,5 mm auf 6,9 mm verbessert werden konnte.

Als abschließender Vergleich ist in der Abbildung 8.16 wie in Abbildung 8.7 die Differenz Δp gegen den Einschußort p_{DWC} ebenfalls für alle Ereignisse aufgetragen, für die in einer Randdiode die maximale Amplitude gemessen wurde. Abbildung 8.16.a stellt die Ergebnisse dar, die ein unveränderter Rekonstruktionsalgorithmus liefert. Deutlich erkennt man die systematische Abweichung von bis zu 20 mm für alle Ereignisse, mit einem Einschlagpunkt in die dem Modulrand zugewandten Diodenhälfte oder gar in die inaktive Fläche. Für die Abbildung 8.16.b wurde der Einschußort unter Berücksichtigung beider hier vorgeschlagener Korrekturen rekonstruiert. Zwar gibt es bestimmte Einschußpositionen (z.B. für $p_{DWC} = -30$ mm), für die die Rekonstruktionssicherheit kleiner geworden ist, aber über die gesamte Diodenfläche betrachtet sieht die Verteilung besser aus, da die systematischen Abweichungen behoben werden konnten.

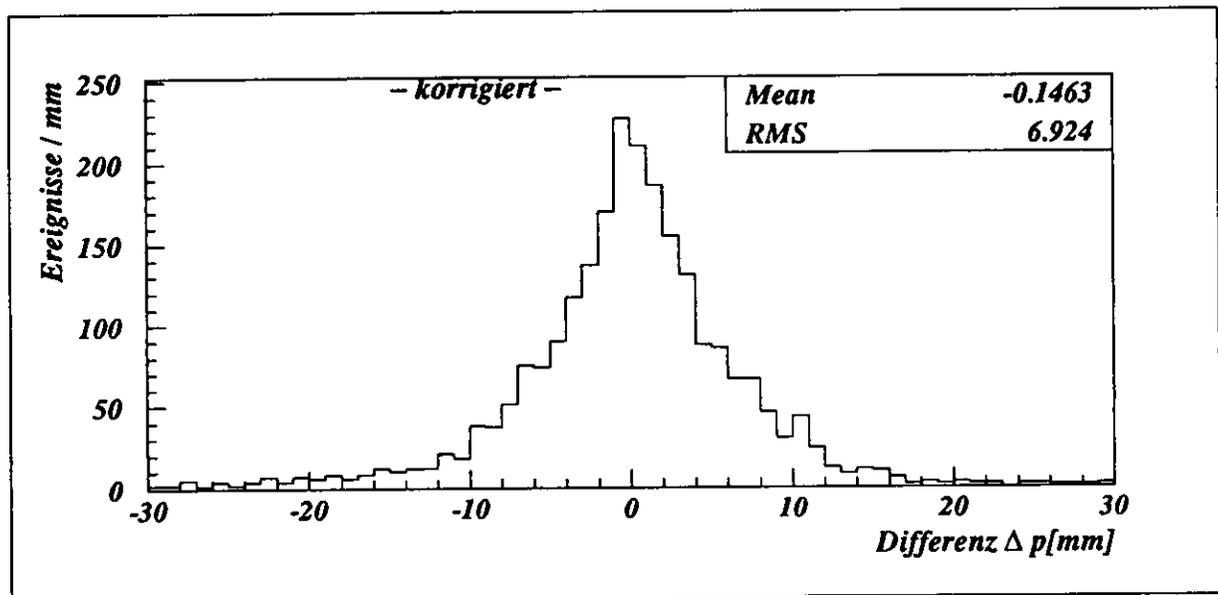


Abbildung 8.15: Erzielte Ortsauflösung für Randdioden. Abgebildet ist die Häufigkeitsverteilung der Differenz Δp für alle Ereignisse, bei denen in einer Randdiode die maximale Amplitude gemessen wurde. Die erreichte Optimierung wird aus einem Vergleich mit dem weißen Histogramm der Abbildung 8.11 deutlich.

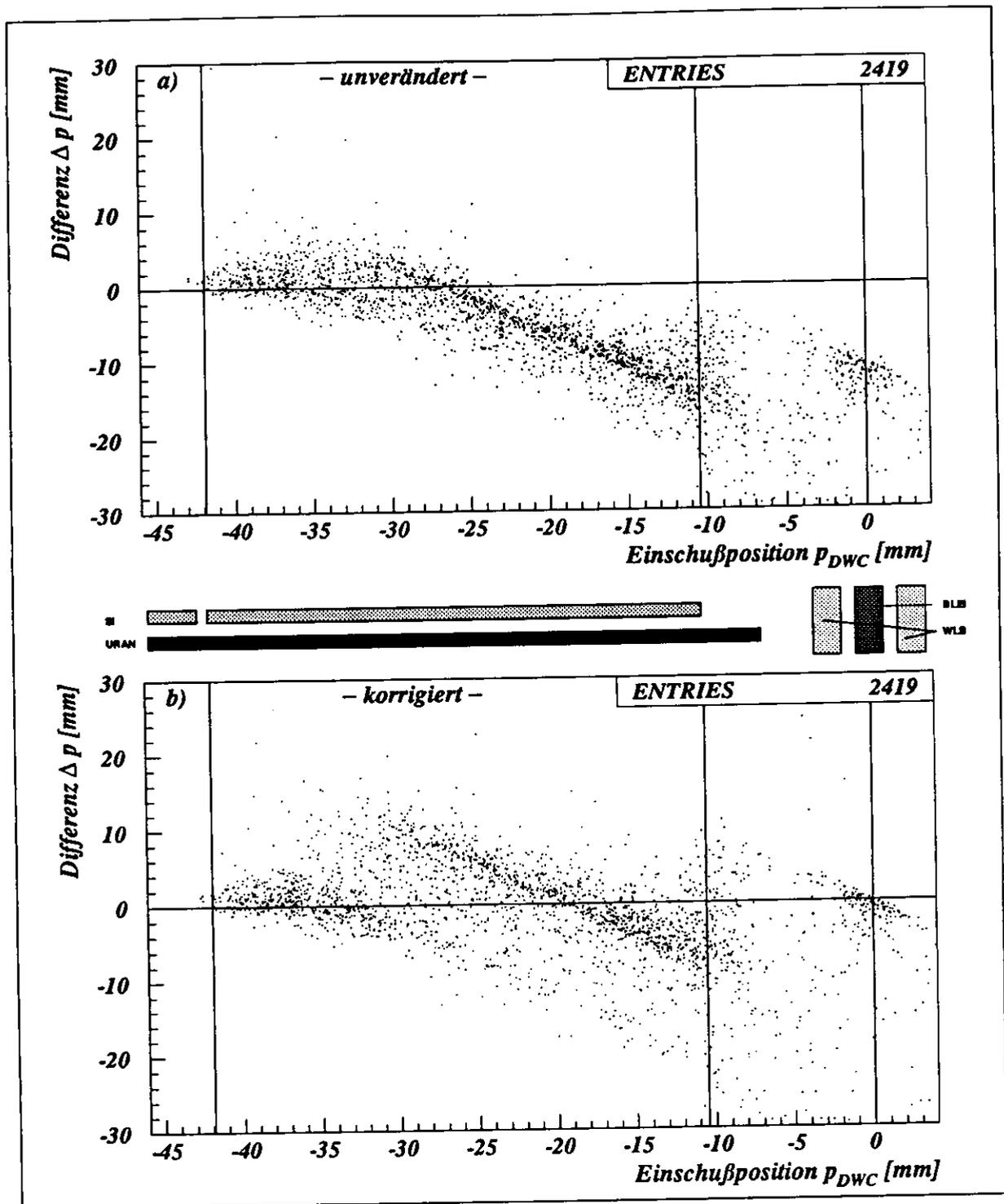


Abbildung 8.16: Beobachtete Differenz Δp aufgetragen gegen die Einschußposition p_{DWC} . Für das obere Histogramm erfolgte die Rekonstruktion mit den unveränderten, für das untere Histogramm mit den korrigierten Anpassungsfunktionen.

8.3 Zusammenstellung der Ergebnisse

An dieser Stelle soll ein Überblick über die erzielten Ergebnisse gegeben werden. Dabei werden auch Rekonstruktionsfunktionen für die y-Richtung genannt, die analog zu dem in Abschnitt 8.1.3 beschriebenen Verfahren gewonnen wurden. Wie schon auf Seite 88 für die x-Richtung beschrieben, erfolgt die Rekonstruktion des Einschubortes der Elektronen, indem für ein gegebenes Ereignis die Diode mit der größten Amplitude gesucht wird. Danach werden die Amplituden in den sie direkt angrenzenden Dioden verglichen, und zwar die Amplituden in der rechts und links angrenzenden Diode für die Rekonstruktion der x-Koordinate und die Amplituden in der oben und unten angrenzenden Diode für die Rekonstruktion der y-Koordinate des Einschubpunktes. Mit der jeweils höheren Amplitude und der in der „getroffenen“ Diode gemessenen Maximalamplitude werden die Größen q_l (Gleichung 8.1) und q_d (Fußnote 1 auf Seite 84) bestimmt, für die dann eine passende Rekonstruktionsfunktion ausgewertet wird. Die Funktionswerte $f_{rek,x}(q_l)$ und $f_{rek,y}(q_d)$ bezeichnen die Abweichung der rekonstruierten Einschubpositionen $p_{rek,x}$ und $p_{rek,y}$ von den Grenzlinien $p_{gr,x}$ und $p_{gr,y}$ zwischen den jeweils zwei Dioden, mit deren Amplituden die Größen q_l beziehungsweise q_d berechnet wurden. Mit $f_{rek,x}$ und $p_{gr,x}$ beziehungsweise mit $f_{rek,y}$ und $p_{gr,y}$ wird der Einschubort rekonstruiert:

$$\begin{aligned} p_{rek,x}(q_l) &= p_{gr,x} + f_{rek,x}(q_l) \\ p_{rek,y}(q_d) &= p_{gr,y} + f_{rek,y}(q_d) \end{aligned}$$

Die Funktionswerte $f_{rek,x}(q_l)$ und $f_{rek,y}(q_d)$ werden (hier) stets in Millimetern angegeben. Folgende Fälle werden unterschieden:

Rekonstruktion der x-Koordinate im Modulinneren

Lage 1	$f_{rek,x}(q_l) =$	$\begin{cases} 181,2 \cdot (q_l + 0,5) - 15,7 & \text{für } q_l \leq -0,487 \\ 2,88 \cdot \tan(2,79 \cdot q_l) & \text{für } -0,487 < q_l < 0,487 \\ 181,2 \cdot (q_l - 0,5) + 15,7 & \text{für } q_l \geq 0,487 \end{cases}$
Lage 2	$f_{rek,x}(q_l) =$	$\begin{cases} 101,5 \cdot (q_l + 0,5) - 15,7 & \text{für } q_l \leq -0,463 \\ 4,22 \cdot \tan(2,66 \cdot q_l) & \text{für } -0,463 < q_l < 0,463 \\ 101,5 \cdot (q_l - 0,5) + 15,7 & \text{für } q_l \geq 0,463 \end{cases}$

Rekonstruktion der y-Koordinate im Modulinneren

Lage 1	$f_{rek,y}(q_d) =$	$\begin{cases} 140,7 \cdot (q_d + 0,5) - 16,7 & \text{für } q_d \leq -0,473 \\ 3,50 \cdot \tan(2,76 \cdot q_d) & \text{für } -0,473 < q_d < 0,473 \\ 140,7 \cdot (q_d - 0,5) + 16,7 & \text{für } q_d \geq 0,473 \end{cases}$
Lage 2	$f_{rek,y}(q_d) =$	$\begin{cases} 103,5 \cdot (q_d + 0,5) - 16,7 & \text{für } q_d \leq -0,458 \\ 4,40 \cdot \tan(2,68 \cdot q_d) & \text{für } -0,458 < q_d < 0,458 \\ 103,5 \cdot (q_d - 0,5) + 16,7 & \text{für } q_d \geq 0,458 \end{cases}$

Rekonstruktion der x-Koordinate am Modulrand

Die Amplitude ist *in der im selben Modul angrenzenden Diode* größer als in der im benachbarten Modul angrenzenden Diode ($D_I > D_A$)

Lage 1	$f_{rek,x}(q_l) =$	$\begin{cases} 231,0 \cdot (q_l + 0,5) - 21,9 & \text{für } q_l \leq -0,44 \\ 2,88 \cdot \tan(2,79 \cdot q_l) & \text{für } -0,44 < q_l < 0,44 \\ 231,0 \cdot (q_l - 0,5) + 21,9 & \text{für } q_l \geq 0,44 \end{cases}$
Lage 2	$f_{rek,x}(q_l) =$	$\begin{cases} 226,7 \cdot (q_l + 0,5) - 23,6 & \text{für } q_l \leq -0,44 \\ 4,22 \cdot \tan(2,66 \cdot q_l) & \text{für } -0,44 < q_l < 0,44 \\ 226,7 \cdot (q_l - 0,5) + 23,6 & \text{für } q_l \geq 0,44 \end{cases}$

Die Amplitude ist *in der im benachbarten Modul angrenzenden Diode* größer als in der im selben Modul angrenzenden Diode ($D_A > D_I$)

Lage 1	$f_{rek,x}(q_l) =$	$\begin{cases} 113,1 \cdot (q_l + 0,5) - 19,5 & \text{für } q_l \leq -0,457 \\ 0,091 \cdot \sinh(10,91 \cdot q_l) & \text{für } -0,457 < q_l < 0,457 \\ 113,1 \cdot (q_l - 0,5) + 19,5 & \text{für } q_l \geq 0,457 \end{cases}$
Lage 2	$f_{rek,x}(q_l) =$	$\begin{cases} 106,9 \cdot (q_l + 0,5) - 17,8 & \text{für } q_l \leq -0,449 \\ 0,257 \cdot \sinh(8,63 \cdot q_l) & \text{für } -0,449 < q_l < 0,449 \\ 106,9 \cdot (q_l - 0,5) + 17,8 & \text{für } q_l \geq 0,449 \end{cases}$

Mit diesen Rekonstruktionsfunktionen konnten für die hier analysierten, 1994 aufgezeichneten CERN-Test-Daten folgende Auflösungen erzielt werden:

	Lage 1	Lage 2
x-Koord. im Modulinneren	5,5 mm	4,3 mm
x-Koord. am Modulrand	7,7 mm	6,9 mm
y-Koord. im Modulinneren	5,6 mm	4,4 mm

Für eine Anwendung des Rekonstruktionsverfahrens im ZEUS-Experiment ist vor allem auch die Frage interessant, mit welcher Unsicherheit eine rekonstruierte Einschußposition p_{rek} behaftet ist. Dazu ist in den folgenden Abbildungen die Differenz $\Delta p_x = p_{rek,x} - p_{DWC,x}$ zwischen der rekonstruierten und der mit der Drahtkammer gemessenen Position gegen $p_{rek,x}$ aufgetragen. Es werden getrennte Histogramme für Dioden der ersten und Dioden der zweiten Lage gezeigt. Die Aufteilung der Ereignisse auf die verschiedenen Abbildungen erfolgte in Abhängigkeit davon, ob der Einschußort in eine Diode aus dem Modulinneren oder in eine Randdiode (beziehungsweise in den Randbereich zwischen zwei Module) rekonstruiert wurde. In allen oberen Hälften der Abbildungen sind Punkteverteilungen zu sehen, in den unteren Hälften sind die Mittelwerte der Einträge in 1 mm breiten Intervallen dargestellt. Als Fehlerbalken wurde jeweils das RMS der Verteilung von Δp im entsprechenden Intervall aufgetragen.

Die Abbildungen bestätigen erneut, daß ein Einschußort, der an den Rand einer Diode rekonstruiert wird, mit einer kleineren Unsicherheit behaftet ist als eine in die Diodenmitte rekonstruierte Einschußposition. Es sind Unterschiede zwischen den erzielten Rekonstruktionsergebnissen mit den Dioden der ersten und der zweiten Lage zu erkennen. Für die

hier analysierten Daten (Elektronen einer Energie von 25 GeV) erfolgt die Rekonstruktion aus den Meßwerten der Dioden der zweiten Lage mit einer größeren Genauigkeit.

Darüberhinaus erkennt man eine näherungsweise sinusförmige Struktur in der Streuung der Mittelwerte um die Nulllinie. Wie ein Vergleich mit der jeweiligen Punkteverteilung zeigt, fallen in die Intervalle mit einer größeren Abweichung des Mittelwertes (die jedoch für alle Intervalle kleiner ist als das RMS in diesem Intervall) Ereignisse mit einer großen Differenz Δp des rekonstruierten vom tatsächlichen Einschußort. Für diese Ereignisse wurde die Entscheidung, ob in der links oder rechts an die getroffene Diode angrenzenden Diode eine höhere Amplitude gemessen wurde, offensichtlich falsch gefällt. (Positive Ordinatenwerte bezeichnen nach wie vor (siehe Seite 88) eine Abweichung des rekonstruierten Einschußortes vom tatsächlichen Einschußort zu weit nach rechts, negative Ordinatenwerte bezeichnen eine Abweichung zu weit nach links.) Diese Fehlentscheidung kann auf die große Unsicherheit bei der Rekonstruktion von kleinen Amplituden, aber auch auf Schauerfluktuationen zurückgeführt werden. Werden die etwa 10% der Ereignisse mit einer großen Differenz Δp vernachlässigt, so sind die Differenzen Δp der restlichen 90% der Ereignisse symmetrisch um die Nulllinie verteilt.

Ausblick Vor einer Anwendung der hier vorgestellten Rekonstruktionsalgorithmen bei der Rekonstruktion von ZEUS-Daten müssen die Unterschiede zwischen der CERN-Test-Messung und der im ZEUS-Experiment vorliegenden Situation berücksichtigt werden: in der Test-Messung wurde nur mit Teilchen einer bestimmten Energie und ohne zusätzliche Materie vor dem Prototyp-Kalorimeter gearbeitet. Erst im Jahre 1995 wurde in weiteren Test-Messungen mit unterschiedlichen Elektronenenergien und mit zusätzlicher Materie vor dem Prototyp-Kalorimeter experimentiert. Auf der Erfahrung der Messungen 1994 basierend wurden vor Beginn der Test-Periode im Jahre 1995 Reparaturen durchgeführt sowie die geometrische Anordnung der Test-Ski etwas verändert. Es ist zu hoffen, daß diese Maßnahmen zu einer Eindämmung des elektronischen Übersprechens in den Meßreihen 1995 geführt haben. Bis Ergebnisse der Messungen 1995 vorliegen, sollten jedoch bereits die hier für Modulranddioden entwickelten Algorithmen der ZEUS-Rekonstruktion zur Verfügung gestellt werden. Für diesen Auslesebereich ist im Vergleich mit den z. Zt. noch eingesetzten Algorithmen eine deutlich verbesserte Ortsauflösung selbst mit Rekonstruktionsfunktionen zu erwarten, die noch nicht für die ZEUS-Situation optimiert sind.

Lage 1 - Modulmitte - x-Koordinate

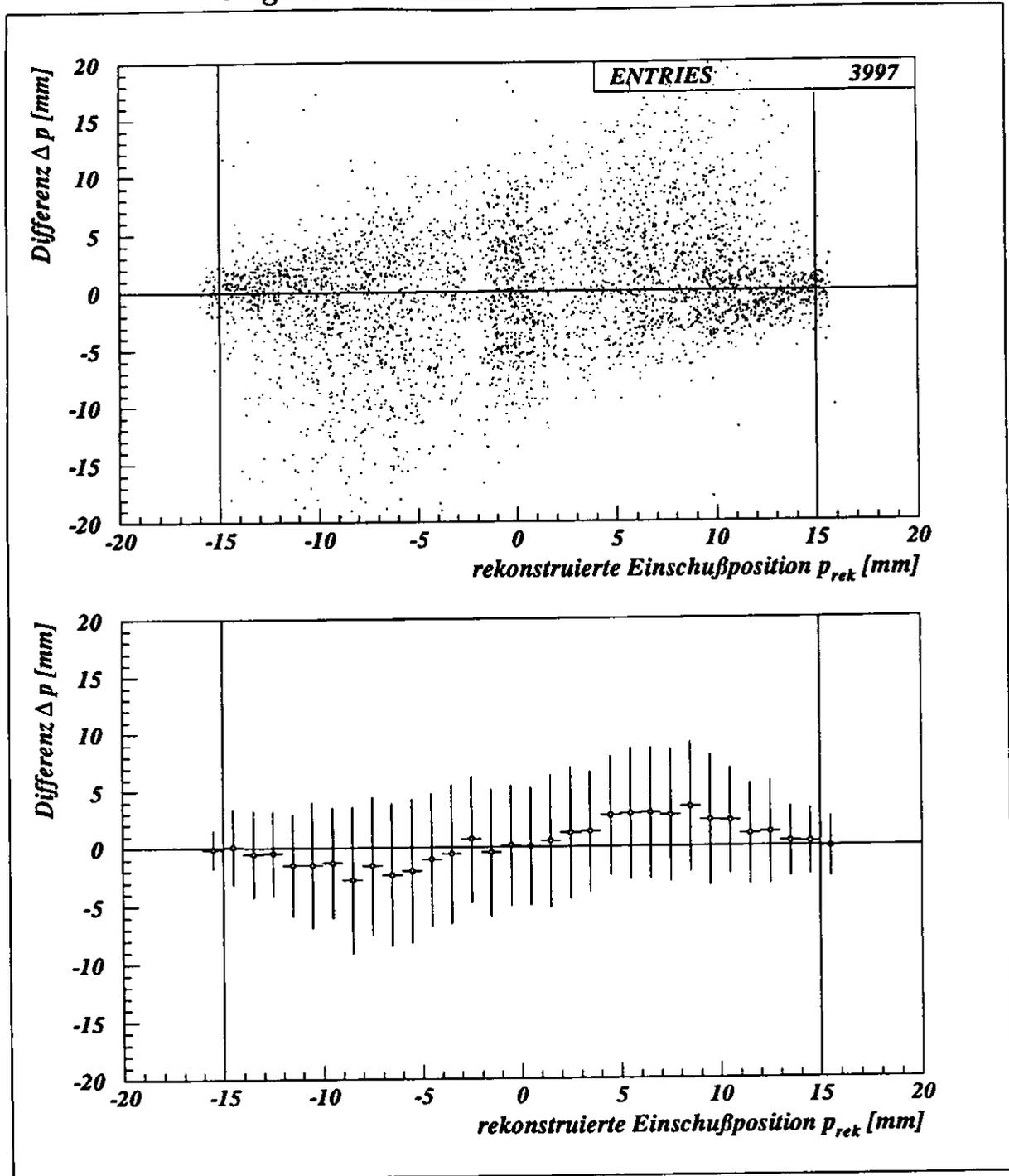


Abbildung 8.17: Differenz Δp zwischen rekonstruierter und mit der Drahtkammer gemessener Position. Die Fehlerbalken im unteren Histogramm stellen das RMS der Verteilung der Ereignispunkte in den abgebildeten, 1 mm breiten Intervallen dar. Der Nullpunkt der Abszisse ist hier – wie schon in Abbildung 8.7 – so gewählt, daß $p_{rek} = 0$ mm einer Rekonstruktion in die Diodenmitte entspricht. Die senkrechten Linien bezeichnen die Position der Diodenränder.

Lage 2 - Modulmitte - x-Koordinate

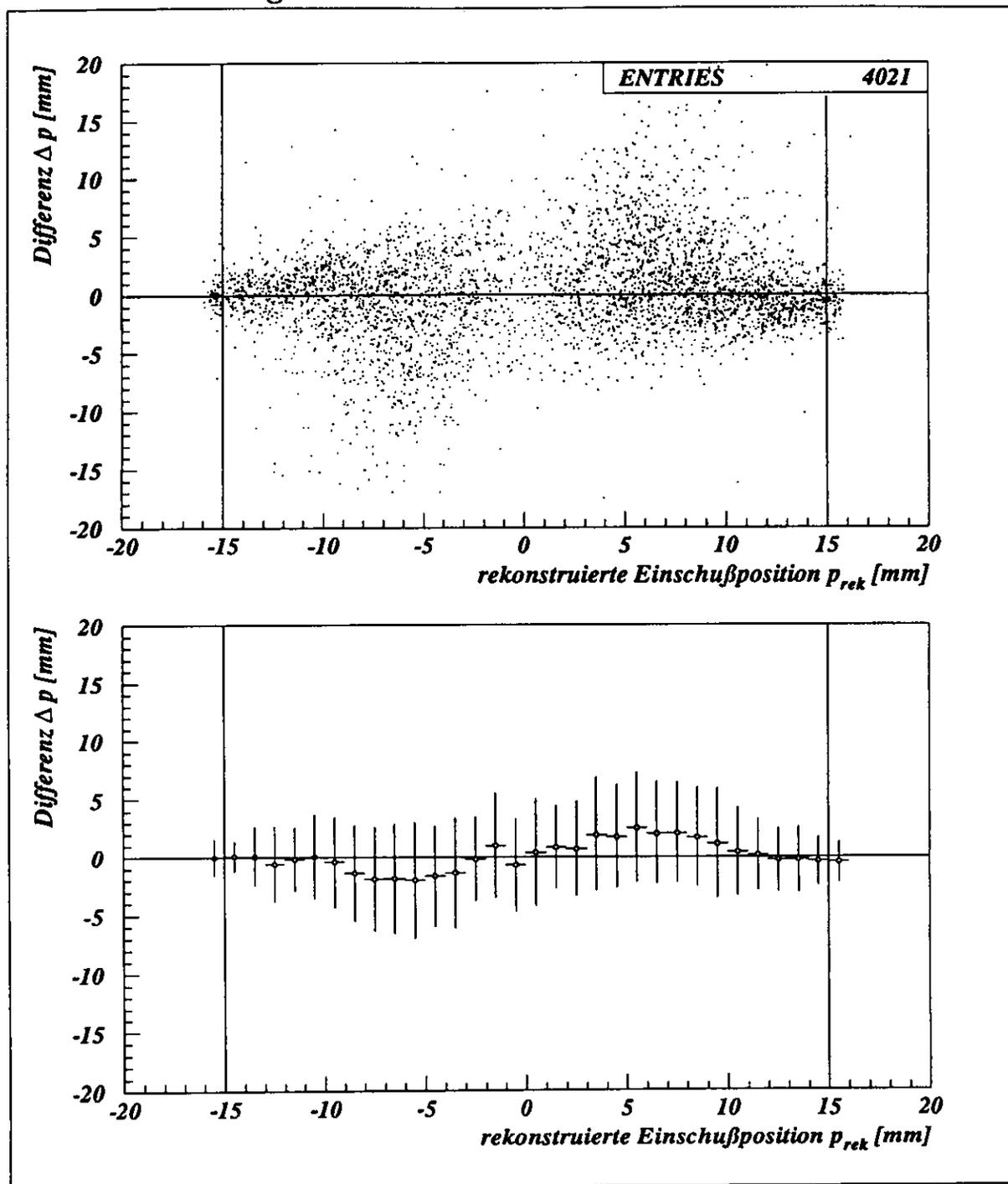


Abbildung 8.18: Differenz Δp zwischen rekonstruierter und mit der Drahtkammer gemessener Position. Erklärungen: siehe Abbildung 8.17

Lage 1 - Modulrand - x-Koordinate

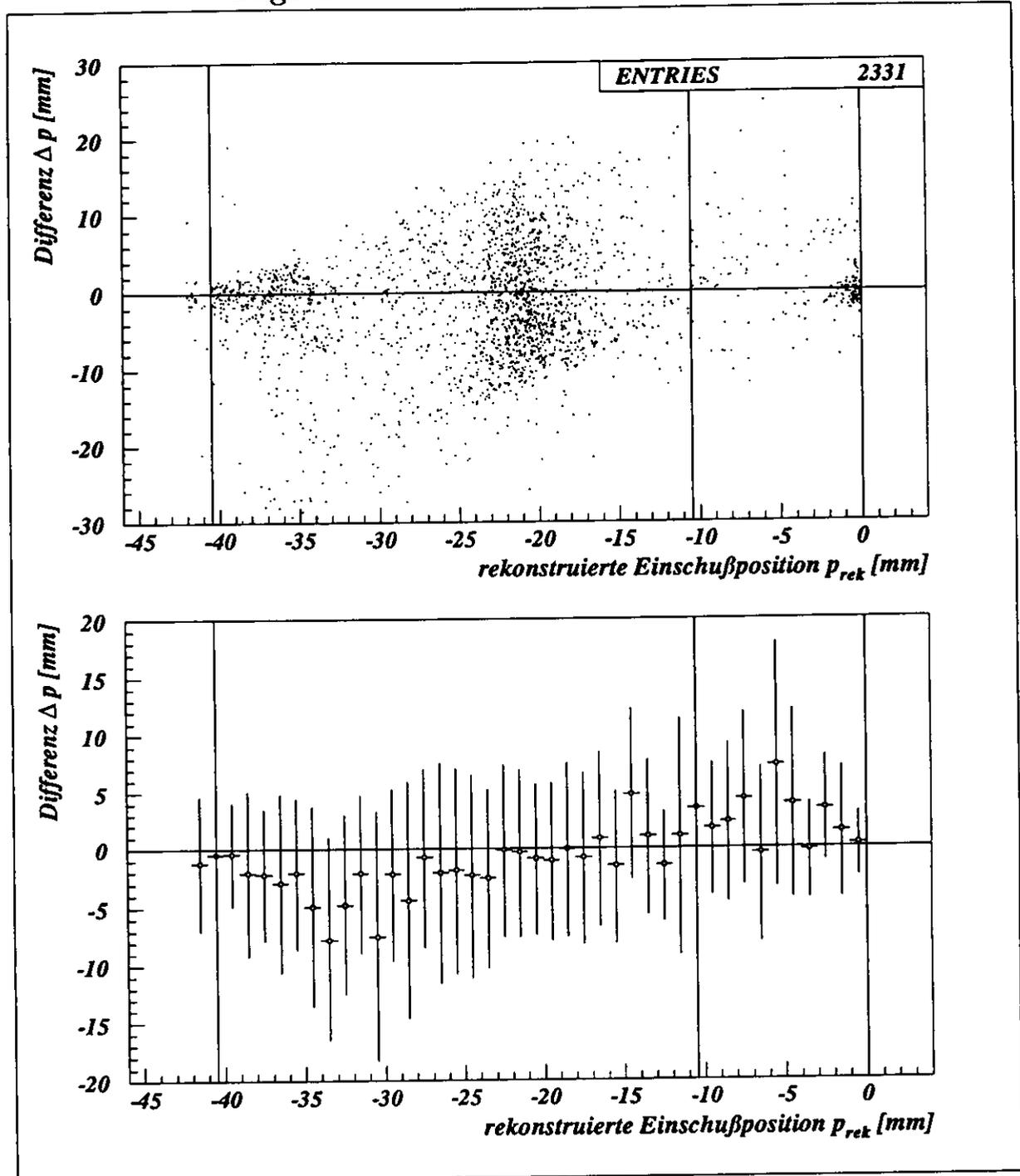


Abbildung 8.19: Differenz Δp zwischen rekonstruierter und mit der Drahtkammer gemessener Position. Der Nullpunkt der Abszisse ist hier wie in Abbildung 8.16 gewählt: $p_{rek} = 0$ mm entspricht der Mitte der Bleiplatte, die Diodenfläche liegt zwischen $-40,5$ mm und $-10,5$ mm.

Lage 2 - Modulrand - x-Koordinate

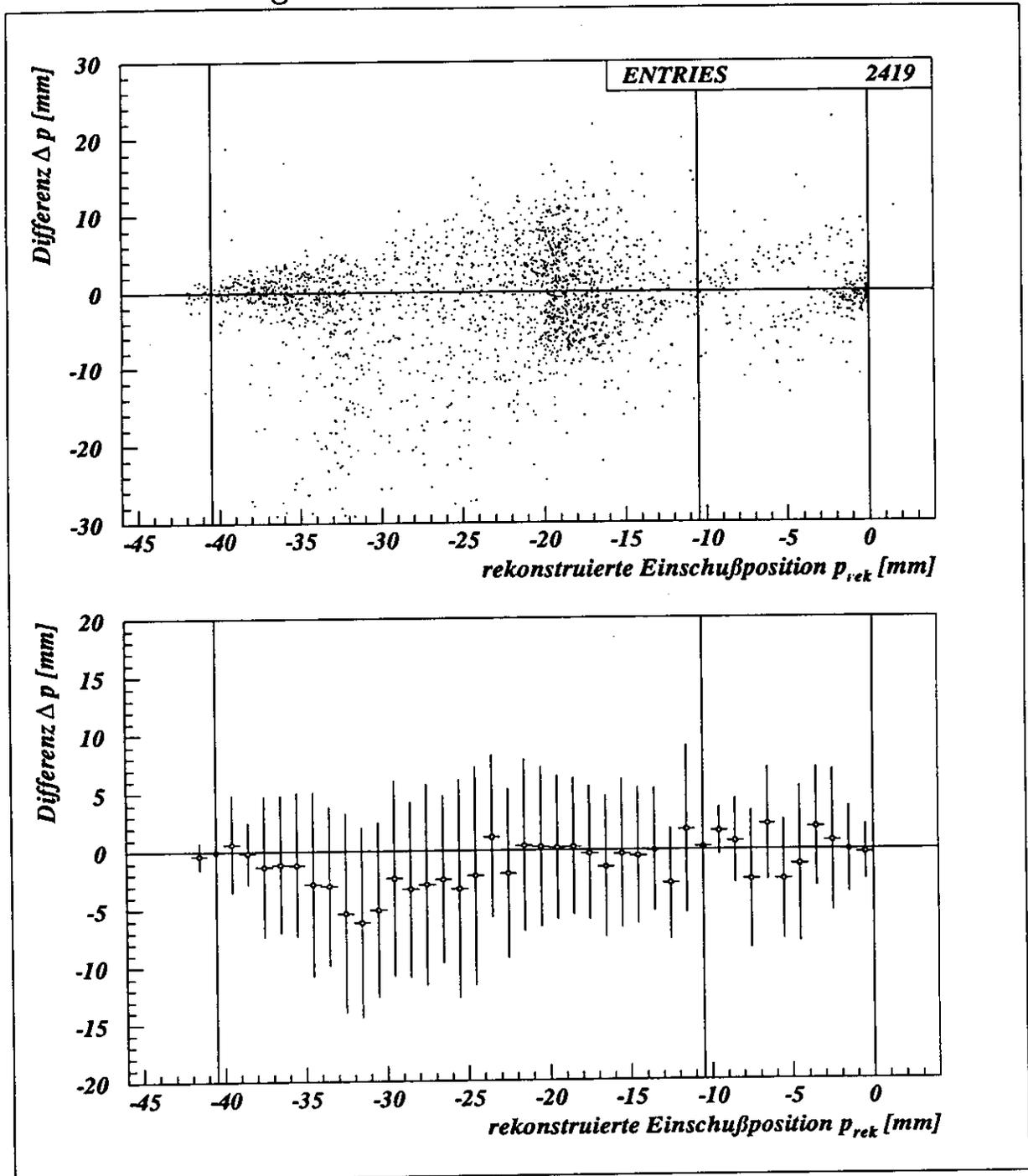


Abbildung 8.20: Differenz Δp zwischen rekonstruierter und mit der Drahtkammer gemessener Position. Erklärungen: siehe Abbildung 8.19

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zur Ortsrekonstruktion und Ortsauflösung mit dem als eine Matrix aus 10.412 jeweils $3,0\text{ cm} \times 3,4\text{ cm}$ großen Siliziumdioden aufgebauten Hadron-Elektron-Separator des ZEUS-Experimentes vorgestellt. Eine besondere Berücksichtigung fanden dabei die Ränder der aktiven Flächen. Dazu wurden Meßdaten einer 1994 am CERN durchgeführten, speziellen Test-Messung ausgewertet. Methoden zur Korrektur von Störeffekten – hervorgerufen durch elektronisches Übersprechen – wurden vorgestellt.

Die Test-Messung von 1994 wurde mit Elektronen von 25 GeV durchgeführt. Die Ortsauflösung in x-Richtung wurde für im Modulinnenbereich installierte Dioden zu 5,5 mm in der ersten und zu 4,3 mm in der zweiten Diodenlage bestimmt. Für am Modulrand platzierte Dioden verschlechtert sich die Ortsauflösung und es zeigen sich systematische Rekonstruktionsfehler. Hierfür wurden spezielle Rekonstruktionsalgorithmen entwickelt, mit denen diese systematischen Fehler vermieden werden können; für am Modulrand installierte Dioden wird eine Ortsauflösung von 7,7 mm in der ersten und von 6,9 mm in der zweiten Lage erreicht.

Literaturverzeichnis

- [Ama81] U. Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Physica Scripta 23, 1981, S. 409
- [Bar91] K.-H. Barth, *Mesungen zur Homogenität des ZEUS Hadron-Elektron-Separators*, Diplomarbeit, Hamburg, 1991
- [Blo93] V. Blobel, E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenauswertung I*, Vorlesungsskript, Universität Hamburg, WS1993/94
- [Brü86] H. Brückmann et al., *Hadron Sampling Calorimetry, A Puzzle of Physics*, Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 136–149
- [Cri89] J.A. Crittenden, O. Köll, *FCAL Prototype Test Results in the Energy Range 10-100 GeV*, ZEUS-Note 89-62, Hamburg, 1989
- [Cus92] Priscilla B. Cushman, *Electromagnetic and Hadronic Calorimeters*, in *Instrumentation in High Energy Physics*, ed. F. Sauli, World Scientific Pub., London, 1992
- [DESY89] DESY PR-Abteilung, *Elementarteilchen*, Sonderdruck, Aulis Verlag, Köln, 1989
- [Dwu89] A. Dwurazny et al., *Experimental Studys of Electron-Hardon Separation in Calorimeters using Silicon Diodes*, Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 176, DESY 88-70
- [Eis94] F. Eisele, G. Wolf, *Looking deeper into the Proton*, Zeitschrift „BEAM LINE“, Stanford, 1994
- [Ern91] M. Ernst, *Identifikation von Elektronen im ZEUS-Kalorimeter und Hadron-Elektron-Separator*, Diplomarbeit, Hamburg, 1991
- [Fab87] C.W. Fabjan, in *Experimental Techniques in High-Energy Physics*, ed. T. Ferbel, Addison-Wesley, Menlo Park, 1987
- [Fle95] I. Fleck, K. Ohrenberg, *Electron Identification in the HES and a new way to determine the efficiency of electron finders*, ZEUS-Note 95-009, Hamburg, 1995
- [Fle94] I. Fleck, *Nachweis von Elektronen aus der ep-Streuung mit dem Hadron-Elektron-Separator im ZEUS-Experiment*, Interner Bericht DESY F35D-94-09, Hamburg, 1994

- [Fur93] A. Fürtjes, *Kalibration des ZEUS Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters mit Myonen*, Dissertation, Hamburg, 1993
- [Gla91] C. Glasman, U. Karshon, A. Montag, *Beam Test and Monte Carlo Studies for the HES and CAL at ZEUS*, ZEUS-Note 91-128, 1991
- [Her91] L. Hervas, *The pipelined Readout for the ZEUS Calorimeter*, Interner Bericht DESY F35D-91-01, 1991
- [HES91-10] G. Jahnen et al., *The Electrical Performance of a Full Size HES-Ski*, ZEUS-HES Note 91-10, Hamburg, 1991
- [HERA91] Workshop Proceedings, *Physics at HERA*, Band 1, Hamburg, 1991
- [Jah92] G. Jahnen, *Studium der Erzeugung schwerer Quarks mit Hilfe eines Siliziumzählers im ZEUS-Detektor*, Dissertation, Hamburg, 1992
- [Krü92] J. Krüger, *The Uranium Scintillator Calorimeter for the ZEUS Detector at the Electron-Proton Collider HERA*, Habilitationsschrift, Hamburg, 1992
- [Loh86] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner, Stuttgart, 1986
- [Loh90] E. Lohrmann, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Teubner, Stuttgart, 1990
- [Man85] A. Manarin, G. Vismara, *The Delay Wire Chamber (DWC) Description*, CERN LEP/BI-TA/Note 85-3, 1985
- [PDG94] Particle Data Group, *Physical Review D, Part 1, Review of Particle Properties*, Band 50, New York, 1994
- [Ros52] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952
- [Wol94] G. Wolf, *HERA Physics*, DESY-Note 94-022, Hamburg, 1994
- [ZEUS93] ZEUS Collaboration, *The ZEUS Detector*, Statusreport 1993, Hamburg, 1993

Danksagung

Ich möchte diese Arbeit meiner Mutter Renate widmen. Ich bin ihr zu tiefem Dank verpflichtet für alles, was sie mir gezeigt und vorgelebt hat, für ihre Liebe, Pflege, Kraft, für Vertrauen, Mut und Enthusiasmus. Ich danke ihr für die absolute Freiheit, die sie mir in meinen Entscheidungen ließ, und die doch vorhandene, wenn auch unmerkliche Führung auf meinem Weg, der mich zu dem Menschen werden ließ, der ich heute bin.

Ich danke Herrn Prof. E. Lohrmann für die Stellung des Themas dieser Arbeit sowie für seine freundliche, wohlwollende Unterstützung während meiner Zeit am DESY. Außerdem sei ihm für seinen Einsatz gedankt, der es mir ermöglichte, beim Aufbau und bei der Durchführung der Test-Messung dabei zu sein — ich will hier nichts gegen Analyse sagen, aber das Messen macht immer noch am meisten Spaß!

Ich danke Peter Göttlicher für die Betreuung dieser Arbeit, für sein Verständnis, seine Nachsicht und vor allem für die ständige Bereitschaft, alle Fragen eingehend zu beantworten und zu erklären. Auch wenn seine Erziehungsversuche dieser ach-so-frechen-Diplomandin nichts genützt haben, so bin ich hoffentlich nicht seine letzte Diplomandin gewesen!

Ich danke Frank Sander, Carlo Ewerz und Dieter Horstmann für ihre Hilfe beim korrigieren dieser Arbeit, für Tips und Verbesserungsvorschläge. Ein Extra-Dankeschön geht an Frank für das stest prompte Lösen aller meiner TeX-, Unix-, und X11-Probleme, sowohl vor Ort als auch „on-line“!

Darüberhinaus sei Dieter für seine Ausdauer beim nervenverzehrenden Scannen und Verbessern der (hoffentlich nicht zu) zahlreichen Bilder gedankt. Ein besonderer Dank gilt ihm vor allem aber für seine „Seelenpflege“ in der Zeit vor und nach dem Tod meiner Mutter!

Diese Diplomarbeit steht am Schluß eines mehrjährigen Studiums der Physik. Die eigentliche und größte Hürde war dabei nicht das Verfassen dieser Arbeit sondern vor allem die Anfangsphase des Studiums selber. Ich hätte das zeitweise als schier unmenschlich empfundene Studium wahrscheinlich abgebrochen und wäre nie soweit gekommen, mit dem Schreiben einer Diplomarbeit zu beginnen, wenn ich nicht im Laufe des Studiums immer wieder Menschen getroffen hätte, die mit mir die Freuden und Strapazen des Studiums geteilt haben, die mich motivieren konnten, und die mir immer mehr zugetraut haben als ich mir selber. Ich danke ihnen allen für unbeschwerte und fröhliche Zeiten sowie für viele große Schritte gewordene Blicke über den Tellerrand des Physikstudiums hinaus in die unbekannte, aufregende, weder triviale noch lineare Welt.

Namentlich genannt seien hier — ohne Abwertung aller Nicht-Genannten! — Bo Friedrichsen, dem es immer wieder mit wenig Einsatz und verblüffendem Ergebnis gelungen ist, meinen Ehrgeiz anzustacheln. Ebenfalls danke ich Ulrich Rücker für seine tatkräftige und erfolgreiche Hilfe zur Selbsthilfe in den ersten Semestern. Er hat mir einen Zugang zu den mathematischen und physikalischen Konzepten, Begriffen und Ideen geschaffen und mich somit vor vielen Frustrationserlebnissen bewahrt! Ich bedanke mich bei Jessica für jeden Tritt in den Hintern und Management zur richtigen Zeit (für die gute Laune und den ganzen Rest natürlich auch) und bei Frank für alle Höhen und Tiefen, Diskussionen und Auseinandersetzungen, nach-den-Sternen-greifen und doch wieder auf-der-Erde-landen!

