

Interner Bericht  
DESY E35D-96-01  
Januar 1996

# Analyse der mit dem $^{60}\text{Co}$ -Scanner am ZEUS-Kalorimeter gemessenen Signalantworten

von

I. Schatz



**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"**

**Analyse der mit dem  $^{60}\text{Co}$ -Scanner  
am ZEUS-Kalorimeter gemessenen  
Signalantworten**

Diplomarbeit  
I. Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg

vorgelegt von  
Ingo Schatz ✓  
aus Hamburg



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Gegenstand der Untersuchungen und Versuchsbeschreibung</b>	<b>3</b>
2.1	Der ZEUS-Detektor . . . . .	3
2.2	Das ZEUS-Kalorimeter . . . . .	5
2.3	Die $^{60}\text{Co}$ -Methode . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Entstehung der <math>^{60}\text{Co}</math>-Signalantwort</b>	<b>14</b>
3.1	Wechselwirkung von $\gamma$ -Quanten mit Materie . . . . .	14
3.2	Optische Komponenten und Auslekette . . . . .	16
3.3	Energiedeposition in einer Kalorimetersektion . . . . .	17
3.4	Modell der optischen Parameter . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Analysemethoden</b>	<b>23</b>
4.1	Datenformate . . . . .	23
4.1.1	Rohdaten . . . . .	23
4.1.2	Konzentrierte Daten . . . . .	24
4.1.3	Mittelwerte über die Szintillatorpositionen . . . . .	25
4.2	Normierung der Signalantworten . . . . .	26
4.3	Anfang und Ende einer Sektion . . . . .	30
4.4	Vergleich zweier $^{60}\text{Co}$ -Läufe . . . . .	30
4.4.1	Autokorrelation und Verschiebung der x-Achse . . . . .	32
4.4.2	Reproduzierbarkeit . . . . .	36
4.4.3	Optische Parameter . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Auswertung der RCAL-Serienmessungen</b>	<b>41</b>
5.1	Ortsmessung mit und ohne Winkeldekodierer . . . . .	41
5.2	Gesamtsignale der Kalorimetersektionen . . . . .	44
5.3	Größenordnung des Cerenkov-Effekts . . . . .	49

---

<b>6</b>	<b>Messungen am Bleikalorimeter</b>	<b>52</b>
6.1	Kalibrierung . . . . .	53
6.2	Optische Parameter und deren Reproduzierbarkeit . . . . .	55
6.3	Einfluß der Einstellung der Photomultiplier auf die optischen Parameter . . . . .	61
<b>7</b>	<b>Messungen am ZEUS-Kalorimeter</b>	<b>64</b>
7.1	Reproduzierbarkeit der Signalantworten . . . . .	65
7.2	Vergleich der Transmissionen . . . . .	67
<b>8</b>	<b>Monte-Carlo Simulation einer elektromagnetischen Sektion</b>	<b>75</b>
8.1	EGS4 Programmpaket . . . . .	75
8.2	Geometrie . . . . .	77
8.3	Simulation der Änderung am HES-Schacht . . . . .	78
8.4	Vergleich mit realen Daten . . . . .	80
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>84</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>86</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>89</b>

# Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften des $^{60}\text{Co}$ -Präparats . . . . .	12
5.1	Breite des aktiven Bereichs und Anzahl der Ereignisse innerhalb dieses Bereichs . . . . .	42
5.2	Normierte Gesamtsignale Typ 2 . . . . .	48
5.3	Normierte Gesamtsignale Typ 3 . . . . .	48
5.4	Verhältnis des Cerenkovsignals zum Uransignal und zum Mittelwert des $^{60}\text{Co}$ -Signals . . . . .	49
6.1	Reproduzierbarkeit von Wiederholungsmessungen am Bleikalorimeter . . . . .	53
6.2	Geforderte Ausgangssignale bei der Einstellung der Photomultiplier . . . . .	54
6.3	Schwankung der Gesamtsignale G von Typ 3 am Bleikalorimeter. . . . .	55
6.4	Reproduzierbarkeit der optischen Parameter . . . . .	60
6.5	Endliche Reproduzierbarkeit der optischen Parameter hervorgerufen durch Meßfehler in der Ortsposition. . . . .	61
6.6	Mittelwert des Quotienten der Wellenlängenschieberantworten . . . . .	63
7.1	Absenkung von $Q = I_{LR}/I_{LL}$ am Ort des HES-Schachtes . . . . .	69
7.2	Absenkung der Signalantworten am Ort des 3. Szintillators . . . . .	71
7.3	Mittelwert des Quotienten der Signalantworten $\langle Q \rangle$ . . . . .	74
7.4	Verhältnis $\langle Q \rangle_{\text{neu}} / \langle Q \rangle_{\text{alt}}$ . . . . .	74

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Der ZEUS-Detektor im Längsschnitt . . . . .	4
2.2	Ein Modul des Vorwärtskalorimeters . . . . .	6
2.3	Aufbau einer Wellenlängenschieberkassette . . . . .	9
2.4	Aufbau eines Kalorimeterturms und $^{60}\text{Co}$ -Meßmethode . . . . .	11
3.1	Massenabsorptionskoeffizient . . . . .	15
3.2	Position der Seiten- und Rückwandreflektoren der Wellenlängenschieber einer Kalorimetersektion . . . . .	17
3.3	Energiedeposition des $^{60}\text{Co}$ -Präparats in einen Szintillator . . . . .	18
3.4	Mittlere Eindringtiefe in eine elektromagnetische Sektion . . . . .	19
4.1	Signalantwort einer elektromagnetischen Sektion des Rückwärtskalorimeters . . . . .	27
4.2	Self-UNO der Signalantworten aus den Serienmessungen . . . . .	29
4.3	Bestimmung des aktiven Bereichs einer Signalantwort . . . . .	31
4.4	Auswirkung einer Verschiebung der x-Achse auf das Streudiagramm . . . . .	34
4.5	Ein Beispiel für ausgewählte Bereiche bei verschiedenen Parametern . . . . .	35
4.6	Veranschaulichung des Standardschätzfehlers . . . . .	37
5.1	Breite des aktiven Bereichs der ersten elektromagnetischen Sektionen . . . . .	43
5.2	Anzahl der Ereignisse im aktiven Bereich einer Signalantwort . . . . .	43
5.3	Gesamtssignale Typ 2 der Serienmessungen . . . . .	46
5.4	Normierte Gesamtssignale Typ 3 . . . . .	47
5.5	Anteil des Cerenkovsignals . . . . .	50
6.1	Position der Bohrungen am Bleikalorimeter . . . . .	54
6.2	Kompletter Satz von 4 Signalantworten der hadronischen Sektion . . . . .	56



---

6.3	Transmission der hadronischen Sektion . . . . .	56
6.4	Kompletter Satz von 4 Signalantworten . . . . .	58
6.5	Quotient der Wellenlängenschieberantworten der zweiten elektromagnetischen Sektion . . . . .	58
6.6	Transmission der zweiten elektromagnetischen Sektion . . . . .	59
6.7	Quotient der Szintillatorantworten der zweiten elektromagnetischen Sektion . . . . .	59
7.1	Lage der Türme und Position des Aluminiumflügels . . . . .	65
7.2	Reproduzierbarkeiten der hadronischen Sektionen . . . . .	66
7.3	Reproduzierbarkeiten der elektromagnetischen Sektionen . . . . .	68
7.4	Vergleich zweier Signalantworten . . . . .	70
7.5	Vergleich des Quotienten $Q = I_{LR}(x)/I_{LL}(x)$ . . . . .	70
7.6	Gesamtsignale der hadronischen Sektionen . . . . .	72
8.1	Geometrie der Kalorimetersektion . . . . .	77
8.2	Monte-Carlo Simulation einer elektromagnetischen Sektion . . . . .	79
8.3	Differenz der Intensitäten beider Simulationen . . . . .	79
8.4	Übereinstimmung mit den Messungen am Rückwärtskalorimeter . . . . .	81
8.5	Vergleich von Signalantworten mit der Monte-Carlo Simulation . . . . .	82



# Kapitel 1

## Einleitung

Am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg befindet sich die Hadronen Elektronen Ringanlage (HERA). In dieser werden Elektronen auf  $30\text{ GeV}$  und Protonen auf  $820\text{ GeV}$  beschleunigt und an zur Zeit zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Bei der Kollision entstehen neue Teilchen, aus deren Eigenschaften (Ruhmasse, Energie, Impuls usw. ) man Rückschlüsse auf die Art der Wechselwirkungen zu finden hofft, die zu ihrem Entstehen geführt haben. Die Ergebnisse dieser Experimente sollen insbesondere dazu dienen, das Proton mit Hilfe einer Strukturfunktion zu beschreiben.

An den Orten der Kollisionen befinden sich die Experimente H1 und ZEUS. Der Gegenstand der Untersuchungen war eine Komponente des ZEUS-Detektors, das Kalorimeter. Es umhüllt den Wechselwirkungspunkt nahezu vollständig, und dient zur Messung der Energien der durch die ep-Kollision entstandenen Teilchen. Mit dem Kalorimeter wird eine Energieauflösung von 1 % erreicht. Es wurde in der sog. *Sandwich*-Bauweise hergestellt. Dabei wird eine abwechselnde Lage aus optisch aktivem Material (Szintillatoren) und Absorbermaterial (Uran) erzeugt. Dies erfordert eine gleichbleibend hohe Qualität sowohl des mechanischen Aufbaus als auch der optischen Komponenten.

Zur Qualitätskontrolle beim Bau des Kalorimeters und Überwachung der zeitlichen Stabilität seiner Komponenten während des Meßbetriebs wurden von der ZEUS-Kollaboration mehrere Monitorsysteme entwickelt. Dazu gehören:

- Kalibration der Elektronik mit Testpulsen direkt hinter dem Photomultiplier
- Laser-Kalibration zum Testen der Verstärkung und Linearität
- Kalibrierung mit Hilfe der Radioaktivität des Urans für die relative Eichung der Kalorimetertürme und Überprüfung der Stabilität der Kalorimeterantwort
- $^{60}\text{Co}$ -Methode

Bei der  $^{60}\text{Co}$ -Methode wird ein punktförmiges radioaktives  $^{60}\text{Co}$ -Präparat entlang der Szintillator/Uranlagen des ZEUS-Kalorimeters bewegt. Mit dem optischen Auslesesystem des Kalorimeters lassen sich so Signale registrieren, die von

der Ortsposition des Präparats abhängen. Die  $^{60}\text{Co}$ -Messungen erlauben eine Qualitätskontrolle und eine Langzeitüberwachung der optischen Komponenten des Kalorimeters. Aus dem Vergleich mit früheren Messungen ist es möglich, eventuell aufgetretene Störungen zu lokalisieren.

Das Ziel dieser Diplomarbeit war eine Verfeinerung der Analysemethoden, um die  $^{60}\text{Co}$ -Methode über die Serienmessungen [KRE92] hinaus, als ein Instrument der Qualitätskontrolle nutzen zu können und Erkenntnisse über den Einfluß von Qualitätsabweichungen auf die zu erwartenden Ergebnisse des Experiments zu gewinnen.

# Kapitel 2

## Gegenstand der Untersuchungen und Versuchsbeschreibung

### 2.1 Der ZEUS-Detektor

Der ZEUS-Detektor hat die Aufgabe, die Ereignisse bei einer ep-Wechselwirkung zu rekonstruieren. Er wurde für eine möglichst große hadronische Energieauflösung optimiert, damit können die inelastischen Reaktionen über geladene Ströme ( $ep \rightarrow \nu X$ ), bei denen im Endzustand neben einem entweichenden Neutrino nur Hadronen beobachtbar sind, besonders genau untersucht werden. In Abbildung 2.1 ist der ZEUS-Detektor mit seinen Komponenten im Längsschnitt dargestellt. Es folgt eine Auflistung der wichtigsten Bestandteile des ZEUS-Detektors, wobei vom Wechselwirkungspunkt nach außen vorgegangen wird:

#### 1. Spurdetektoren:

- (a) Vertexdetektor (**VXD**) zur genauen Ortsbestimmung des Kollisionspunktes und zur Identifikation kurzlebiger Teilchen
- (b) zentrale Driftkammer (**CTD**), Vorwärts- (**FTD**) und Rückwärts-  
spurkammer (**RTD**) zur Impulsmessung von geladenen Reaktionsprodukten
- (c) Übergangsstrahlungsdetektor (**TRD**) zur Identifikation geladener Teilchen

Alle Spurdetektoren befinden sich im Feld einer supraleitenden Magnetspule, die diese umgibt und ein Magnetfeld von 1.8 *Tesla* erzeugt.

#### 2. hochauflösende Kalorimeter:

- (a) Vorwärtskalorimeter (**FCAL**) in Protonenrichtung

Overview of the ZEUS Detector  
(longitudinal cut)

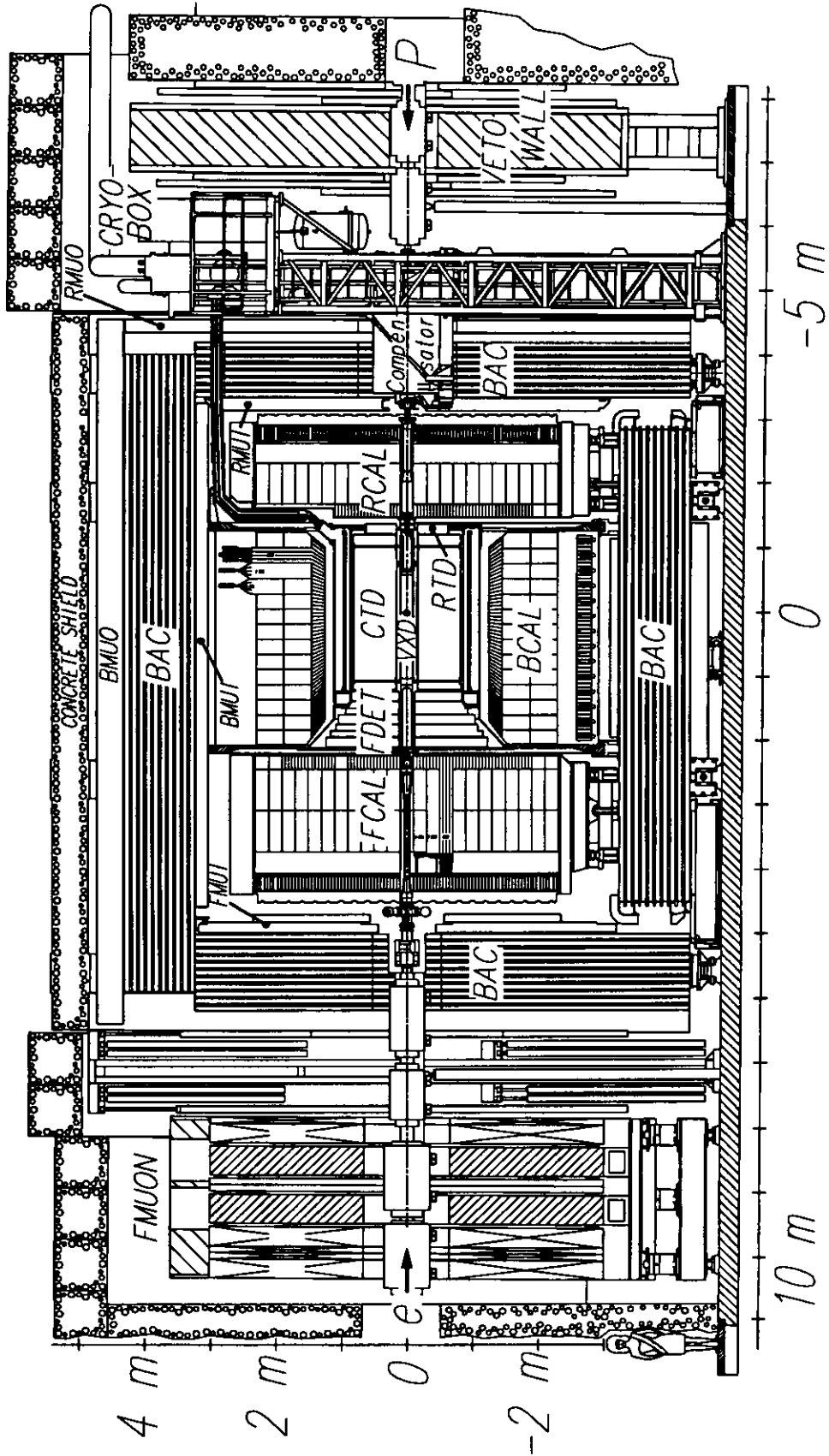


Abbildung 2.1: Der ZEUS-Detektor im Längsschnitt

- (b) Rückwärtskalorimeter (RCAL) in Elektronenrichtung
- (c) Das Barrelkalorimeter (BCAL) ist zylinderförmig um den Wechselwirkungspunkt positioniert.

Diese Kalorimeter haben die Aufgabe, die gesamte Energie der vom Wechselwirkungspunkt kommenden primären Schauerteilchen zu bestimmen. Der Raumwinkel wird in Vorwärtsrichtung zu 99.8% und in Rückwärtsrichtung zu 98.5% abgedeckt.

### 3. Backingkalorimeter (BAC):

Im Backingkalorimeter wird derjenige Teil eines hadronischen Schauers aufgefangen, der das hochauflösende Kalorimeter wieder verlassen hat, um so eine Verschlechterung der Energieauflösung zu verhindern. Es besteht aus einem Eisenjoch, das mit Proportionaldrahtkammern bestückt ist. Das Eisenjoch hat die Aufgabe, den magnetischen Fluß der supraleitenden Spule wieder zurückzuleiten.

### 4. Myonendetektoren:

Die Detektoren sind innen (FMUI, RMUI, BMUI) und außen (FMUO, RMUO, BMUO) um das Eisenjoch plaziert. Es sind Driftkammern, die zur Impulsbestimmung von Myonen dienen.

Da sich das Schwerpunktsystem bei der Kollision von 820 GeV Protonen und 30 GeV Elektronen in Protonenrichtung bewegt, ist der Detektor in dieser Richtung stärker instrumentiert. Die Protonenrichtung ist als Vorwärtsrichtung definiert. Das Koordinatensystem des ZEUS-Detektors besitzt den geometrischen Wechselwirkungspunkt als Ursprung. Die positive  $z$ -Achse zeigt in Vorwärtsrichtung, liegt parallel zum Strahlrohr und definiert die *longitudinale* Richtung. Die *vertikale*  $y$ -Achse zeigt nach oben, und die *horizontale*  $x$ -Achse zeigt nach Norden, zum Mittelpunkt des HERA-Rings.<sup>1</sup>

## 2.2 Das ZEUS-Kalorimeter

Das ZEUS-Kalorimeter ist ein *Stichprobenkalorimeter*. Ein Stichprobenkalorimeter bremst die einlaufenden primären Teilchen vollständig ab, wobei ein Teil der gesamten Teilchenenergie in ein meßbares Signal umgewandelt wird. Dieser von der Teilchenart abhängige Anteil wird als *sampling fraction*<sup>2</sup> bezeichnet. In der Sandwich-Bauweise wechseln sich Schichten von Absorbern mit Schichten von Auslesemitteln ab. Durch Segmentierung der Auslesemitteln kann man zusätzliche Information über Ort und Richtung der Energiedeposition des einlaufenden Teilchens erhalten.

<sup>1</sup>Der ZEUS-Detektor befindet sich am südlichen Teil des HERA-Rings.

<sup>2</sup>Man nimmt ein fiktives minimal ionisierendes Teilchen [MIP] als Bezugsgröße. Die *sampling fraction* für Elektronen schreibt man als  $e/[MIP]$ , für Hadronen  $h/[MIP]$ .

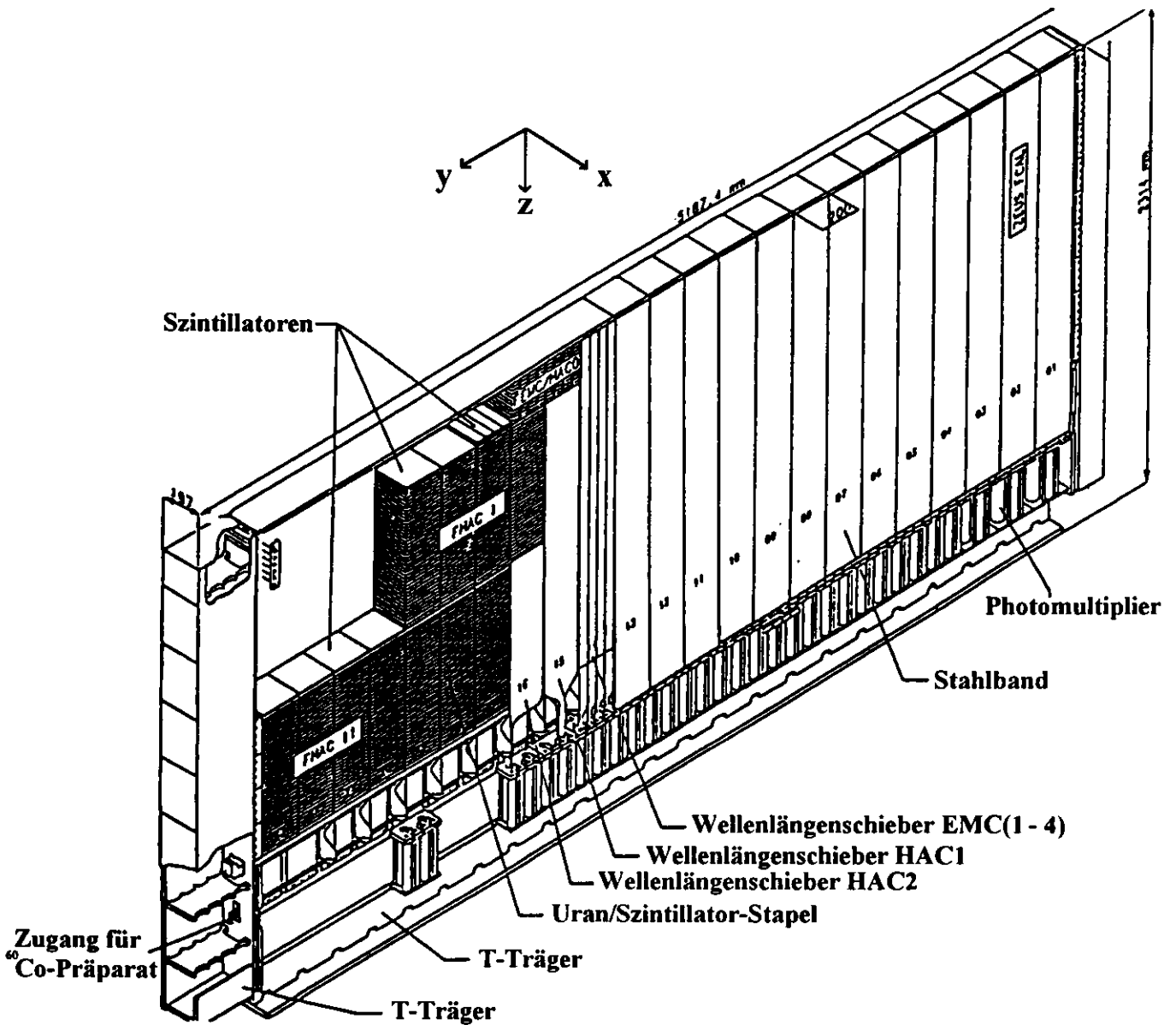


Abbildung 2.2: Ein Modul des Vorwärtskalorimeters, liegend dargestellt.



Beim ZEUS-Kalorimeter ist  $h/[MIP] \approx 6\%$ , d.h., daß das verwendete Absorbermaterial eine wesentlich größere Masse als die Auslesematerialien hat. Als Absorbermaterial wird abgereichertes Uran  $^{238}\text{U}$  verwendet, ein Material mit einem großen Wirkungsquerschnitt und einer großen Massendichte [ZEU93]. Als Auslesematerial dient der organische Plastikszintillator SCSN-38, der sich durch ein schnelles Ansprechen und eine kurze Abklingzeit in der Größenordnung von Nanosekunden auszeichnet. Ein Signal ist meßbar, falls Szintillatormaterial ionisiert wird.

Ein einfallendes Teilchen tritt zunächst mit dem Absorbermaterial in Wechselwirkung, die dabei entstehenden Sekundärteilchen erzeugen ihrerseits nach einer gewissen Wegstrecke neue Teilchen, so daß im Kalorimeter ein Schauer von Sekundärteilchen entsteht. Je nach Art des primären Teilchens entstehen im Kalorimeter elektromagnetische oder hadronische Schauer.

Beim **elektromagnetischen Schauer** erzeugt ein primäres Elektron durch Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial Bremsstrahlung. Die  $\gamma$ -Quanten der Bremsstrahlung erzeugen durch Paarerzeugung Sekundärelektronen und Positronen, die ihrerseits Bremsstrahlung erzeugen usw. Bei hohen Energien verlieren Elektronen ihre Energie vorwiegend durch Bremsstrahlung, bei niedrigen Energien durch Ionisation. Diejenige Energie, bei der Verluste durch Bremsstrahlung und durch Ionisation gleich ist, wird *kritische Energie*  $E_c$  genannt. Die longitudinale Entwicklung des Schauers für Energien oberhalb  $E_c$  wird durch die *Strahlungslänge*  $X_0$  beschrieben. Der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung für Elektronen ist dabei  $dE/dz = -E/X_0$ . Als Faustformel gilt, daß sich die Anzahl  $N$  der Schauerteilchen (Photonen, Elektronen und Positronen) nach Durchquerung einer Schichtdicke  $X_0$  verdoppelt.<sup>3</sup> Aus der kritischen Energie läßt sich der Ort des Schauermaximums  $t_{max}$  bestimmen, wobei der Parameter  $t$  der longitudinale Abstand vom Beginn des Kalorimeters  $z_0$  gemessen in Einheiten der Strahlungslänge ist. Am Ort  $t_{max}$  ist die Anzahl der Schauerteilchen am größten, und alle Teilchen haben im Mittel die Energie  $E_c$ .<sup>4</sup>

$$t = (z - z_0)/X_0, \quad (2.1)$$

$$t_{max} \propto \ln(E_0/E_c), \quad (2.2)$$

$$N_{max} \propto 2^{t_{max}} = E_0/E_c. \quad (2.3)$$

Die wichtigsten Eigenschaften elektromagnetischer Schauer in einem Stichprobenkalorimeter sind:

- Der Ort des Schauermaximums  $t_{max}$  hängt logarithmisch von  $E_0$  ab.
- Die Anzahl der Sekundärteilchen im Schauermaximum ist proportional zur Primärenergie  $E_0$ .
- Der Schauer gibt seine Energie an das Kalorimetermaterial fast ausschließlich durch Ionisation ab.

<sup>3</sup>Siehe [PER87, Kap. 2.5 Seite 57ff].

<sup>4</sup>Die effektive kritische Energie beträgt für das gesamte Kalorimeter etwa 10 MeV.

- Das meßbare Signal ist proportional zur Primärenergie  $E_0$ .

Beim **hadronischen Schauer** erzeugt das primäre Hadron durch inelastische Wechselwirkungen mit den Kernen des Absorbermaterials einen Schauer von Sekundärhadronen. Dieser Schauer bricht erst ab, wenn die Schauerteilchen so kleine Energien haben, daß sie vollständig abgebremst oder absorbiert werden. Die longitudinale Entwicklung wird durch die *nukleare Absorptionslänge*  $\lambda$  beschrieben. Diese ist wesentlich größer als die Strahlungslänge  $X_0$ , deshalb sind hadronische Kalorimeter massiver gebaut als elektromagnetische Kalorimeter. Wird der hadronische Schauer vollständig im Kalorimeter absorbiert, so ist die registrierte sichtbare Energie proportional zur Primärenergie des Hadrons. Der hadronische Schauer gibt nur 2/3 seiner Energie durch Ionisation des Kalorimetermaterials ab, der Rest geht durch inelastische Kernreaktionen verloren. Damit ist die *sampling fraction* für Hadronen  $h/[MIP]$  im allgemeinen kleiner, als  $e/[MIP]$  für Elektronen. Durch den Zerfall der beim hadronischen Schauer entstehenden  $\pi^0$ -Mesonen in zwei  $\gamma$ -Quanten, entstehen zusätzlich elektromagnetische Sub-Schauer. Da die Anzahl der induzierten Sub-Schauer starken statistischen Schwankungen unterliegt, wird die Energieauflösung für Hadronen durch diesen Umstand nur dann nicht verschlechtert, falls  $e/h = 1$  gilt, d.h. die *sampling fraction* für Hadronen und Elektronen gleich groß ist, das Kalorimeter ist dann *kompensierend*.

Die Kompensation wurde beim ZEUS-Kalorimeter durch ein geeignetes Tiefenverhältnis der Uranplatten zu den Szintillatoren erreicht. Zur Vereinfachung von Berechnungen beträgt die Tiefe der Uranplatten genau eine Strahlungslänge  $X_0$  (3.3 mm), die Tiefe der Szintillatoren beträgt  $0.006 X_0$  (2.6 mm). Mit diesem Aufbau werden folgende Energieauflösungen<sup>5</sup> erreicht:

$$\sigma(E)/E = 0.18/\sqrt{E} \oplus 1\% \quad (\text{für Elektronen}), \quad (2.4)$$

$$\sigma(E)/E = 0.35/\sqrt{E} \oplus 2\% \quad (\text{für Hadronen}). \quad (2.5)$$

Die  $^{60}\text{Co}$ -Messungen beschäftigen sich mit dem Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter (FCAL/RCAL).<sup>6</sup> Longitudinal sind beide Kalorimeter in das *elektromagnetische* (EMC) und das *hadronische* Kalorimeter (HAC) unterteilt.<sup>7</sup> Die effektive Tiefe des EMC beträgt  $26 X_0$  ( $1 \lambda$ ), die des HAC  $6.2 \lambda$  (FCAL) bzw.  $3.1 \lambda$  (RCAL). Im EMC wird die Energie von Elektronen und  $\gamma$ -Quanten nahezu vollständig absorbiert. Horizontal ist das FCAL und das RCAL aus jeweils 24 *Modulen* aufgebaut, die mit ihren Bestandteilen eine mechanische Einheit bilden (Abbildung 2.2).

Jedes Modul setzt sich aus vertikal angeordneten *Türmen* zusammen, die eine Querschnittsfläche von  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  besitzen. Wegen der Trennung von EMC und HAC und um die Ortsauflösung zu erhöhen, sind die Türme in *Sektionen* segmentiert. Jede Sektion besteht aus einem Satz von Szintillator/Uran-Lagen, deren Signale seitlich von zwei gegenüberliegenden *Wellenlängenschiebern* ausgelesen wird, die dieser Sektion zugeordnet sind.

<sup>5</sup>Das Zeichen  $\oplus$  steht für eine quadratische Addition.

<sup>6</sup>für Forward CALorimeter und Rear CALorimeter

<sup>7</sup>für ElectroMagnetic Calorimeter und HADronic Calorimeter

Ein Wellenlängenschieber hat die Aufgabe, das von den Szintillatoren einer Sektion erzeugte Licht zu absorbieren, dieses in einer größeren Wellenlänge, damit auch größerer Abschwächlänge, zu reemittieren und zu der Ausleseinheit, dem *Photomultiplier*, weiterzuleiten. In Abbildung 2.3 ist eine Wellenlängenschieberkassette dargestellt. In dieser sind alle Wellenlängenschieber einer Ausleseseite zusammengefaßt. Man erkennt dort weiterhin die longitudinale und vertikale Segmentierung in einzelne Sektionen.

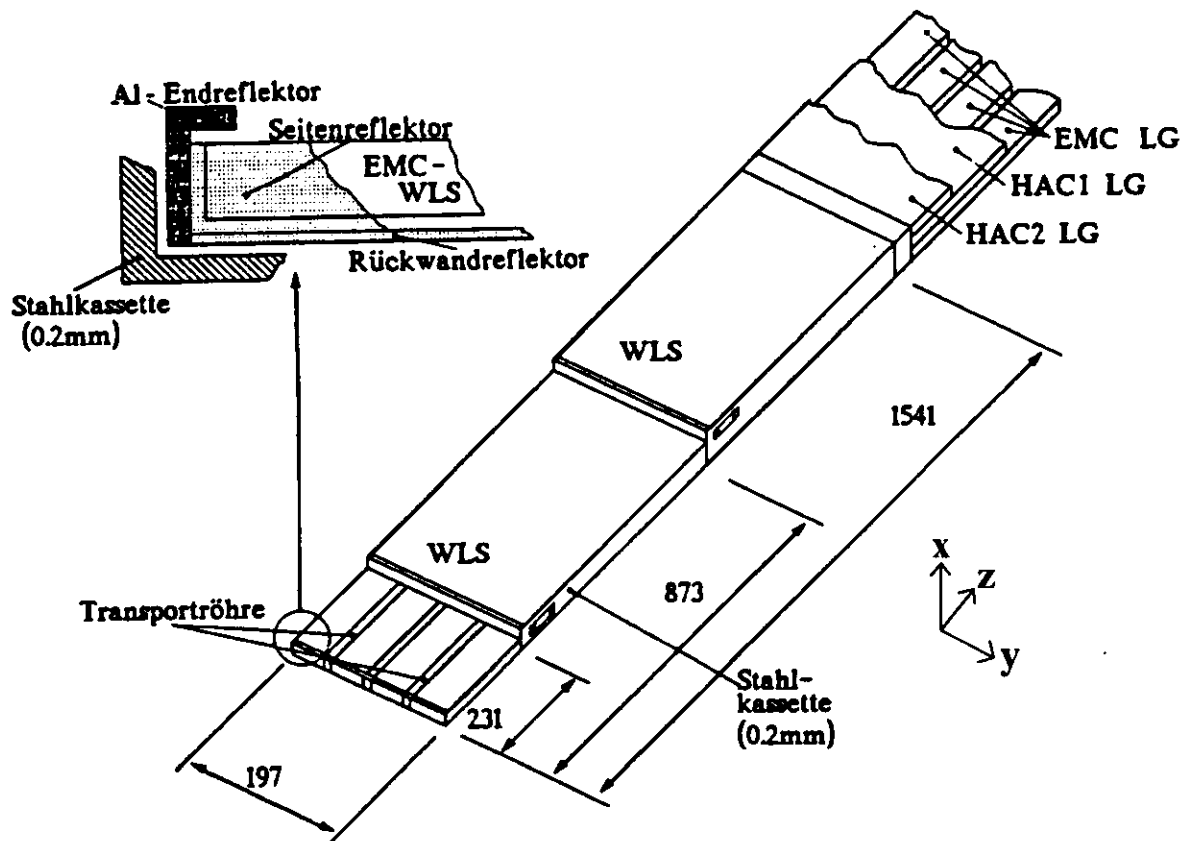


Abbildung 2.3: Aufbau einer Wellenlängenschieberkassette des Vorwärtskalorimeters

FCAL-Türme besitzen zwei hadronische Sektionen (FHAC1, FHAC2) und vier elektromagnetische Sektionen (FEMC1—FEMC4) mit einer Fläche von  $5 \times 20 \text{ cm}^2$ , RCAL-Türme eine hadronische Sektion (RHAC) und zwei elektromagnetische Sektionen (REMC1, REMC2) mit einer Fläche von  $10 \times 20 \text{ cm}^2$ . Damit sind einem FCAL-Turm zwölf und einem RCAL-Turm sechs Photomultiplier zugeordnet. Die Unterteilung erfolgte dabei für die elektromagnetischen Sektionen in vertikaler Richtung, für die hadronischen in longitudinaler Richtung. Die Segmentierung führt zu einer Anzahl vom 7612 Photomultipliern für alle EMC-Sektionen und 5228 für alle HAC-Sektionen [KLA88]. Eine hadronische HAC-Sektion besteht im allgemeinen aus 80 Szintillator/Uran-Lagen, eine elektromagnetische EMC-Sektion aus 26 Lagen.

Die Szintillator/Uran-Lagen sind nach dem vierten und für das FCAL auch nach dem siebten Szintillator durch 15 mm tiefe Freiräume unterbrochen. Sie dienen der Aufnahme von *Hadron-Elektron-Separatoren (HES)* [ZEU93].

Ein Szintillator hat die Form einer Plastikscheibe, mit der Querschnittsfläche der jeweiligen Sektion. Die Uranplatten wurden in eine Stahlumhüllung eingefast und laufen die gesamte Höhe eines Moduls durch. Jeder Turm wird durch ein 0.2 mm dickes Stahlband unter Druck zusammengepreßt. Damit die Uranplatten nicht auf die Szintillatoren gepreßt werden, sind zwischen diesen durchgängigen Platten Abstandshalter angebracht, die ein freies Bewegen der Szintillatoren ermöglichen. Das im Kalorimeter verwendete Uran erzeugt durch seine natürliche Radioaktivität mit einer Halbwertszeit von  $4.5 \cdot 10^9$  Jahren ein zeitlich konstantes, homogenes und isotropes Strahlungsfeld, das in den Szintillatoren ein *UNO-Signal*<sup>8</sup> produziert. Das UNO-Signal wird zur Interkalibration der einzelnen Kalorimetersektionen verwendet.

### 2.3 Die <sup>60</sup>Co-Methode

Ein punktförmiges <sup>60</sup>Co-Präparat wird in longitudinaler Richtung von der Seite entlang der abwechselnden Uran/Szintillatorlagen eines Kalorimeterturms gefahren, diesen Vorgang bezeichnen wir im folgenden als *<sup>60</sup>Co-Lauf*. Auf seinem Weg regt das Präparat die benachbarten Szintillatoren einer Sektion zur Lichtemission an. Die Aktivität des Präparats wurde so gewählt, daß das von ihm produzierte Signal von der Größenordnung des UNO-Signals ist. Bei dieser Aktivität verursacht das <sup>60</sup>Co-Präparat keine Strahlenschäden in den optischen Komponenten des Kalorimeters.

Das Resultat ist ein von der Ortsposition des <sup>60</sup>Co-Präparates abhängiges Signal an den zu dieser Sektion gehörenden Photomultipliern, die sogenannte *Signalantwort* (Abbildung 2.4). Die Seite des Kalorimeterturms, auf der sich das <sup>60</sup>Co-Präparat befindet, wird *Bestrahlungsseite* genannt. Da jeder Kalorimetersektion zwei gegenüberliegenden Wellenlängenschieber zugeordnet sind, die von jeweils einem Photomultiplier ausgelesen werden, ergeben sich für jeden Lauf auf einer Bestrahlungsseite zwei Signalantworten von gegenüberliegenden *Ausleseseiten*.

Infolge der lokalen Anregung der Szintillatoren und der Ortsabhängigkeit eignet sich die <sup>60</sup>Co-Methode besonders zur Überprüfung der longitudinalen Homogenität der optischen Komponenten einer Kalorimetersektion. Durch die Vermessung aller zu diesem Zeitpunkt noch nicht eingebauten 48 Module des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters,<sup>9</sup> ließ sich eine Qualitätskontrolle durchführen, mit der Einbaufehler lokalisiert und behoben werden konnten. Mit Hilfe von Wiederholungsmessungen werden sich während des HERA-Betriebes eventuell auftretende Strahlen- und Alterungsschäden nachweisen lassen. Außerdem kann die

<sup>8</sup>für Uranium NOise

<sup>9</sup>Gemeint sind die Serienmessungen mit dem Außenabtaster im Frühjahr 1991, siehe [MEY91], [GLO91] und [KRE92].

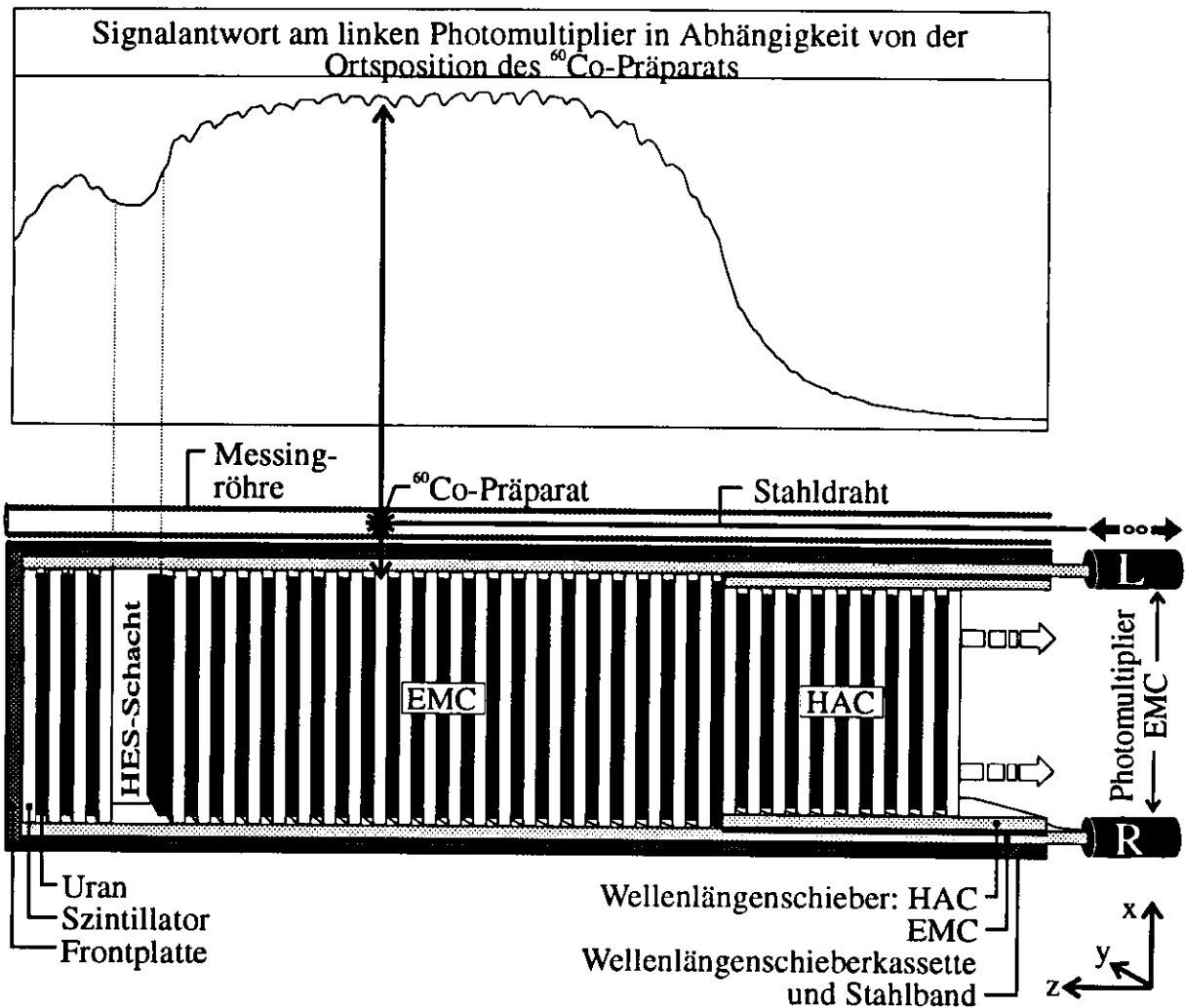


Abbildung 2.4: Schematische Sicht von oben auf einen Turm des Rückwärtskalorimeters und  $^{60}\text{Co}$ -Meßmethode. Die Größenverhältnisse der Szintillatoren und Uranplatten sind in longitudinaler Richtung maßstabgetreu. Der obere Teil des Bildes zeigt die resultierende Signalantwort am Photomultiplier der Bestrahlungsseite anhand einer realen  $^{60}\text{Co}$ -Messung, wobei von dieser Signalantwort das Uransignal (UNO) abgezogen wurde. Jedem Szintillator ist ein lokales Maximum in der Antwortfunktion zuzuordnen.

Zerfallsreihe	${}^{60}\text{Co} \xrightarrow{\beta^-} {}^{60}\text{Ni}^{**} \xrightarrow{\gamma_1} {}^{60}\text{Ni}^* \xrightarrow{\gamma_2} {}^{60}\text{Ni}$
Halbwertszeit	5.2 a
Emittierte Teilchen	$\beta^- : 0.314 \text{ MeV}$ $\gamma_1 : 1.173 \text{ MeV}$ $\gamma_2 : 1.332 \text{ MeV}$
Aktivität	1–2 mCi
Höhe $\times$ Länge $\times$ Tiefe	$(0.8 \times 0.8 \times 0.8) \text{ mm}^3$

Tabelle 2.1: Eigenschaften des  ${}^{60}\text{Co}$ -Präparats. Die emittierten Elektronen verlassen das gekapselte Präparat nicht.

über die Ortsposition integrierte Signalantwort als Referenzsignal für die Feinabstimmung der Kalorimereiche dienen. Da die Abtastung parallel zu den Wellenlängenschiebern verläuft, ist es möglich, deren nominale Abschwächlänge zu bestimmen. Weiterhin gibt die  ${}^{60}\text{Co}$ -Methode die Möglichkeit, Aussagen über das Transmissionsverhalten einzelner Szintillatoren zu machen. Der Abstand zwischen Präparat und Szintillatoren ist während der Messungen kleiner als 1 cm, was eine lokale Anregung der Kalorimetersektion ermöglicht.

Das verwendete Präparat hat einen Durchmesser von 0.8 mm und befindet sich am Ende eines verschlossenen Stahltubus, den ein langer Federstahldraht auffüllt. Aus Sicherheitsgründen wurde dieser Aufbau nach 10 cm gekappt und erneut in einen 3 m langen Stahltubus eingesetzt, der wiederum mit einem Federstahldraht aufgefüllt wurde. Der Federstahldraht ist am anderen Ende des äußeren Stahltubus mit diesem verlötet. So bilden diese beiden Komponenten eine mechanische Einheit. Der Draht bzw. Tubus bewegt sich während der Messungen innerhalb einer Transportröhre aus Messing. Speziell zur Durchführung von  ${}^{60}\text{Co}$ -Messungen sind in allen beim ZEUS-Kalorimeter verwendeten Wellenlängenschieberkassetten Messingröhren fest integriert.<sup>10</sup> Diese Messingröhren werden für die sog. *Innenabtastung* verwendet, während die *Außenabtastung* Messingröhren benutzt, die sich auf einem speziell angefertigten Aluminiumflügel befinden. Dieser Flügel wird während der Außenabtastermessungen seitlich von außen an den Kalorimeterturm gepreßt.

Der Vorschub des Drahtes geschieht mit Hilfe von Andruckrollen aus Polyurethan, die ein Schrittmotor antreibt. Eines der Räder ist mit einem Winkeldekodierer verbunden, der eine relative Ortsbestimmung ermöglicht. Die Betriebshochspannung (HV) der Photomultiplier regelt eine CAMAC-Kontrolleinheit. Der Ausgangsstrom an den Photomultipliern wird über 24 ms integriert, die anschließende Digitalisierung der daraus resultierenden Ausgangsspannungen übernehmen 12 bit MUX-ADC. Für den Spannungsbereich von  $\pm 5 \text{ V}$  stehen damit 4096 Kanäle zur Verfügung, das macht pro Kanal 2.4 mV. Die Signalhöhe der unnormierten Signalantwort stellt sich deshalb in der Einheit *Millivolt* dar. Datennahme und Speicherung übernimmt ein OS9-Rechner. Die Spann-

<sup>10</sup>Siehe Abbildung 2.3.

gen an den Photomultiplier und die Anzahl der Schritte des Winkeldekodierers werden vom OS9-Rechner in zwei getrennten Datensätzen im ZEBRA-Format gespeichert. Die Auslesezeit für alle ADC beträgt insgesamt 60—90 ms, damit besteht eine Signalantwort aus ca. 3 Datenpunkten pro Millimeterintervall bei einer mittleren Geschwindigkeit des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats von 4.4 mm/s während der Datennahme.

Zur Simulation von Störungen im mechanischen Aufbau und der Durchführung von Testmessungen zur Erprobung neuer Meßmethoden steht ein Bleikalorimeter zur Verfügung [BÖH93]. Dieses Stichprobenkalorimeter hat die Struktur eines Turms des ZEUS-Vorwärtskalorimeters, wobei Blei statt Uran als Absorbermaterial eingesetzt wurde.<sup>11</sup>

---

<sup>11</sup>Siehe Kapitel 6.

## Kapitel 3

# Entstehung der $^{60}\text{Co}$ -Signalantwort

### 3.1 Wechselwirkung von $\gamma$ -Quanten mit Materie

Während die vom  $^{60}\text{Co}$ -Präparat emittierten Elektronen die Metallkapsel, in der sich das Präparat befindet, nicht verlassen können, durchdringen die emittierten  $\gamma$ -Quanten ( $\gamma_1 = 1.173 \text{ MeV}$ ,  $\gamma_2 = 1.332 \text{ MeV}$ ) die Kapsel nahezu ungehindert. Ein Teil von ihnen wird das Wellenlängenschiebermaterial durchdringen, vom Rand her in die benachbarten Szintillatoren eindringen und diese zur Emission von Licht anregen. Der Absorptionskoeffizient  $\mu$  beschreibt den Intensitätsverlauf  $I(x) = I_0 \exp(-\mu x)$  der  $\gamma$ -Strahlung beim Durchqueren einer homogenen Materieschicht  $x$  mit einer Anfangsintensität  $I_0$ . Er hängt sowohl vom durchquerten Material als auch von der Energie der  $\gamma$ -Quanten  $E_\gamma$  ab. Die Beiträge für den Absorptionskoeffizienten kommen vom Photoeffekt  $\mu_{\text{Photo}}$ , vom Comptoneffekt  $\mu_{\text{Compt}}$  und von der Paarbildung  $\mu_{\text{Paar}}$ :<sup>1</sup>

$$\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compt}} + \mu_{\text{Paar}} = N_V \cdot \sigma_a, \quad (3.1)$$

$$\mu_{\text{Photo}} \propto N_V \cdot Z^5 \cdot (E_\gamma)^{-3}, \quad (3.2)$$

$$\mu_{\text{Compt}} \propto N_V \cdot Z \cdot (E_\gamma)^{-1}, \quad (3.3)$$

$$\mu_{\text{Paar}} \propto N_V \cdot Z^2 \cdot E_\gamma \quad (\text{Für } E_\gamma > 1.02 \text{ MeV} = 2 m_e), \quad (3.4)$$

mit:  $N_V$  = Atomkonzentration,  
 $\sigma_a$  = effektiver Absorptionsquerschnitt,  
 $Z$  = Kernladungszahl.

Für die  $\gamma$ -Energien des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats überwiegt in den leichten Medien SCSN-38 der Szintillatoren und PMMA der Wellenlängenschieber der Comptoneffekt (Abbildung 3.1). Für diese organischen Verbindungen ist  $Z \approx 6$ . Bei der Compton-Streuung von  $\gamma$ -Quanten an freien ruhenden Elektronen handelt es

<sup>1</sup>Siehe [MUS88, Kap. 4.3 Seite 122ff].



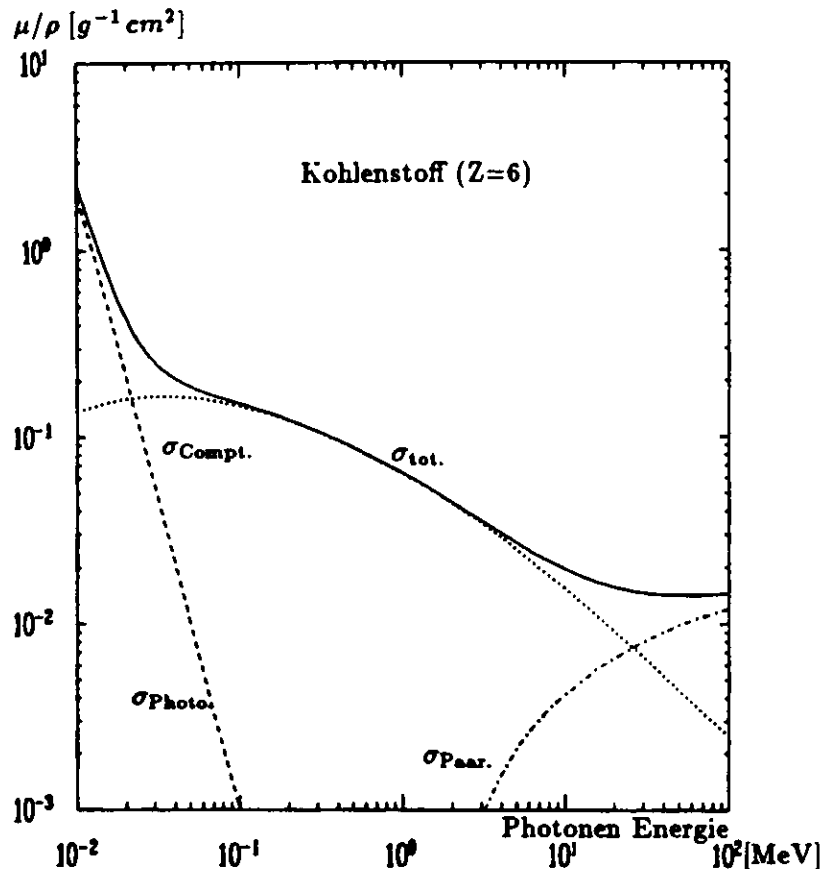


Abbildung 3.1: Massenabsorptionskoeffizient  $\mu/\rho$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$ .

sich um Streuprozesse, bei denen  $\gamma$ -Quanten und Elektronen ihren Impuls und ihre Energie ändern. Für eine Energie  $E_\gamma$ , die wesentlich größer als die Bindungsenergie eines Elektrons im Atom ist, kann dieses Elektron als frei und ruhend bezüglich des  $\gamma$ -Quants angesehen werden. Die kinetische Energie  $T_e$  der Comptonelektronen hängt ab von  $E_\gamma$  und vom Streuwinkel  $\theta$  des Photons:<sup>1</sup>

$$T_e = E_\gamma \frac{\epsilon \cdot (1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon \cdot (1 - \cos \theta)}, \quad (3.5)$$

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e} \approx 2.5 \quad (\text{für } \gamma\text{-Quanten aus } {}^{60}\text{Co}),$$

$$m_e = 511 \text{ keV} \quad (\text{Ruhenergie des Elektrons}),$$

$$\Rightarrow T_{e,\text{max}} = 1.0 \text{ MeV} \quad (\text{Rückstreuung: } \theta = 180^\circ).$$

Die maximale kinetische Energie der Comptonelektronen  $T_{e,\text{max}}$  reicht aus, um im Wellenlängenschieber (Brechungsindex  $n = 1.5$ ) der Bestrahlungsseite Cerenkovlicht zu erzeugen. Die kinetische Cerenkov-Schwellenenergie  $T_{Ce,\text{min}}$

errechnet sich zu  $T_{C\epsilon, \min} = 0.17 \text{ MeV}$ , sie liegt deutlich unterhalb von  $T_{e, \max}$ .<sup>2</sup> Das Cerenkovlicht erzeugt während eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs ein kleines zusätzliches, näherungsweise ortsunabhängiges Signal im Photomultiplier der Bestrahlungsseite.

## 3.2 Optische Komponenten und Auslekette

Das im ZEUS-Kalorimeter verwendete Szintillatormaterial SCSN-38 besteht aus einer Polystrolmatrix, die mit den beiden Fluorezenzfarbstoffen Butyl-PBD (1 %) und BDB (0.02 %) dotiert ist. Durch den Einfluß von ionisierender Strahlung gerät die Matrix in einen angeregten Zustand, der sich durch Emission von UV-Licht wieder abregt. Dieses UV-Licht wird durch die Farbstoffe in zwei Schritten zu blauem Licht mit größerer Wellenlänge und damit auch größerer Abschwächlänge konvertiert. Die Ausbreitung des blauen Lichts zu den Auslekanten des Szintillators erfolgt durch Totalreflexion an dessen Seitenflächen. Das austretende Licht der Szintillatoren einer Sektion wird von einem Wellenlängenschieber, bestehend aus einer nicht szintillierenden PMMA-Matrix und dem Farbstoff Y-7, absorbiert und als grünes Licht reemittiert. Jeder Wellenlängenschieber ist longitudinal in zwei Bereiche unterteilt, dem *aktiven* und den *inaktiven* Bereich. Der aktive Bereich befindet sich direkt gegenüber den auszulesenen Szintillatoren und absorbiert deren Licht. Anschließend folgt der inaktive Bereich, in dem das grüne Licht durch Totalreflexion zum angeschlossenen Photomultiplier befördert wird. Im inaktiven Bereich ist der Wellenlängenschieber vollständig mit schwarzer Tedlarfolie umwickelt.

Im aktiven Bereich befindet sich ein schwarz gemusterter *Rückwandreflektor*, der den Anteil desjenigen Lichts zurückspiegelt, das den Wellenlängenschieber (Dicke 2 mm) wieder verlassen hat. Das Muster beeinflusst die Menge an zurückreflektiertem Licht und kompensiert durch longitudinal ortsabhängige Schwärzung die endliche Abschwächlänge des Wellenlängenschiebers. Um ein vom Entstehungsort unabhängiges Signal zu erhalten, wurden die Szintillatoren aus dem gleichen Grund in ein grob gemustertes Tyvekpapier gewickelt. Durch Addition beider Photomultiplierantworten während des ZEUS-Betriebs und durch das Muster auf dem Tyvekpapier wird die endliche Abschwächlänge der Szintillatoren teilweise kompensiert, d.h. eine horizontale Homogenität der Kalorimetersektion gewährleistet. Ausgenommen davon ist der Randbereich der Szintillatoren, da dort der Abstand des Ortes der Lichtentstehung zur Auslekante so kurz ist, daß es hier weniger zur Konvertierung des UV-Lichts zu blauem Licht kommt, denn diese Reaktionskette erfordert eine Mindestweglänge im Szintillator. Ein Teil des Lichts, das nicht die vollständige Reaktionskette durchlaufen hat, verläßt den Szintillator und dringt in den Wellenlängenschieber ein. Da jeder Schritt der Reaktionskette sonst mit Absorptionsverlusten verbunden ist, wird die Lichtausbeute im Randbereich durch diesen Effekt erhöht.

<sup>2</sup>Siehe [KRE92, Kap. 3 Seite 32].

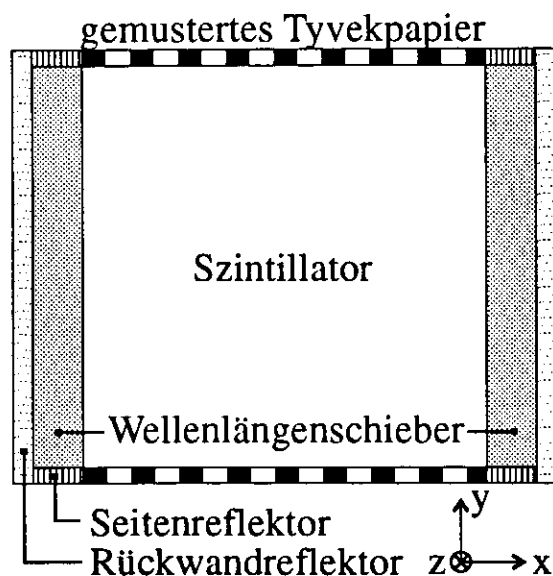


Abbildung 3.2: Position der Seiten- und Rückwandreflektoren im aktiven Bereich der Wellenlängenschieber einer Kalorimetersektion. Der Blick geht in longitudinaler Richtung. Die Zeichnung ist nicht maßstabgetreu.

### 3.3 Energiedeposition in einer Kalorimetersektion

Die ortsabhängige Signalantwort eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs entsteht, indem die gesamte Auslesekettenkette von der Erzeugung von UV-Licht in den Szintillatoren bis zur Auslese der Photomultiplier vollständig durchlaufen wird. An einer Position des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats gegenüber einem Szintillator wird ein etwas größeres Signal gemessen, als an der Position gegenüber einer Uranplatte. Durch ein langsames Befahren der gesamten Kalorimetersektion in longitudinaler Richtung, wird eine sich aus lokalen Maxima und Minima abwechselnde Struktur gemessen (Abbildung 2.4). Zu diesem Signal kommt das stets meßbare ortsunabhängige Signal der Uranaktivität (UNO) und das nur auf der Bestrahlungsseite vorhandene Cerenkovsignal hinzu (Abbildung 4.1).

Die Lage des Schwerpunktes der Energiedeposition in die Szintillatoren einer Kalorimetersektion ist stark von der Ortsposition des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats abhängig. Während eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs ändert sich durch die longitudinale Bewegung des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats sowohl die longitudinale Position ( $z$ -Achse) als auch die horizontale Position ( $x$ -Achse) des Schwerpunktes. Die longitudinale Ortsabhängigkeit ist wesentlich stärker ausgeprägt, da man in guter Näherung annehmen kann, daß der Schwerpunkt dieselbe longitudinale Ortsposition wie das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat besitzt.<sup>3</sup> Der horizontale Abstand des Schwerpunktes der Energiedeposition vom Szintillatortrand wird als *mittlere Eindringtiefe  $d$*  bezeichnet.<sup>4</sup>

<sup>3</sup>Falls sich der fiktive Schwerpunkt innerhalb einer Uranplatte befindet, wird ein lokales Minimum in der Signalantwort gemessen.

<sup>4</sup>Zur Unterscheidung von der Eindringtiefe  $d$ , die sich auf die Position des Schwerpunktes der Energiedeposition in einem Szintillator bezieht.

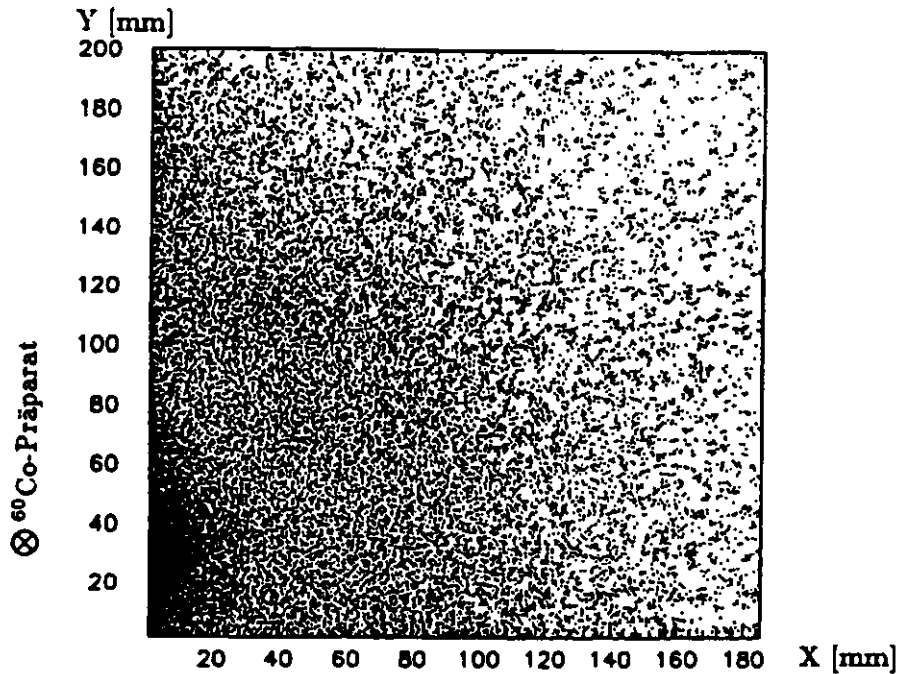


Abbildung 3.3: Monte-Carlo-Simulation der Energiedeposition eines  $^{60}\text{Co}$ -Präparats in einen Szintillator als Projektion auf seine X-Y-Ebene [GLO91]. Das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat befindet sich bei  $X = -5.5 \text{ mm}$  und  $Y = 30.0 \text{ mm}$ .

Aus Monte-Carlo-Simulationen [GLO91] geht hervor, daß der Wert für  $\bar{d}$  je nach Ortsposition des Präparats 10–14 mm beträgt (Abbildung 3.4). Da diese Eindringtiefe klein ist gegenüber der Breite der Szintillatoren von ca. 200 mm, wechselwirken die  $\gamma$ -Quanten des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats gerade im problematischen Randbereich der Szintillatoren am häufigsten, so daß der oben beschriebenen Randeffect bei der  $^{60}\text{Co}$ -Methode einen wesentlich größeren Einfluß als beim eigentlichen ZEUS-Experiment hat. Je kleiner  $\bar{d}$  ist, desto größer wird wegen der Randeffecte die Lichtausbeute auf der Bestrahlungsseite.

Falls sich das Präparat direkt gegenüber einem Szintillator befindet, werden 30% der deponierten Gesamtenergie einer Sektion in diesem Szintillator deponiert, in die nächsten Nachbarn nur noch jeweils 11%, dies ergeben Monte-Carlo-Simulationen [GLO91]. Man kann deshalb von einer lokalen Anregung der Kalorimetersektion sprechen.

Die Abhängigkeit der mittleren Eindringtiefe  $\bar{d}$  von der longitudinalen Ortsposition (z-Achse) des Präparats (Abbildung 3.4) läßt sich wie folgt erklären: Befindet sich das Präparat direkt gegenüber einem Szintillator, wird der größte Teil der  $\gamma$ -Quanten unter einem kleineren Winkel auf den Szintillator treffen, als bei einer Ortsposition gegenüber einer Uranplatte. Mit einem kleinerem mittleren Einfallswinkel der  $\gamma$ -Quanten vergrößert sich die mittlere Eindringtiefe. Da der größte Teil der Energie in die dem  $^{60}\text{Co}$ -Präparat benachbarten Szintillatoren deponiert wird, ergibt sich deshalb eine Abfolge von lokalen Maxima an der Ortsposition der Szintillatoren und Minima bei den Uranplatten.

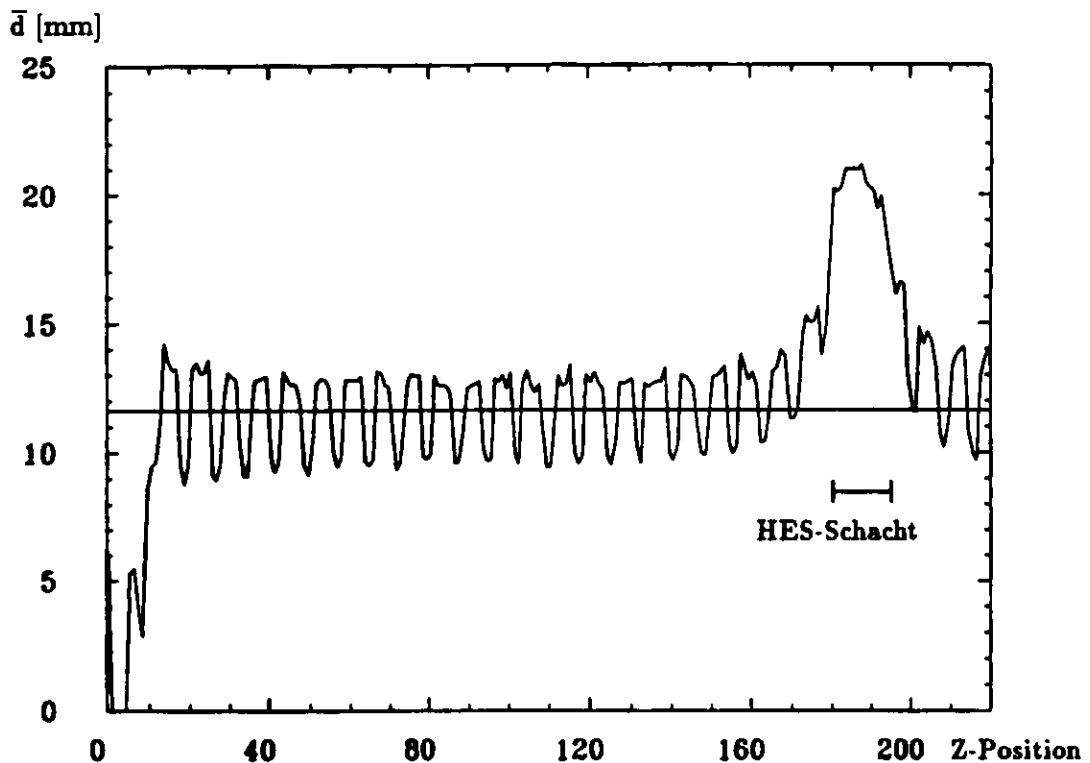


Abbildung 3.4: Mittlere Eindringtiefe  $\bar{d}$  der  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -Quanten in eine simulierte elektromagnetische Sektion des Rückwärtskalorimeters für den Fall der Innenabastung [KRE92]. Die Monte-Carlo-Simulation wurde mit dem Programm EGS4 durchgeführt. An den Orten der lokalen Maxima befinden sich die Szintillatoren.

Die mittlere Eindringtiefe vergrößert sich noch wesentlich mehr, wenn an einer Stelle der Sektion die Uranplatten gänzlich fehlen, wie es an der Position des HES-Schachtes (*HES-Gap*) der Fall ist, denn dann können  $\gamma$ -Quanten zusätzlich durch den Schacht in den Szintillator eindringen.

Auch eine Vergrößerung des Abstandes des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats vom Kalorimeter ( $x$ -Achse) hat einen Einfluß auf  $\bar{d}$ , und zwar wird  $\bar{d}$  mit *zunehmenden* Abstand *größer*, auch dies zeigen Monte-Carlo-Simulationen [BÖH93]. Der Effekt erklärt sich wie oben durch eine Verkleinerung des mittleren Einfallswinkels der  $\gamma$ -Quanten bei zunehmenden Abstand.

### 3.4 Modell der optischen Parameter

Während eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs erhält man zwei Signalantworten der beiden Photomultiplier einer Kalorimetersektion von gegenüberliegenden Ausleseseiten. Diese beiden Signalantworten unterscheiden sich dadurch, daß unterschiedliche Teile der optische Komponenten (Wellenlängenschieber und Szintillatoren) der Sektion zu ihrem Entstehen beigetragen haben. Jedem Photomultiplier ist ein

anderer Wellenlängenschieber zugeordnet und das vom  $^{60}\text{Co}$ -Präparat im Randbereich des Szintillators erzeugte Licht gelangt in einem Fall von dessen Auslesekannte direkt in den benachbarten Wellenlängenschieber, während es für die gegenüberliegende Ausleseseite erst die gesamte Breite des Szintillators durchqueren muß. Es besteht weiterhin eine Abhängigkeit von der Bestrahlungsseite, da dann gegenüberliegende Randbereiche der Szintillatoren angeregt werden. Zusätzlich kommt noch die longitudinale Ortsabhängigkeit der Signalantworten hinzu, hervorgerufen durch die lokale Anregung der Sektion. Zur vollständigen Beschreibung des Zustandes der optischen Komponenten einer Kalorimetersektion sind deshalb zwei von gegenüberliegenden Seiten durchgeführte  $^{60}\text{Co}$ -Läufe notwendig, das ergibt insgesamt vier Signalantworten  $I_{LL}$ ,  $I_{LR}$ ,  $I_{RR}$ ,  $I_{RL}$ , die einen vollständigen Satz bilden.

Bei der Bezeichnung der Signalantworten  $I_{ij}$  steht der erste Index  $i$  für die Bestrahlungsseite (links oder rechts), der zweite Index  $j$  für die Ausleseseite (links oder rechts).

Mit einem einfachen Modell [BEH88] läßt sich ein kompletter Satz von Signalantworten durch ortsabhängige Parameter beschreiben, die nur vom Zustand jeweils *einer* optischen Komponente abhängen. Diese sog. *optischen Parameter* werden durch folgende Bedingungsgleichungen definiert:

$$\begin{aligned} I_{LL} &= S_L \cdot W_L, \\ I_{LR} &= S_L \cdot W_R \cdot T, \\ I_{RR} &= S_R \cdot W_R, \\ I_{RL} &= S_R \cdot W_L \cdot T. \end{aligned} \tag{3.6}$$

Die *Szintillatorantwort*  $S$  ist ein Maß für die Lichtmenge, die von den Szintillatoren auf der bestrahlten Seite emittiert wird,  $S_L$  steht für den linken Randbereich der Szintillatoren und  $S_R$  für den rechten, die Indizes kennzeichnen damit gleichzeitig die Bestrahlungsseite. Ein Teil des im Randbereich erzeugten blauen Lichts durchquert die Szintillatoren bis zur gegenüberliegenden Auslesekannte und wird um den Faktor  $T$ , der *Transmission*, abgeschwächt. Der Wellenlängenschieber der Bestrahlungsseite kann die Lichtintensität  $S$  absorbieren, der andere die Intensität  $T \cdot S$ .

Der Anteil, der davon in Form von grünem Licht an den jeweiligen Photomultiplier gelangt, heißt *Wellenlängenschieberantwort*.  $W_L$  beschreibt den Zustand des linken Wellenlängenschiebers und  $W_R$  den Zustand des rechten, die Indizes kennzeichnen damit gleichzeitig die Ausleseseite. Alle so definierten Parameter werden in diesem Modell als voneinander unabhängig angesehen.

Für die Berechnung der optischen Parameter wird allein das vom  $^{60}\text{Co}$ -Präparat induzierte Signal aus den Szintillatoren benötigt. Um außerdem eine Unabhängigkeit von der Einstellung der Photomultiplier zu erreichen, benutzt man für die erforderliche Normierung das Uransignal (UNO):<sup>5</sup>

<sup>5</sup> Eine genauere Beschreibung der UNO-Normierung ist in Kapitel 4 Seite 26ff gegeben.

$$I \rightarrow \frac{I - UNO}{UNO} . \quad (3.7)$$

Auflösen von (3.6) nach den optischen Parametern ergibt:

$$\frac{S_L}{S_R} = \sqrt{\frac{I_{LL} \cdot I_{LR}}{I_{RR} \cdot I_{RL}}} , \quad (3.8)$$

$$\frac{W_L}{W_R} = \sqrt{\frac{I_{LL} \cdot I_{RL}}{I_{RR} \cdot I_{LR}}} , \quad (3.9)$$

$$T = \sqrt{\frac{I_{LR} \cdot I_{RL}}{I_{LL} \cdot I_{RR}}} . \quad (3.10)$$

Von den Szintillator- und Wellenlängenschieberantworten können nur die Verhältnisse  $S_L/S_R$  und  $W_L/W_R$  bestimmt werden. Die longitudinale Ortsabhängigkeit der optischen Parameter bezieht sich auf die Position des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats.

Um die unterschiedlichen Transmissionen  $T$  vom Entstehungsort des Lichts, d.h. der Bestrahlungsseite, mit einzubeziehen, müßte in (3.6) eine Unterscheidung zwischen  $T_L$  und  $T_R$  erfolgen. Für die hier benutzte Transmission  $T$  ergibt sich:

$$T = \sqrt{T_L \cdot T_R} . \quad (3.11)$$

Die Verschiedenheit der Transmissionen kann bei keilförmigen Szintillatoren auftreten. Da nur vier unabhängige Signalantworten zur Verfügung stehen, läßt sich eine von der Bestrahlungsseite abhängige Transmission  $T_i$  nicht berechnen [KRE92, Kap. 7].

Die Transmission  $T$  hängt von der mittleren Eindringtiefe  $\bar{d}$  der  $\gamma$ -Quanten des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats ab. Nimmt die Eindringtiefe zu, so nimmt die Lichtausbeute auf der Bestrahlungsseite ab, d.h. nur die Signalantworten  $I_{LL}$  und  $I_{RR}$  werden kleiner. Die Signalantworten auf den gegenüberliegenden Ausleseseiten  $I_{LR}$  und  $I_{RL}$  können als weitgehend unabhängig von der mittleren Eindringtiefe angesehen werden, da diese klein gegen den Abstand der beiden Auslekanten von ca. 20 cm ist. Aus der Definition der Transmission  $T$  folgt, daß sich  $T$  vergrößert, wenn sich  $\bar{d}$  vergrößert. Damit besitzt auch die Transmission lokale Maxima an der Position der Szintillatoren.<sup>6</sup>

Aus der Transmission  $T$  läßt sich mit einem einfachen Ansatz eine effektive Abschwächlänge des blauen Lichts  $\lambda_{S_z}$  in den Szintillatoren definieren:<sup>7</sup>

$$T = e^{-(D-2\bar{d})/\lambda_{S_z}} , \quad (3.12)$$

$$\lambda_{S_z} = -(D - 2\bar{d})/\ln(T) , \quad (3.13)$$

mit:  $D$  = Breite eines Szintillators  $\approx 20\text{cm}$  ,

$\bar{d}$  = mittlere Eindringtiefe der  $\gamma$ -Quanten.

<sup>6</sup>Siehe Abbildung 3.4 im Vergleich mit Abbildung 6.6 in Kapitel 6 Seite 59. Siehe auch Abbildung 6.3 auf Seite 56 im gleichen Kapitel.

<sup>7</sup>Siehe [KRE92, Kap. 7.2 Seite 96].

Die so definierte Abschwächlänge hängt explizit über den Weglängenunterschied zur linken und rechten Auslesekannte  $D - 2\bar{d}$  von der mittleren Eindringtiefe  $\bar{d}$  ab. Außerdem besteht eine implizite Abhängigkeit von  $\bar{d}$  über die Transmission  $T$ . Im Mittel beträgt die effektive Abschwächlänge  $455\text{ mm}$  [KRE92]. Mit Hilfe der Transmission werden sich Alterungs- und Strahlenschäden der Szintillatoren nachweisen lassen.



## Kapitel 4

# Analysemethoden

Nach Beendigung eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs liegen die Meßdaten im ZEBRA-Exchange Format<sup>1</sup> auf der Festplatte des OS9-Rechners vor. Die Analyse erfolgt mit den Programmen `tupcon` und `cobtest`,<sup>2</sup> die im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt wurden und in der Programmiersprache C geschrieben sind. Nach einer Transferierung der Meßdaten auf ein geeignetes Rechnersystem, kann die Analyse der Signalantworten sofort beginnen. Besonders während der  $^{60}\text{Co}$ -Messungen am ZEUS-Kalorimeter, wo die Meßzeit knapp bemessen ist, kann eine schnelle Analyse direkt am Ort wichtige Hinweise auf eventuell eingetretene Meßfehler geben, so daß sich solche Messungen sofort wiederholen lassen. In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Analyseschritte vorgestellt werden.

### 4.1 Datenformate

Im ZEBRA-Format werden Meßdaten in Form von *Ereignissen* abgespeichert, dies ist in der Elementarteilchenphysik üblich. Bei den  $^{60}\text{Co}$ -Messungen besteht ein Ereignis aus den gleichzeitig ausgelesenen Photomultipliersignalen (6 Signale für RCAL-Türme, 12 Signale für FCAL-Türme) und der dazugehörigen Ortsinformation des Winkeldekodierers.

Eine Signalantwort sei durch das Wertepaar  $(y_i, x_i)$  des  $i$ -ten Ereignisses beschrieben, wobei  $y$  für die Signalhöhe am Photomultiplier und  $x$  für die Ortsinformation des Winkeldekodierers steht.<sup>3</sup> Bei der  $^{60}\text{Co}$ -Methode wird die Signalhöhe  $y$  in *Millivolt* und die Ortsinformation  $x$  in *Millimeter* angegeben.

#### 4.1.1 Rohdaten

Da der Winkeldekodierer nur *relative* Ortspositionen mißt, wird der Beginn der Datennahme zunächst auf  $0\text{ mm}$  gesetzt, mit der Transformation  $x_i \rightarrow (x_i - x_0)$ . Die Messungen verlaufen dann immer auf der positiven x-Achse. Die x-Achse

---

<sup>1</sup>Siehe [KRU90, Anhang B].

<sup>2</sup>Eine Beschreibung zur Bedienung der beiden Programme findet sich im Anhang A.

<sup>3</sup>Nicht zu verwechseln mit der Bezeichnung der Koordinatenachsen beim ZEUS-Detektor.

der  $^{60}\text{Co}$ -Messungen bezieht sich auf das Koordinatensystem des *Meßaufbaus*. Je nach Versuchsaufbau werden die  $^{60}\text{Co}$ -Messungen entlang der positiven oder negativen z-Achse des ZEUS-Kalorimeters durchgeführt, während sich das Präparat bei der Datennahme definitionsgemäß immer in Richtung der positiven x-Achse des Meßaufbaus bewegt.

Bedingt durch eine andere elektronische Ausleseweise, ändert sich die Information im Datensatz für den Winkeldekodierer im Gegensatz zu den Datensätzen der Photomultipliersignale im Mittel nur jedes zehnte Ereignis. Der Index dieser Ereignisse sei mit  $i_\xi$  bezeichnet, wobei  $\xi$  die Änderungen in der Ortsinformation zählt; es gilt  $i_{\xi+1} - i_\xi \approx 10$ . Die notwendige Interpolation zwischen den Werten  $x_{i_\xi}$  geschieht für alle  $x_i$  mit  $i_\xi < i < i_{\xi+1}$  folgendermaßen:

$$x_i \rightarrow x_{i_\xi} + \frac{i - i_\xi}{i_{\xi+1} - i_\xi} \cdot (x_{i_{\xi+1}} - x_{i_\xi}). \quad (4.1)$$

Nach diesen Transformationen befinden sich die Daten im *Rohdatenformat*:

$$I_{x_i} = y_i. \quad (4.2)$$

Benachbarte Datenpunkte haben in diesem Format häufig nicht denselben Abstand auf der x-Achse voneinander. Durch die Auslesefrequenz der Datennahme und die Geschwindigkeit des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats ergeben sich ca. 3–4 Datenpunkte pro Millimeterintervall.

#### 4.1.2 Konzentrierte Daten

Für die spätere Bearbeitung ist es sinnvoll, die Rohdaten  $I_{x_i}$  in einem Millimeterintervall zusammenzufassen. Damit vereinfacht sich die graphische Präsentation und ein Vergleich zweier Signalantworten von unterschiedlichen  $^{60}\text{Co}$ -Läufen wird möglich.

Die dafür notwendige numerische Integration und Mittelwertbildung wird hier durch die Trapezregel<sup>4</sup> definiert:

$$\text{Int}(I_{x_i})_{[x_{i_1}, x_{i_2}]} = \frac{1}{2} \cdot \sum_{j=i_1}^{i_2-1} (y_{j+1} + y_j) \cdot (x_{j+1} - x_j), \quad (4.3)$$

$$\langle I_{x_i} \rangle_{[x_{i_1}, x_{i_2}]} = \frac{1}{x_{i_2} - x_{i_1}} \cdot \text{Int}(I_{x_i})_{[x_{i_1}, x_{i_2}]} \quad (4.4)$$

Gleichung (4.3) beschreibt das Integral und (4.4) den Mittelwert der Signalantwort  $I_{x_i}$  im Ortsintervall  $[x_{i_1}, x_{i_2}]$ . Eine Mittelwertbildung für Ortsintervalle, auf deren Rändern sich keine Datenpunkte  $(y_i, x_i)$  befinden, läßt sich dadurch erreichen, daß fehlende Datenpunkte durch eine lineare Interpolation zwischen den nächsten Nachbarn erzeugt werden. Damit lassen sich die konzentrierten Daten  $I(k)$  als Mittelwerte der Rohdaten innerhalb eines Millimeterintervalls  $[k - 0.5, k + 0.5]$  definieren.

<sup>4</sup>Siehe [STO93, Seite 482].

Für alle  $x$  mit  $x_i \leq x \leq x_{i+1}$  gilt dann:

$${}^{St}I(x) = y_i + \frac{x - x_i}{x_{i+1} - x_i} \cdot (y_{i+1} - y_i), \quad (4.5)$$

$$I(k) = \langle {}^{St}I(x) \rangle_{[k-0.5, k+0.5]} = \int_{k-0.5}^{k+0.5} {}^{St}I(x) dx, \quad (4.6)$$

$$k = 1, 2, 3, \dots \quad (4.7)$$

Die Funktion  ${}^{St}I(x)$  stellt eine stetige Fortsetzung der Datenfolge  $I_{x_i}$  dar und kann beliebige Stützstellen für die Integration in (4.3) erzeugen.  ${}^{St}I(x)$  ist nur dann definiert, falls die Folge  $x_i$  streng monoton steigend ist. Wenn der Winkeldekodierer aus nicht vorhersehbaren Gründen während der Datennahme eine Bewegungsumkehr meldet, können deshalb die Datenpunkte in diesem Bereich nicht konzentriert werden. Ein Stillstand oder ein zeitweiliger Ausfall der Auslese des Winkeldekodierers ist erlaubt, da dann durch die Interpolation in (4.1) trotzdem eine streng monotone Folge  $x_i$  erzeugt wird. Eine Auswertung der Rohdaten ist in jedem Fall möglich.

In den folgenden Kapiteln soll mit der Signalantwort  $I$  immer die konzentrierte Form  $I(k)$  von Gleichung (4.6) gemeint sein, außer es ist ausdrücklich etwas anderes erwähnt. Mit der Schreibweise „ $I(x)$ “ ist gemeint, daß  $x$  in ganzen Millimeterschritten fortschreitet und  $x = k$  gilt.

### 4.1.3 Mittelwerte über die Szintillatorpositionen

An der Ortsposition der lokalen Maxima einer Signalantwort befinden sich die Szintillatoren (Abbildung 2.4). Um diese Extrema ausfindig zu machen, wird von  $I_{x_i}$  der gleitende Mittelwert von  $i \pm 10$  Ereignissen ( $\sum_{i-10}^{i+10} I_{x_i}/20$ ) um den jeweiligen Datenpunkt abgezogen und zwischengespeichert. Nach einer nochmaligen Mittelung um  $\pm 5$  Ereignisse, ist es programmtechnisch möglich, die Ortspositionen  $x_s$  des  $s$ -ten Szintillators zu ermitteln. Falls mit dieser Methode alle Szintillatoren einer Sektion erkannt wurden, ist damit eine *absolute* Ortsbestimmung möglich. Jedem gefundenen Szintillator wird dann ein Mittelwert der Signalantwort  $\bar{I}_s$  zugeordnet:

$$\bar{I}_s = \langle I_{x_i} \rangle_{[(x_s - x_{s-1})/2, (x_{s+1} - x_s)/2]} \quad (4.8)$$

Der Wert von  $\bar{I}_s$  hängt zum größten Teil vom Antwortverhalten des  $s$ -ten Szintillators ab. Das Integrationsintervall läuft jeweils bis zur Hälfte des Abstandes zum nächsten Nachbarn und ist im Mittel  $8 \text{ mm}$  groß, was dem Abstand der Szintillatoren beim ZEUS-Kalorimeter entspricht.

Das Verfahren hat Schwierigkeiten, die Positionen der ersten und letzten Szintillatoren einer Sektion zu erkennen, da die statistische Unsicherheit dort wegen des kleineren Signals größer als in der Mitte einer Sektion ist. Außerdem ist für die Szintillatoren der elektromagnetischen Sektionen in der Nähe des HES-Schachtes zu berücksichtigen, daß der Mittelwert  $\bar{I}_s$  für die beiden angrenzenden Szintillatoren des Schachtes über ein größeres Ortsintervall genommen wird.

## 4.2 Normierung der Signalantworten

Um Signalantworten von verschiedenen Läufen miteinander vergleichen zu können, müssen diese normiert werden. Es wird im folgenden davon ausgegangen, daß während der Messungen ein zeitlich konstantes Uransignal (UNO) vorhanden war. Die Signalantwort  $I$  setzt sich aus unterschiedlichen Anteilen zusammen, die nachfolgend erklärt werden:<sup>5</sup>

- $CO_{ij}$ : Signal von den Szintillatoren, hervorgerufen durch das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat.
- $CER_{ij}$ : Vom  $^{60}\text{Co}$ -Präparat erzeugtes, näherungsweise ortsunabhängiges Cerenkov-Signal im Wellenlängenschieber der Bestrahlungsseite, d.h.  $CER_{ij}=0$  für  $i \neq j$ .
- $UNO_j$ : Zeitlich stabiles und ortsunabhängiges Signal der Uranaktivität. Es hängt von der Ausleseseite ab, falls die Photomultiplier nicht aufeinander geeicht sind.

Die Ortsabhängigkeit bezieht sich auf die Position  $x$  des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats bezüglich des Meßaufbaus. Die Signalantwort  $I$  stellt sich als die Summe der obigen Anteile dar:

$$I_{ij}(x) = CO_{ij}(x) + UNO_j + CER_{ij} . \quad (4.9)$$

Die gesuchte normierte Signalantwort  $\hat{I}$  soll nur vom erzeugten Licht in den Szintillatoren abhängen und unabhängig von der Verstärkung der Photomultiplier sein:

$$\hat{I} = \frac{CO}{UNO} , \quad (4.10)$$

$$\hat{I}_{ij} = \frac{I_{ij} - UNO_j - CER_{ij}}{UNO_j} . \quad (4.11)$$

Es gibt verschiedene Normierungsmethoden, um der Gleichung (4.10) möglichst nahe zu kommen.

### 1. UNO-Methode

Bei dieser Methode läßt sich das UNO-Signal dadurch bestimmen, daß eine Auslese der Photomultiplier *ohne* Präparat durchgeführt wird, ein sog. *UNO-Lauf*. Der Signalwert  $UNO_j$  eines UNO-Laufs besteht aus dem Mittelwert aus 100 Einzelmessungen, die wie bei einem normalen  $^{60}\text{Co}$ -Lauf durchgeführt werden. Die Standardabweichung dieses Wertes gibt gleichzeitig Aufschluß über den Zustand der Elektronik. Die so normierte Signalantwort  ${}^1\hat{I}$  ergibt sich damit zu:

$${}^1\hat{I}_{ij} = \frac{I_{ij} - UNO_j}{UNO_j} , \quad (4.12)$$

$$\hat{I}_{ij} = {}^1\hat{I}_{ij} - \frac{CER_{ij}}{UNO_j} . \quad (4.13)$$

<sup>5</sup>Der Index  $i$  steht für die Bestrahlungsseite, der Index  $j$  für die Ausleseseite.

Durch den zusätzlich auftretenden Summanden in (4.13) ist  $I$  damit zu groß.

## 2. Self-UNO Methode

Sie ist so bezeichnet, weil hier nur Informationen der beiden Signalantworten eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs benutzt werden. Es wird der Umstand ausgenutzt, daß in Gleichung (4.9) für große Entfernungen von den Szintillatoren  $\text{CO}(x)=0$  wird, die Signalantwort fällt auf einen konstanten Wert, der hier SU (für Self-UNO) genannt wird. Wie man aus Abbildung 4.1 sieht, gibt es normalerweise zwei Grenzwerte der Signalantwort für die obige Bedingung. Im Fall des Vorlaufs befindet sich das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat noch nicht über Wellenlängenschiebermaterial und kann kein Cerenkovlicht erzeugen, die Signalantwort wird deshalb gleich dem UNO-Signal sein. Im Fall des Nachlaufs befindet sich das Präparat auf dem Weg zum Photomultiplier und kann weiterhin im jetzt inaktiven Bereich des Wellenlängenschiebers Cerenkovlicht erzeugen.

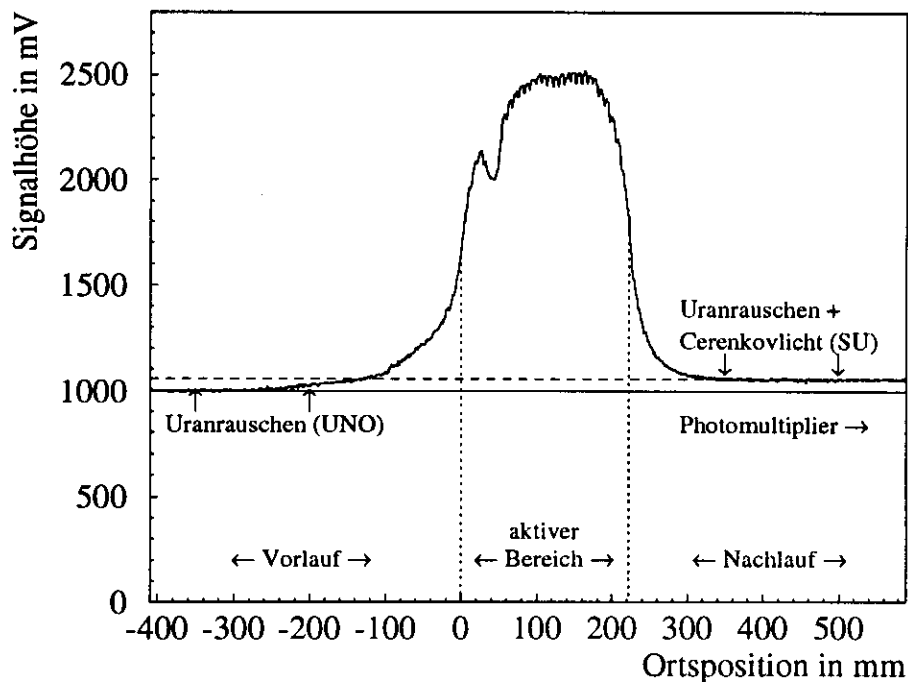


Abbildung 4.1: Signalantwort einer elektromagnetischen Sektion des Rückwärtskalorimeters. Ausgelesen wurde der Photomultiplier der Bestrahlungsseite. Für die Normierung wird das Minimum des Nachlaufs benutzt. Auf der gegenüberliegenden Ausleseseite wird kein Cerenkov-Signal gemessen.

Aus der Abtastmethode der  $^{60}\text{Co}$ -Messungen folgt, daß bei Signalantworten der elektromagnetischen EMC-Sektionen kein genügend langer Vorlauf und bei hadronischen HAC-Sektionen kein genügend langer Nachlauf

vorhanden ist. Für Signalantworten der EMC-Sektionen orientiert sich SU deshalb am Minimum des Nachlaufs, für HAC-Sektionen am globalen Minimum. Am Ort des Minimums wird eine Mittelung der Rohdaten über  $\pm 50$  Ereignisse vorgenommen, um statistische Schwankungen zu verringern und den so erhaltenen Wert SU vergleichbar mit den Signalwerten eines UNO-Laufs zu machen. Die Standardabweichungen dieser beiden Werte stimmen sehr gut überein. Damit ergeben sich die Werte für SU und die normierte Signalantwort  ${}^2\hat{I}$ :

$$SU_{ij} = UNO_j \quad (\text{für HAC-Sektionen}), \quad (4.14)$$

$$SU_{ij} = UNO_j + CER_{ij} \quad (\text{für EMC-Sektionen}), \quad (4.15)$$

$${}^2\hat{I}_{ij} = \frac{I_{ij} - SU_{ij}}{SU_{ij}}. \quad (4.16)$$

Aus den Gleichungen (4.14 und 4.16) folgt, daß für die Signalantworten der HAC-Sektionen die Self-UNO Normierung identisch mit der oben definierten UNO-Normierung ist; für EMC-Signalantworten gilt folgendes:

$$\hat{I}_{ij} = {}^2\hat{I}_{ij} \cdot \left(1 + \frac{CER_{ij}}{UNO_j}\right). \quad (4.17)$$

Durch den in Gleichung (4.17) auftretenden Faktor ist  ${}^2\hat{I}$  damit zu klein.

### 3. Kombination aus Methode 1 und 2

Die Idee hierbei ist, mit den beiden oben vorgestellten Methoden alle Größen (UNO und CER) für eine vollständige Normierung zu bestimmen. Den Wert  $UNO_j$  bekommt man mit Hilfe einer der unten dargestellten Methoden und das Cerenkovsignal  $CER_{ij}$  mit der Self-UNO Methode aus Gleichung (4.15):

$$CER_{ij} = SU_{ij} - UNO_j. \quad (4.18)$$

Wie man aus Gleichung (4.14) sieht, ist die Kombinationsmethode nur für Signalantworten der elektromagnetischen Sektionen durchführbar.

- (a) Wie in Methode 1 dargestellt, ergibt sich der Wert  $UNO_j$  aus einem UNO-Lauf.
- (b) Falls die Signalantwort Bestandteil eines kompletten Satzes<sup>6</sup> von Läufen ist, läßt sich  $UNO_j$  auch aus dem Self-UNO Wert der *gegenüberliegenden* Bestrahlungsseite bestimmen:

$$UNO_L = SU_{RL}, \quad (4.19)$$

$$UNO_R = SU_{LR}. \quad (4.20)$$

- (c) Für die Einstellung der Photomultiplierhochspannung (HV) wird vor einer  ${}^{60}\text{Co}$ -Messung ein sog. *autotrim* durchgeführt. Die HV stellt sich während des *autotrim*s so ein, daß beide Photomultiplier dasselbe Ausgangssignal (UNO) haben. Es läßt sich deshalb in guter

<sup>6</sup>Ein Paar von  ${}^{60}\text{Co}$ -Läufen, die sich nur durch die Bestrahlungsseite unterscheiden. Alle anderen Anfangsbedingungen müssen gleich geblieben sein.

Näherung annehmen, daß  $UNO_L = UNO_R$  gilt. Damit läßt sich das UNO-Signal auch aus *einer* Signalantwort bestimmen, da nur auf der Bestrahlungsseite mit Cerenkovlicht zu rechnen ist:

$$UNO_L = UNO_R = SU_{LR} \quad (\text{von links bestrahlt}), \quad (4.21)$$

$$UNO_L = UNO_R = SU_{RL} \quad (\text{von rechts bestrahlt}). \quad (4.22)$$

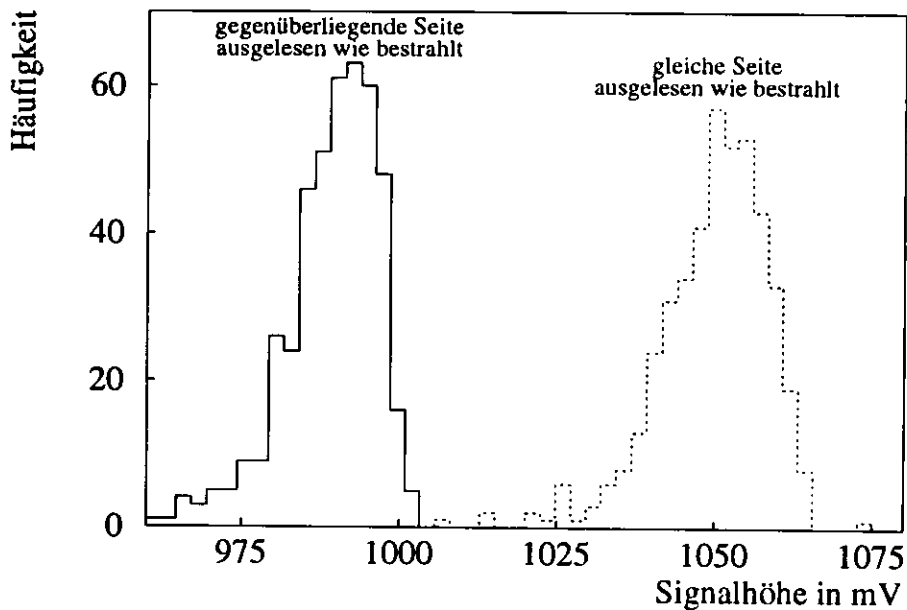


Abbildung 4.2: Self-UNO Werte der Signalantworten von den ersten elektromagnetischen Sektionen des Rückwärtskalorimeters. Ausgewertet wurden die Serienmessungen mit dem Außenabtaster (02.91-04.91). Die Differenz der Signalantworten beider Ausleseseiten ist ein Maß für Intensität des Cerenkovlichts.

Das Programm `tupcon` unterstützt die Normierungsmethoden 1, 2, 3(a) und 3(c). In der in den nächsten Kapiteln folgenden Analyse war es notwendig, alle Signalantworten nach einer einheitlichen Methode zu normieren. Bei Methode 1 mit Hilfe der Daten aus den UNO-Läufen, trat die Schwierigkeit auf, daß häufig keine UNO-Läufe für bestimmte Signalantworten existieren oder die Identifikationsnummern der Photomultiplier in den UNO-Datensätzen nicht mit denen der Signalantworten übereinstimmen, so daß eine eindeutige Zuordnung nicht möglich ist. Deshalb werden alle Signalantworten im folgenden mit Hilfe von Methode 2, der Self-UNO Methode normiert.

Der in Gleichung (4.13) und (4.17) auftretende Korrekturterm  $CER/UNO$  ist proportional zur Aktivität des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats und betrug für die hier ausgewerteten Signalantworten zwischen 5% und 6%. Dieser Wert wurde mit Hilfe von Methode 3(c) und Gleichung (4.18) bestimmt.<sup>7</sup>

<sup>7</sup>Siehe Kapitel 5.3 .

### 4.3 Anfang und Ende einer Sektion

Für die spätere Analyse ist es zweckdienlich, wenn dem Analyseprogramm der Beginn und das Ende des *aktiven Bereichs* der Signalantwort bekannt ist. Während einer  $^{60}\text{Co}$ -Messung befährt das Präparat einen ganzen Turm, so daß besonders die Signalantworten der elektromagnetischen Sektionen viele für die Analyse uninteressante Datenpunkte enthalten, wenn die hadronischen Sektionen eines Turms befahren werden. Die Kenntnis des aktiven Bereichs erlaubt weiterhin eine absolute Ortsbestimmung des Beginns und des Endes einer Kalorimetersektion, wegen der größeren Anzahl an Ortskoordinaten werden deshalb Rohdaten zur Bestimmung genommen.

Die Halbwertsbreite der Signalantwort bestimmt zunächst den ungefähren Bereich, das Verfahren arbeitet deswegen nur für normierte Signalantworten einwandfrei. In einer Umgebung von  $\pm 40$  Ereignissen (16mm) um diese Halbwertspositionen wird dann das Extremum der 1. Ableitung (Wendepunkt) gesucht (Abbildung 4.3). Um den Einfluß zufälliger Schwankungen der Signalantwort auf das Endergebnis zu vermindern, wird zuvor eine Mittelung über 20 Ereignisse (ca. 8mm) durchgeführt. Diese Mittelung dient nur der Positionsbestimmung und ändert die eigentliche Signalantwort nicht. Das Verfahren liefert zwei Positionen  $i_a$  und  $i_e$  für den Anfang bzw. das Ende des aktiven Bereichs. Die meisten Untersuchungen beziehen sich nur auf diesen Bereich, so daß der Nullpunkt der Ortskoordinaten dann auf dessen Beginn  $x_{i_a}$  gesetzt wird mit  $x_i \rightarrow (x_i - x_{i_a})$  und alle Daten außerhalb ignoriert werden. Die Breite des aktiven Bereichs ist dann gleich  $x_{i_e}$  oder bei den konzentrierten Daten das entsprechende Millimeterintervall.

Falls in den folgenden Kapiteln die Bezeichnung  $\langle I \rangle$  für die Signalantwort und  $\langle T \rangle$ ,  $\langle S \rangle$  oder  $\langle W \rangle$  für die optischen Parameter auftaucht, so sind die Mittelwerte dieser Größen über den aktiven Bereich gemeint.

### 4.4 Vergleich zweier $^{60}\text{Co}$ -Läufe

Eine häufige Fragestellung bei der  $^{60}\text{Co}$ -Methode ist die nach der Übereinstimmung zweier  $^{60}\text{Co}$ -Läufe, die zu unterschiedlichen Zeiten genommen wurden. Man möchte hierbei wissen, ob sich die Signalantworten dieser Läufe in der Umgebung einer bestimmten Ortsposition verändert haben. Bei diesem Test auf die Änderung der longitudinalen Homogenität einer Kalorimetersektion ist die *Ortsabhängigkeit* der Signalantwort am wichtigsten. Die Mittelwerte der Signalantworten und optischen Parameter im aktiven Bereich sind gesondert auszuwerten.

Die Ortsabhängigkeit einer Signalantwort bezieht sich auf die Position  $x$  des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats bezüglich des Meßaufbaus. Die Ortsinformation erhält man durch einen Winkeldekodierer, der allerdings nur relative Verschiebungen des Stahltubus, an dessen Spitze sich das Präparat befindet, messen kann. Beim Einfahren des Tubus in die Transportröhre wird eine Lichtschranke unterbrochen, dieses Ereignis definiert zunächst den Nullpunkt für den Winkeldekodie-



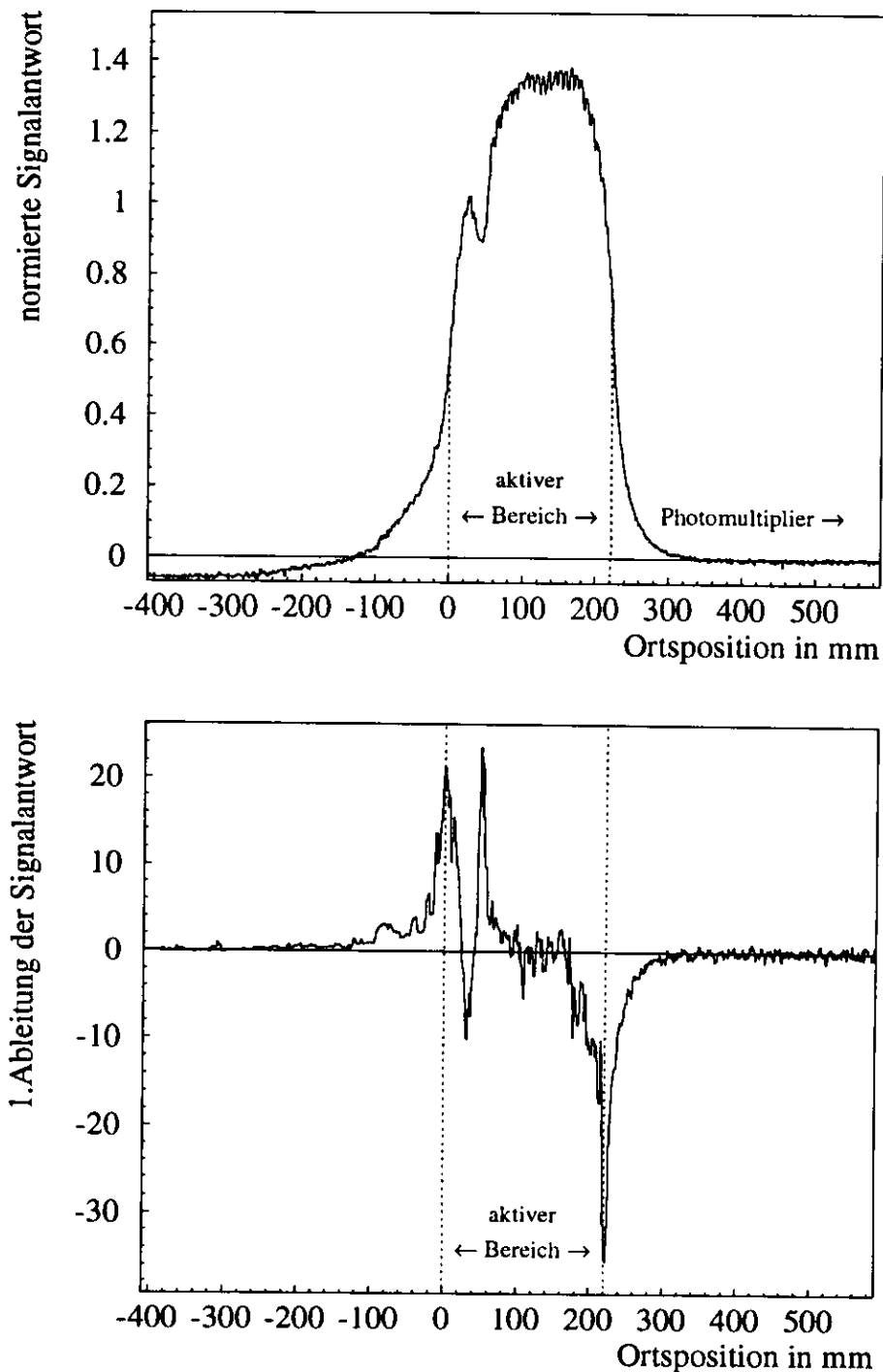


Abbildung 4.3: Bestimmung des aktiven Bereichs der Signalantwort einer elektromagnetischen Sektion des Rückwärtskalorimeters. Mit Hilfe der 1. Ableitung nach der Ortsposition werden die Wendepunkte auf der aufsteigenden bzw. abfallenden Flanke der nach der Self-UNO Methode normierten Signalantwort gesucht.

rer. Während der Durchführung von Messungen läßt sich mit diesem Aufpunkt eine absolute Ortsbestimmung des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats erreichen. Der Tubus wird bis zum Ende der Transportröhre gefahren und danach langsam wieder zurückgezogen, wobei während des Zurückfahrens zum Ausgangspunkt die Datennahme erfolgt. Der Winkeldekodierer besitzt einen endlichen Meßfehler, damit wird die Unsicherheit in der Bestimmung von  $x$  mit der zurückgelegten Strecke immer größer. Die Bestimmung des aktiven Bereichs einer Signalantwort erlaubt aus der Kombination von Photomultiplier- und Winkeldekodierersignal eine bessere absolute Ortsbestimmung.

Wenn im folgenden von Signalantworten  $I_A(x)$  und  $I_B(x)$  der Läufe A und B die Rede ist, so sind die nach Gleichung (4.6) konzentrierten Signalantworten gemeint, d.h. die Ortskoordinate  $x$  soll in ganzen Millimeterschritten fortschreiten.

#### 4.4.1 Autokorrelation und Verschiebung der x-Achse

Für den Vergleich zweier Signalantworten aus unterschiedlichen  $^{60}\text{Co}$ -Läufen erwies sich die Bestimmung des aktiven Bereichs als zu grob, deshalb wurde ein zusätzlicher Abgleich der Ortspositionen erforderlich. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Methode entwickelt, die es ermöglicht, zwei Datensätze  $I_A(x)$  und  $I_B(x)$  der Meßreihen A und B auf der x-Achse<sup>8</sup> so gegeneinander zu verschieben, daß Fehler aufgrund von Schwankungen in der Ortsposition minimal werden. Die Realisierung dieser Forderung übernimmt das Programm `cobtest`.<sup>9</sup>

Die Anzahl aller Datenpunkte für  $I_A$  sei  $N_A$  und die für  $I_B$  sei  $N_B$ , diese Anzahl ist gleichbedeutend mit der Länge des abgetasteten Bereichs in *Millimeter*. Die Vektoren  $\mathbf{a}$  und  $\mathbf{b}$  mit den Komponenten  $a_i = I_A(\Delta x_a + i)$  und  $b_i = I_B(\Delta x_b + i)$  sollen die verschobenen Signalantworten kennzeichnen, wobei die Parameter  $\Delta x_a$  und  $\Delta x_b$  die Verschiebung der jeweiligen Signalantwort in ganzen Millimeterschritten angeben. Beide Test-Signalantworten  $\mathbf{a}$  und  $\mathbf{b}$  müssen dieselbe Dimension  $N$  haben. Die Verschiebungen erfolgen dann unter der Bedingung, daß die Vektoren  $\mathbf{a}$  und  $\mathbf{b}$  nur Komponenten der realen Datensätze enthalten sollen:

$$\mathbf{a} = (a_1, a_2, \dots, a_N) \quad , \quad \mathbf{b} = (b_1, b_2, \dots, b_N) , \quad (4.23)$$

$$a_i = I_A(\Delta x_a + i) \quad , \quad b_i = I_B(\Delta x_b + i) , \quad (4.24)$$

$$\Delta x_a = 0, 1, \dots, N_A - N \quad , \quad \Delta x_b = 0, 1, \dots, N_B - N , \quad (4.25)$$

$$N \leq \min(N_A, N_B) . \quad (4.26)$$

Für eine gegebene Dimension  $N$  der Test-Signalantworten ist Gleichung (4.25) eine Bedingungsgleichung für alle möglichen Verschiebungen, d.h. aller erlaubten Paare  $(\Delta x_a, \Delta x_b)$ . Eine Verschiebung wird nun danach beurteilt, wann der

<sup>8</sup>Für  $^{60}\text{Co}$ -Messungen ist  $I_A(x)$  die Signalantwort  $I$  als Funktion der Ortsposition  $x$  des  $^{60}\text{Co}$ -Präparates von Lauf A.

<sup>9</sup>Eine Beschreibung des Programms findet sich im Anhang.

lineare Korrelationskoeffizient  $r$  der beiden Test-Signalantworten  $\mathbf{a}$  und  $\mathbf{b}$  am größten ist. Definition von  $r$  [STO93, Seite 691ff]:

$$r(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{\sigma_{\mathbf{ab}}}{\sigma_{\mathbf{a}} \cdot \sigma_{\mathbf{b}}}, \quad (4.27)$$

$$\sigma_{\mathbf{ab}} = \sum_{i=1}^N [(a_i - \bar{a}) \cdot (b_i - \bar{b})] \cdot \frac{1}{N-1}, \quad (4.28)$$

$$\sigma_{\mathbf{a}} = \sqrt{\sum_{i=1}^N [a_i - \bar{a}]^2 \cdot \frac{1}{N-1}}, \quad (4.29)$$

$$\sigma_{\mathbf{b}} = \sqrt{\sum_{i=1}^N [b_i - \bar{b}]^2 \cdot \frac{1}{N-1}}. \quad (4.30)$$

Die wichtigsten Eigenschaften von  $r$  sind:

$$|r(\mathbf{a}, \mathbf{b})| \leq 1, \quad (4.31)$$

$$r(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = r(\mathbf{b}, \mathbf{a}), \quad (4.32)$$

$$r(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = r(c_1 \cdot \mathbf{a} + c_2 \cdot \mathbf{1}, c_3 \cdot \mathbf{b} + c_4 \cdot \mathbf{1}), \quad (4.33)$$

$$r(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = 1 \quad (\text{vollkommen lineare Korrelation}),$$

$$= 0 \quad (\text{keine lineare Korrelation}),$$

$$= -1 \quad (\text{vollkommen lineare Antikorrelation}).$$

Aus Gleichung (4.33) folgt, daß  $r$  invariant gegenüber einer linearen Transformation seiner Argumente ist, d.h.  $r$  ist unabhängig von der Art der Normierung und der Aktivität des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats. Das Streudiagramm der beiden zu vergleichenden Signalantworten (Abbildung 4.4) veranschaulicht die Vorgehensweise. Dabei werden in einem zweidimensionalen Diagramm alle vorhandenen Paare  $(I_A(\Delta x_a + x), I_B(\Delta x_b + x))$  für eine gegebene Verschiebung  $(\Delta x_a, \Delta x_b)$  gegeneinander aufgetragen. Im Zustand der maximalen Korrelation ist die Streuung der Ereignisse um eine Ausgleichsgerade minimal. Für die in Abbildung 4.4 erfolgte Verschiebung gilt z.B.:  $\Delta x_a = 1$  und  $\Delta x_b = 0$ .

Die Methode des Vergleichs mit Hilfe des linearen Korrelationskoeffizienten ist deshalb erfolgreich, weil auch eine ideale Signalantwort aus einer abwechselnden Folge von Maxima und Minima besteht und somit eine ausreichende Struktur besitzt. Selbst ohne aufsteigende oder abfallende Flanke in der Signalantwort, wird eine korrekte Verschiebung durchgeführt. Das Verfahren arbeitet auch für die über eine Szintillatorposition gemittelten Daten  $\bar{I}_i$  aus Gleichung (4.8) zufriedenstellend, der Parameter  $i$  bezeichnet dann den  $i$ -ten Szintillator. Es muß allerdings noch mindestens eine Flankensteigung in der Signalantwort vorhanden sein.

Falls die unverschobenen Signalantworten dieselbe Länge haben, d.h.  $N_A = N_B$  gilt, ist nur dann eine Verschiebung möglich, falls für die Dimension  $N$  der Test-Signalantworten auch kleinere Werte als  $N_A$  bzw.  $N_B$  zugelassen werden. Damit die Anzahl der möglichen Kombinationen nicht zu groß wird, erlaubt das

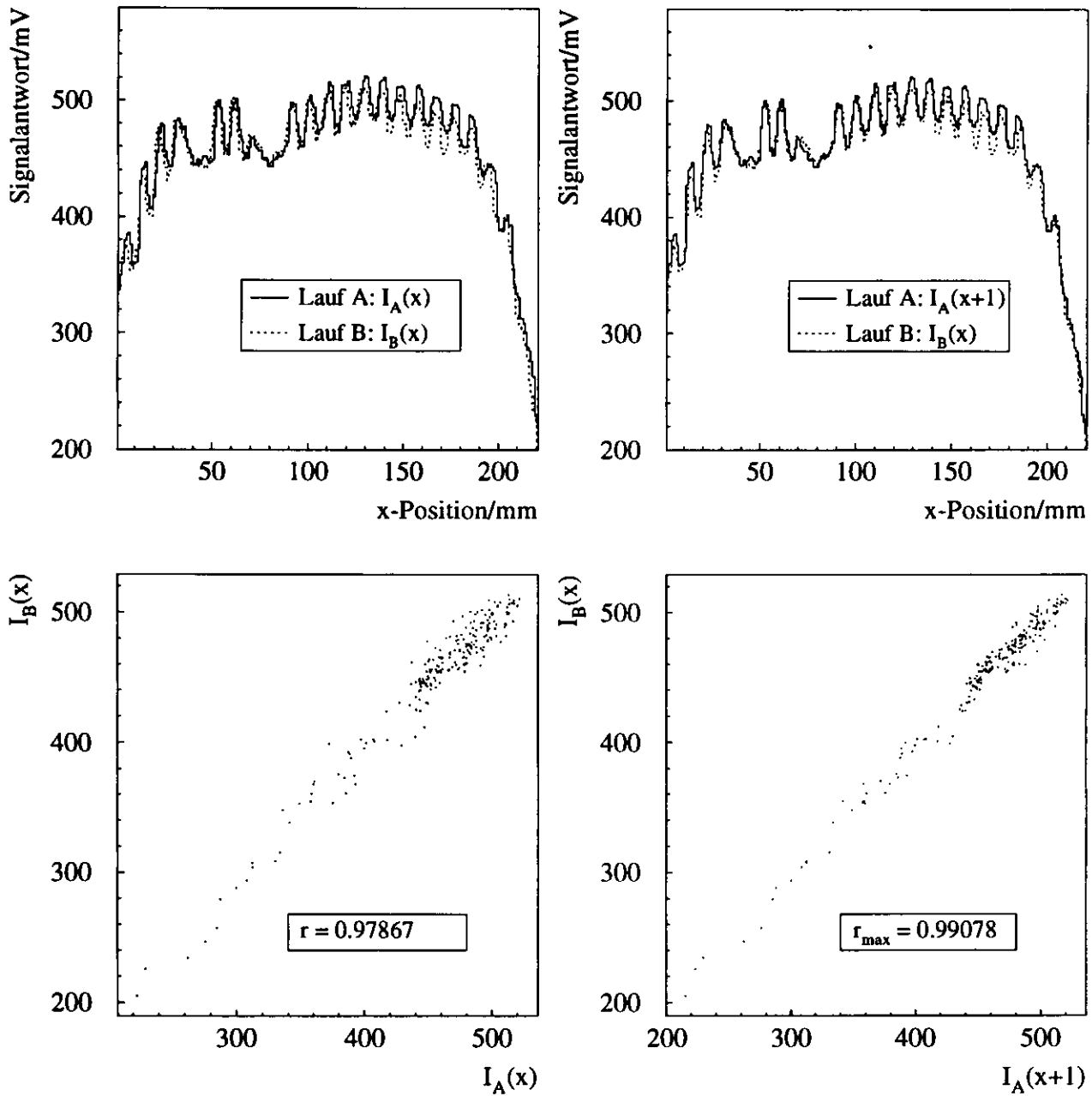


Abbildung 4.4: Auswirkung einer Verschiebung der x-Achse auf das Streudiagramm. Im Streudiagramm oben sind zwei Wiederholungsläufe einer FEMC-Sektion des Bleikalorimeters aufgetragen. Die linken Bilder beschreiben den Zustand vor der Optimierung, die rechten den Zustand danach, wobei jetzt die Signalantwort von Lauf A gegenüber der von Lauf B um 1mm nach links verschoben wurde.

Programm `cobtest` mit der Eingabe des Parameters  $\Delta N$  das Setzen einer unteren Schranke, damit ist unter Berücksichtigung von Bedingung (4.26) folgender Bereich für  $N$  erlaubt (Abbildung 4.5):

$$\min(N_A, N_B) - \Delta N \leq N \leq \min(N_A, N_B). \quad (4.34)$$

Die Anzahl aller möglichen Paare  $(\Delta x_a, \Delta x_b)$  ergibt sich aus (4.23–4.25) und (4.34) zu:

$$(\Delta N + 1)^2 + (\Delta N + 1) \cdot |N_B - N_A|. \quad (4.35)$$

Beschränkt man die unverschobenen Signalantworten für die Verschiebung schon vorher auf ihren aktiven Bereich, läßt sich die Anzahl der Möglichkeiten beträchtlich einschränken, da beide Signalantworten damit schon ungefähr dieselbe Länge haben. Für den typischen Fall einer Längendifferenz von  $|N_A - N_B| = 4$  und  $\Delta N = 10$  existieren z.B. 165 mögliche Kombinationen, die Rechenzeit bewegt sich damit in der Größenordnung von einer Sekunde.

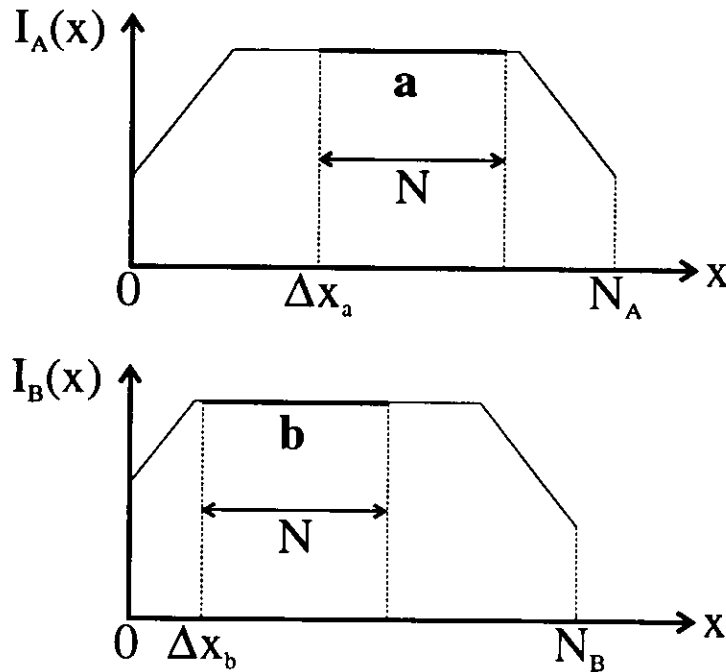


Abbildung 4.5: Ein Beispiel von ausgewählten Bereichen aus den Signalantworten  $I_A$  und  $I_B$  für Testsignalantworten **a** und **b** unter Berücksichtigung der Auswahlparameter  $\Delta x_a$ ,  $\Delta x_b$ . Der erlaubte Bereich für die Dimension  $N$  der Testsignalantworten ergibt sich zu  $N = [N_B - \Delta N, N_B]$ , da in diesem Beispiel  $N_A > N_B$  gilt. Mit der Angabe des zusätzlichen Parameters  $\Delta N$  läßt sich die Anzahl aller möglichen Verschiebungen  $(\Delta x_a, \Delta x_b)$  einschränken.

Falls  $\Delta N = \min(N_A, N_B) - 3$  ergibt sich die maximale Anzahl von möglichen Verschiebungen, deren Berechnung je nach Rechnertyp bis zu einigen Stunden dauern kann. Tests ergaben in diesen Fall, daß für die so optimierten Signalantworten tatsächlich ungefähr ihr aktiver Bereich ausgewählt wurde, dies gilt besonders für die Signalantworten der hadronischen Sektionen.

Nachdem die Verschiebung mit dem größten Korrelationskoeffizienten  $r_{max}$  gefunden wurde, speichert das Programm `cobtest` die dazu gehörenden Test-Signalantworten **a** und **b** als eigenständige Dateien ab. Diese Dateien lassen sich von anderen Programmen z.B. zur Bildung der optischen Parameter weiterverarbeiten. Sollte der seltene Fall auftreten, daß für  $r_{max}$  mehrere Paare  $(\Delta x_a, \Delta x_b)$  existieren, dann wird diejenige Kombination mit der größten Dimension  $N$  der Test-Signalantworten ausgewählt.

#### 4.4.2 Reproduzierbarkeit

Nachdem die zwei zu vergleichenden Läufe auf der x-Achse verschoben wurden, können weitere Aussagen über deren Unterschiede gemacht werden. Es werden die im vorherigen Abschnitt erwähnten, aus einer erfolgreichen Verschiebung hervorgegangenen Signalantworten **a** aus Lauf A und **b** aus Lauf B der Dimension  $N$  für den Vergleich benutzt.

Ein quantitatives Maß für die Übereinstimmung ist der oben erwähnte Korrelationskoeffizient  $r$ , dessen Wert aber davon abhängt, ob die zu testenden Signalantworten steigende oder abfallende Flanken besitzen. Tests haben ergeben, daß für Wiederholungsmessungen mit Flanken in den Signalantworten  $r \approx 0.99$  gilt, ohne Flanken in einem Bereich in der Mitte der Sektion dagegen  $r \approx 0.90$ . Die daraufhin durchgeführten Verschiebungen führen in beiden Fällen zum selben Resultat. Es ist durchaus möglich, daß während eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs nur Teile der Sektion befahren werden konnten oder die Signalantworten aus einem anderen Grund keine Flanken aufweisen. Da außerdem der Wert von  $r$  recht unanschaulich ist, wurde ein anderes Maß für die Reproduzierbarkeit eingeführt.

Das quantitative Maß zur Beurteilung der Reproduzierbarkeit zweier Signalantworten soll der *Standardschätzfehler*  $s$  der Regressionsgeraden im Streudiagramm sein. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate wird eine Regressionsgerade  $(b = \alpha_0 + \alpha_1 a)$  in das Streudiagramm angepaßt. Der Standardschätzfehler<sup>10</sup>  $s(\mathbf{a}, \mathbf{b})$  ist ein Maß für die Streuung der Meßwerte  $(a_i, b_i)$  um die Regressionsgerade von  $b$  bezüglich  $a$ :<sup>11</sup>

$$s(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \sqrt{\sum_{i=1}^N (b_i - \alpha_0 - \alpha_1 a_i)^2 \cdot \frac{1}{N-2}}. \quad (4.36)$$

Der Standardschätzfehler  $s$  ist mit dem linearen Korrelationskoeffizienten  $r$  verknüpft: <sup>11</sup>

$$s(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \sigma_b \cdot \sqrt{1 - r^2}, \quad (4.37)$$

$$\Rightarrow s(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{\sigma_b}{\sigma_a} \cdot s(\mathbf{b}, \mathbf{a}), \quad (4.38)$$

<sup>10</sup>eng. covariance

<sup>11</sup>Siehe [SPI80, Kap. 14 Seite 241ff].

$$\Rightarrow s(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{1}{c_3} \cdot s(c_1 \cdot \mathbf{a} + c_2 \cdot \mathbf{1}, c_3 \cdot \mathbf{b} + c_4 \cdot \mathbf{1}). \quad (4.39)$$

Der Standardschätzfehler  $s(\mathbf{a}, \mathbf{b})$  ist ein Maß für die mittlere Streuung der zu testenden Signalantwort  $\mathbf{b}$  um die Referenzsignalantwort  $\mathbf{a}$  (Abbildung 4.6). Nimmt man an, daß beide Signalantworten unabhängig voneinander um ihren Mittelwert schwanken würden, wäre  $r \approx 0$  und nach Gleichung (4.37) würde gelten:

$$s(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \sigma_b \quad \wedge \quad s(\mathbf{b}, \mathbf{a}) = \sigma_a \quad (\text{für } r = 0). \quad (4.40)$$

Der Standardschätzfehler hat damit Eigenschaften einer normalen Standardabweichung. Aus Gleichung (4.39) folgt, daß  $s$  von der Skalierung der zu testenden

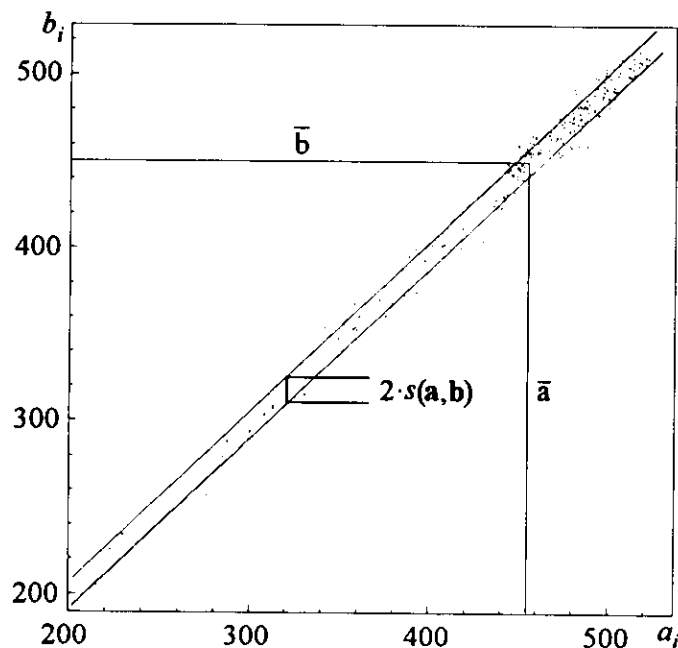


Abbildung 4.6: Veranschaulichung des Standardschätzfehlers  $s(\mathbf{a}, \mathbf{b})$  der Signalantworten  $\mathbf{a}$  und  $\mathbf{b}$ . Ausgehend vom letzten Streudiagramm (Abbildung 4.4) sind jetzt zwei parallelen Linien zur Regressionsgeraden eingezeichnet, mit dem jeweiligen Abstand  $s$  von dieser Geraden. Zwischen diesen Parallelen liegen im Mittel 68 % aller Punkte  $(a_i, b_i)$ .

Signalantwort abhängt. Anhand von Abbildung (4.6) sieht man, daß  $s(\mathbf{a}, \mathbf{b})$  unabhängig von einer Verschiebung oder Skalierung der  $a_i$ -Achse ist, die der Referenzsignalantwort  $\mathbf{a}$  zugeordnet ist; weiterhin besteht eine Unabhängigkeit von  $s$  gegenüber einer Verschiebung der  $b_i$ -Achse, die der zu testenden Signalantwort zugeordnet ist. Eine Skalierung der  $b_i$ -Achse, d.h. der Multiplikation aller Werte  $b_i$  mit einem konstanten Faktor, bedeutet auch eine Skalierung des Wertes von  $s$ , damit hängt  $s$  von der Aktivität des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats ab. Um von dieser Skalierung unabhängig zu werden, wird  $s$  durch den Mittelwert der zu

testenden Signalantwort geteilt:

$$s\% = \frac{s(\mathbf{a}, \mathbf{b})}{\bar{b}} \quad (4.41)$$

Die Größe  $s\%$  wird im folgenden als *Reproduzierbarkeit* bezeichnet.<sup>12</sup> Die beste Reproduzierbarkeit zweier Signalantworten ergibt sich für  $s\% = 0$ . Bei der Benutzung dieser Größe ist vorausgesetzt, daß die zu vergleichenden Signalantworten vorher mit einer der Methoden aus Abschnitt 4.2 normiert wurden. Ferner soll als Konvention gelten, daß die Signalantwort des älteren <sup>60</sup>Co-Laufs als Referenzsignalantwort  $\mathbf{a}$  und diejenige des neueren Laufs als zu testende Signalantwort  $\mathbf{b}$  angesehen wird. Monte-Carlo Daten sind immer als Referenzsignalantworten anzusehen.

Die so definierte Reproduzierbarkeit hat sich in guter Näherung als unabhängig von der Auswahl des zu testenden Ortsintervalls der beiden Signalantworten erwiesen. Falls keine aufsteigenden oder abfallenden Flanken in einer Signalantwort vorhanden sind,<sup>13</sup> wird  $\sigma_b/\bar{b}$  kleiner als im Fall mit Steigungsflanken, da sowohl  $\bar{b}$  zunimmt als auch  $\sigma_b$  abnimmt. Der lineare Korrelationskoeffizient  $r$  wird allerdings auch kleiner, so daß dieser Effekt durch die Produktbildung aus Gleichung (4.37) wieder ausgeglichen wird.

Die durch die Regressionsgerade ermittelten Konstanten  $\alpha_0$  und  $\alpha_1$  geben an, wie sich die Normierung der beiden Signalantworten  $\mathbf{a}$  und  $\mathbf{b}$  voneinander unterscheidet. Die Steigung der Regressionsgeraden  $\alpha_1$  ist ein Maß für das Verhältnis der Mittelwerte der beiden Signalantworten.<sup>14</sup> Ein Wert ungleich eins kann z.B. durch die endliche Halbwertszeit des <sup>60</sup>Co-Präparats hervorgerufen worden sein, falls die beiden <sup>60</sup>Co-Läufe zu unterschiedlichen Zeiten aufgenommen wurden und diese zu vergleichenden Signalantworten vorher auf das Uransignal (UNO) normiert wurden.

Gesondert zu betrachten ist der Fall  $\alpha_0 \neq 0$ : Da die Signalantworten schon auf das Uransignal normiert wurden, muß bei einem Lauf ein zusätzliches konstantes Signal vorhanden gewesen sein, das nur dann auftrat, wenn sich das <sup>60</sup>Co-Präparat über den Szintillatoren befand. Ein Lichtleck scheidet als Ursache aus, da dieser Fall bereits durch die Normierung korrigiert wurde, denn dieses zusätzliche Signal existiert auch, wenn das <sup>60</sup>Co-Präparat kein Licht in den Szintillatoren erzeugt. Am wahrscheinlichsten ist, daß sich die longitudinale Homogenität in der Zwischenzeit verändert hat, d.h. es ist eine lokale Störung in einer Signalantwort aufgetreten. Dann liegt keine lineare Beziehung mehr zwischen den Signalantworten vor. Der Cerenkoeffekt tritt im Fall der Self-UNO Normierung als Korrekturfaktor auf und hat nur Einfluß auf den Steigungsparameter  $\alpha_1$ .

<sup>12</sup>In der Arbeit von [GLO91] bezeichnete dieser Begriff die Standardabweichung der Größe  $1 - a_i/b_i$ .

<sup>13</sup>In Abbildung 4.4 wäre dies z.B. das Ortsintervall  $x=[100,180]$ .

<sup>14</sup>Siehe Abbildung 4.6.



Die Reproduzierbarkeit  $s\%$  ist also weitgehend unabhängig von der Normierung der am Vergleich beteiligten Signalantworten und unabhängig vom gewählten Ortsintervall. Für Wiederholungsläufe am Bleikalorimeter wurde eine Reproduzierbarkeit der Signalantworten von  $s\% = 1.4\%$  festgestellt. Damit ist eine quantitative Aussage über die Qualität der Übereinstimmung von zwei  $^{60}\text{Co}$ -Signalantworten möglich geworden. Die gleichzeitig vom Programm `cobtest` ausgegebenen Parameter  $\alpha_0$  und  $\alpha_1$  der Regressionsgeraden, geben zusätzlich eine Übersicht, ob Änderungen in der longitudinalen Homogenität aufgetreten sind. Mit den in diesem Abschnitt vorgestellten Größen ist eine schnelle Analyse möglich, ohne sich den Verlauf der einzelnen Signalantworten graphisch ansehen zu müssen.

#### 4.4.3 Optische Parameter

Für die Berechnung der optischen Parameter<sup>15</sup> sind die jeweils beiden Signalantworten der  $^{60}\text{Co}$ -Läufe aus gegenüberliegenden Bestrahlungsseiten auszuwerten, wobei jetzt eine gleichzeitige Optimierung von 4 Signalantworten des kompletten Satzes durchzuführen ist. Diese Signalantworten werden zunächst mit der oben beschriebenen Methode auf der x-Achse gegeneinander verschoben. Die Eingabegrößen sind jetzt keine Signalantworten aus Wiederholungsläufen, sondern Paare aus unterschiedlichen Bestrahlungsseiten bei gleicher Ausleseseite:<sup>16</sup>

$$I_{LL} \iff I_{RL}, \quad (1)$$

$$I_{RR} \iff I_{LR}. \quad (2)$$

Die Verschiebung mit dem größten linearen Korrelationskoeffizienten aus (1) oder (2) definiert die Verschiebung für *beide* Signalantworten eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs.<sup>17</sup>

Das Programm `cobtest` besitzt eine Option, Signalantworten derselben Sektion in gleicher Weise zu optimieren. Mit Hilfe dieser optimierten Signalantworten lassen sich dann die optischen Parameter bilden. Der Wert des Standardschätzfehlers besitzt für diese Art der Optimierung keinen Informationswert.

Dagegen ist es durchaus sinnvoll, die Reproduzierbarkeit für zwei optische Parameter aus  $^{60}\text{Co}$ -Messungen an derselben Kalorimetersektion anzugeben. Die beiden ortsabhängigen Funktionen können derselben Prozedur wie die Signalantworten unterworfen werden. Das Programm `cobtest` stellt keine Anforderungen an die Struktur der zu vergleichenden Meßreihen, so daß auch eine Verschiebung und die Bildung des Standardschätzfehlers von optischen Parametern möglich ist. Die optischen Parameter  $S_L/S_R(x)$  und  $W_L/W_R(x)$  sind im Idealfall allerdings unabhängig vom Ort, so daß es zunächst scheint, als ob sich keine

<sup>15</sup>Siehe Definition auf Seite 20.

<sup>16</sup>Bei der Signalantwort  $I_{ij}$  bezeichnet der Index  $i$  die Bestrahlungsseite (L/R) und  $j$  die Ausleseseite (L/R).

<sup>17</sup>Das ist möglich, weil alle Signalantworten eines bestimmten  $^{60}\text{Co}$ -Laufs dieselben Ortsinformation besitzen. Die Verschiebungen sind dann für  $I_{LL}$  und  $I_{LR}$  (bzw.  $I_{RR}$  und  $I_{RL}$ ) gleich groß.

Korrelation sinnvoll definieren läßt. Die realen optischen Parameter zeigen aber eine deutliche Ortsabhängigkeit, was einerseits an einer ungenügenden longitudinalen Homogenität liegt, andererseits daran, daß das Modell der optischen Parameter selbst eine Idealisierung darstellt. Die Kontrolle durch ein Übereinanderlegen der beteiligten Signalantworten mit derselben Verschiebung zeigt, daß die Autokorrelation auch für die optischen Parameter funktioniert. Die Größe der so erhaltenen Korrelationen erlauben es deshalb auch hier, einen linearen Fit durch das Streudiagramm zu legen und damit die Reproduzierbarkeit zu definieren.

## Kapitel 5

# Auswertung der RCAL-Serienmessungen

In diesem Kapitel findet eine Auswertung der Serienmessungen mit dem Außenabtaster statt. Bei der Außenabtastung werden Transportröhren, die sich auf einem Aluminiumflügel befinden, für die  $^{60}\text{Co}$ -Messungen seitlich von außen an den Kalorimeterturm gepreßt und mit dem  $^{60}\text{Co}$ -Präparat befahren. Diese Messungen fanden zwischen Februar und März 1991 an allen noch nicht eingebauten Modulen des ZEUS-Rückwärtskalorimeters statt. Berücksichtigt sind alle Kalorimetertürme mit einer hadronischen und zwei elektromagnetischen Sektionen. Da alle Messungen unter denselben Versuchsbedingungen durchgeführt wurden, bieten sie eine gute Datenbasis von ca. 1000 Signalantworten für jede gleichartige Sektion. Mit Hilfe der Serienmessungen konnte eine Qualitätskontrolle der Kalorimetermodule vor ihren Einbau in den ZEUS-Detektor durchgeführt werden.<sup>1</sup> Durch die in dieser Arbeit vorgestellten Analysemethoden, ergeben sich neue Resultate aus den vorliegenden Signalantworten.

### 5.1 Ortsmessung mit und ohne Winkeldekodierer

Der aktive Bereich der Signalantwort eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs ist durch die Wendepunkte der aufsteigenden bzw. absteigenden Flanke dieser Signalantwort bestimmt.<sup>2</sup> Durch die Angabe des aktiven Bereichs ist eine *absolute* Ortsbestimmung möglich.

Da sich die Mittelwerte der Signalantworten  $\langle I_{ij} \rangle$  und optischen Parameter  $\langle S_L/S_R \rangle$ ,  $\langle W_L/W_R \rangle$ ,  $\langle T \rangle$  im folgenden nur auf diesen Bereich beziehen, ergab sich die Frage, wie genau sich der aktive Bereich einer Signalantwort angeben läßt. Für die Bestimmung des aktiven Bereichs wird die Ortsinformation vom Winkeldekodierer nicht benutzt. Dies wirft die Frage auf, ob für die Analyse der Signalantworten die Ortsinformation überhaupt benötigt wird. Falls die Geschwindigkeit des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats während der Datennahme konstant ist

---

<sup>1</sup>Siehe [MEY91], [GLO91] und [KRE92].

<sup>2</sup>Siehe Kapitel 3, Seite 31.

und alle Ereignisse immer denselben zeitlichen Abstand haben, d.h. auch die Auslesefrequenz des ADC immer konstant ist, wäre die gleichzeitige Auslese des Winkeldekodierers für die Analyse tatsächlich überflüssig. Die Positionen der einzelnen Szintillatoren lassen sich auch ohne Ortsinformation bestimmen (Kapitel 4.1.3), dies gilt auch für alle anderen Analysemethoden. Die Anzahl der Ereignisse im aktiven Bereich hängt von der Geschwindigkeit des Präparats und von der Auslesefrequenz des ADC ab. Die Breite des aktiven Bereichs, gemessen mit dem Winkeldekodierer, ist unabhängig von diesen Größen und hängt nur von dessen Meßfehler ab.

Sektion	Breite in mm	Anzahl der Ereignisse
EMC1	$220.5 \pm 3.8$ (1.7 %)	$548 \pm 13$ (2.4 %)
EMC2	$220.5 \pm 3.6$ (1.6 %)	$548 \pm 13$ (2.4 %)
HAC	$652.1 \pm 3.8$ (0.6 %)	$1636 \pm 29$ (1.7 %)

Tabelle 5.1: Bestimmung der Breite des aktiven Bereichs einer Kalorimetersektion mit bzw. ohne Winkeldekodierer (Spalten 2 und 3). Die Anzahl der Ereignisse innerhalb dieses Bereichs ist für die Serienmessungen am Rückwärtskalorimeter mit dem Außenabtaster (02.91–04.91) angegeben.

Aus Tabelle 5.1 und den Abbildungen 5.1 und 5.2 sieht man, daß die Anzahl der Ereignisse im aktiven Bereich eine größere prozentuale Schwankung aufweisen als die gemessene Breite. Falls im  $^{60}\text{Co}$ -Versuchsaufbau ein Winkeldekodierer einsatzfähig ist, sollte deshalb weiterhin dessen Ortsinformation für die Analyse benutzt werden. Allerdings besitzt auch eine Ortsmessung durch das Zählen der Ereignisse eine hinreichende Genauigkeit, so daß selbst ein  $^{60}\text{Co}$ -Versuchsaufbau ohne Winkeldekodierer befriedigende Resultate liefern wird.

Durch die größere Meßstrecke ist die Breite des aktiven Bereichs einer hadronischen Sektion prozentual genauer bestimmbar, als die Breite einer elektromagnetischen Sektion. Es kann davon ausgegangen werden, daß der Meßfehler in der Breitenbestimmung auf Schwankungen in der Auslese des Winkeldekodierers zurückzuführen ist. Dadurch wird die Breite einer Sektion etwas gestaucht oder gestreckt. Das im folgenden Abschnitt betrachtete *Gesamtssignal*, das den Mittelwert über den aktiven Bereich einer Signalwort darstellt, bleibt davon weitgehend unbeeinflusst, solange die Meßfehler des Winkeldekodierers statistischer Natur sind. Ein Indiz dafür ist die Standardabweichung der Gesamtssignale für Wiederholungsmessungen am Bleikalorimeter, die kleiner als 1 % ist.<sup>3</sup>

Die gemessene Breite des aktiven Bereichs der Signalantwort ist durchschnittlich um 8 mm größer als der aktive Bereich der Wellenlängenschieber. In seinem aktiven Bereich ist der Wellenlängenschieber in der Lage, das von den Szintillatoren erzeugte Licht zu absorbieren. Die Breite dieses Bereichs beträgt am Rückwärtskalorimeter 211 mm für EMC- und 644 mm für HAC-Sektionen.

<sup>3</sup>Siehe Tabelle 6.3, Seite 55.

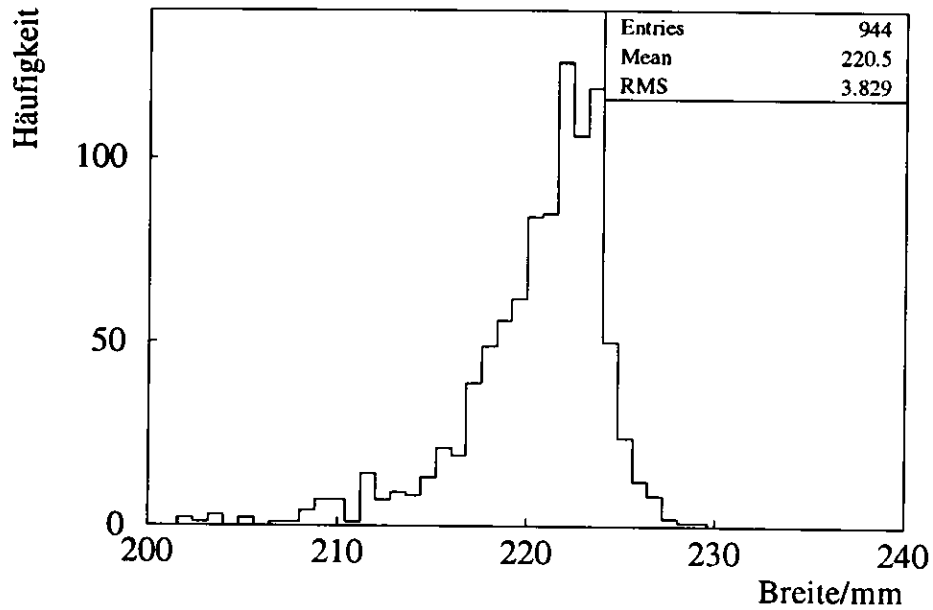


Abbildung 5.1: Breite des aktiven Bereichs der Signalantworten von den ersten elektromagnetischen Sektionen am Rückwärtskalorimeter.

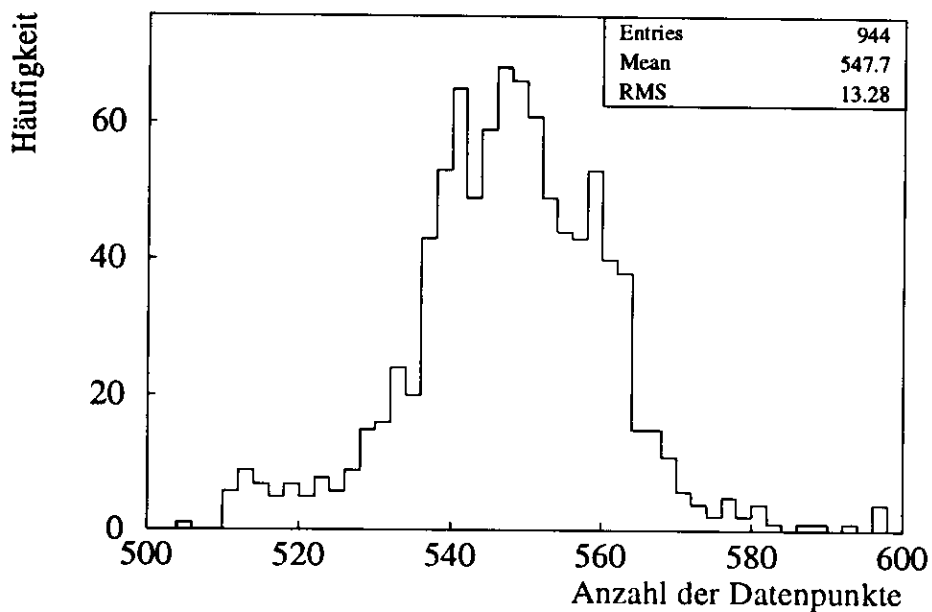


Abbildung 5.2: Anzahl der Ereignisse im oben errechneten aktiven Bereich der Signalantwort.

Das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat erzeugt kurz nach dem Verlassen des aktiven Bereichs des Wellenlängenschiebers noch weiterhin Licht in den Szintillatoren, so daß die Signalantwort nicht abrupt auf null bzw. auf das Uransignal absinkt. Dadurch ergibt sich eine Verbreiterung des aktiven Bereichs.

## 5.2 Gesamtsignale der Kalorimetersektionen

Da das ZEUS-Kalorimeter durch die natürliche Aktivität des Absorbermaterials Uran über eine homogene und zeitlich stabile Strahlungsquelle verfügt, ist es möglich, eine Interkalibration gleichartiger Kalorimetertürme vorzunehmen. Bei Stichprobenkalorimetern, die als Absorber inaktives Material verwenden, ist diese Möglichkeit nicht gegeben. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob allein mit den Ergebnissen aus  $^{60}\text{Co}$ -Messungen eine Interkalibration durchgeführt werden kann. Es wird hierbei das *Gesamtsignal* einer Kalorimetersektion betrachtet.

Das Gesamtsignal ist ein Maß für die mittlere Energie, die das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat während eines Laufs in einer Kalorimetersektion deponiert. Dieses Signal sollte für jede gleichartige Kalorimetersektion möglichst konstant sein. Es wird aus den Mittelwerten der Signalantworten im aktiven Bereich gebildet. Das Gesamtsignal einer Sektion kann von der Bestrahlungsseite abhängen, deshalb unterscheidet man zwischen den Gesamtsignalen  $G_L$ , bei einer Bestrahlung von links, und  $G_R$  für die rechte Bestrahlungsseite. Die zusätzlich betrachtete Größe  $G$  bildet sich aus der Summe der Gesamtsignale von zwei gegenüberliegenden Bestrahlungsseiten einer Kalorimetersektion, wobei sich die Anfangsbedingungen, außer der Bestrahlungsseite, nicht geändert haben sollen. In diesem Kapitel werden folgende Definitionen und Typen von Gesamtsignalen benutzt [MEY91]:<sup>4</sup>

<b>Typ 1 :</b>	$\langle I_{LL} \rangle, \langle I_{LR} \rangle, \langle I_{RR} \rangle, \langle I_{RL} \rangle .$
<b>Typ 2 :</b>	$G_L = \langle I_{LR} \rangle + \langle I_{LL} \rangle \quad (\text{bestrahlt von links}).$
	$G_R = \langle I_{RR} \rangle + \langle I_{RL} \rangle \quad (\text{bestrahlt von rechts}).$
<b>Typ 3 :</b>	$G = G_L + G_R,$
	$= \langle I_{LL} \rangle + \langle I_{LR} \rangle + \langle I_{RL} \rangle + \langle I_{RR} \rangle .$

Mit Hilfe des Modells der „langen Quellen“ kann man sich die Typen der Gesamtsignale auch folgendermaßen entstanden denken: Die „lange Quelle“ soll die Länge des aktiven Bereichs der Signalantwort einer Kalorimetersektion besitzen und dieselbe Aktivität wie das normalerweise benutzte punktförmige  $^{60}\text{Co}$ -Präparat haben. Wird dieses lange Präparat dann von einer Seite genau über

<sup>4</sup>Bei der Signalantwort  $I_{ij}$ , bezeichnet der Index  $i$  die Bestrahlungsseite (L/R) und  $j$  die Ausleseseite (L/R). Der Mittelwert  $\langle I \rangle$  wird nach Gleichung (4.4) Seite 24 aus den Rohdaten im aktiven Bereich berechnet. Für die Berechnung der Gesamtsignale von Messungen am ZEUS-Kalorimeter werden die auf das Uransignal normierten Signalantworten  $\bar{I}$  benutzt (Kap.4.2, S.26).

diesen Bereich der Kalorimetersektion positioniert, ist die Summe der Photomultipliersignale links und rechts in diesem Fall gleich dem Gesamtsignal von der jeweiligen Bestrahlungsseite (Typ 2). Wenn zwei lange Präparate *gleichzeitig* an gegenüberliegenden Seiten der Kalorimetersektion positioniert werden, ist die Summe beider Photomultipliersignale gleich dem Gesamtsignal von Typ 3. Man kann durch eine Integration der Signalantwort über ein bestimmtes Ortsintervall ein beliebig langes Präparat simulieren. Alle Photomultipliersignale bzw. Gesamtsignale wurden auf das Uransignal (UNO) nach Methode 3(c) normiert.<sup>5</sup> Das Gesamtsignal einer Kalorimetersektion ist abhängig von folgenden Parametern:

1. Aktivität des benutzten Präparats
2. Abstand des Präparats vom Szintillatorstapel
3. Art und Dichte des Materials zwischen Stapel und Präparat
4. Positionierung der Röhre, die das Präparat befährt
5. Stapelfehler und Zustand der optischen Komponenten einer Kalorimetersektion

Die Parameter 1–4 bzw. deren zeitliche Änderung müssen für die Auswertung des Gesamtsignale bekannt sein.

Die Auswertung aller Türme des Rückwärtskalorimeters (außer der Türme von Modul 12 bottom)<sup>6</sup> ergibt eine Verteilungsbreite<sup>7</sup> des Gesamtsignals von 2.9–3.8% für die elektromagnetischen Sektionen, bzw. 3.7–4.1% für die hadronischen Sektionen (Tabelle 5.2 und Abbildung 5.3). Die Gesamtsignale Typ 2 zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der Bestrahlungsseite. Die Gesamtsignale bei einer Bestrahlung von der rechten Seite sind durchschnittlich um 3% größer als diejenigen auf der linken Bestrahlungsseite. Eine mögliche Ursache kann eine kollektive Verschiebung der Szintillatoren auf die rechte Seite gewesen sein. Die <sup>60</sup>Co-Methode überbetont solche Verschiebungen, da die Szintillatoren während eines Laufes vom Rand angeregt werden. Bei einer Verschiebung der Szintillatoren nach rechts vergrößert sich die dortige Bestrahlungsfläche und es wird von den Szintillatoren auf dieser Seite mehr Licht produziert [MEY91, Kap. 5.2.2]. Die Aufsummierung der Mittelwerte der Signalantworten beider Ausleseseiten gleicht diesen Effekt nicht aus.

<sup>5</sup>Diese Methode korrigiert den Einfluß des Cerenkoeffekts auf die Signalantworten der elektromagnetischen Sektionen, siehe Kapitel 4, Seite 28.

<sup>6</sup>Die einzigen verfügbaren Daten für diese Türme (3–11) sind Spezialmessungen, die im Anschluß an die Serienmessungen Anfang April 1991 durchgeführt wurden. Die Gesamtsignale von Typ 2 der Türme 3–7 liegen ca. 50% unter denen der Serienmessungen. Die Ursache ist bislang unerforscht. Eine Klärung läßt sich nur durch Wiederholungsmessungen unter den gleichen Anfangsbedingungen erreichen. Dies ist aber nicht mehr möglich, da die Module in dieser Anordnung nicht mehr zur Verfügung stehen.

<sup>7</sup>Um den Einfluß von Läufen mit Störungen zu vermindern, wird hier die Halbwertsbreite einer Gaußverteilung als Maß für die Streuung der Meßwerte genommen.

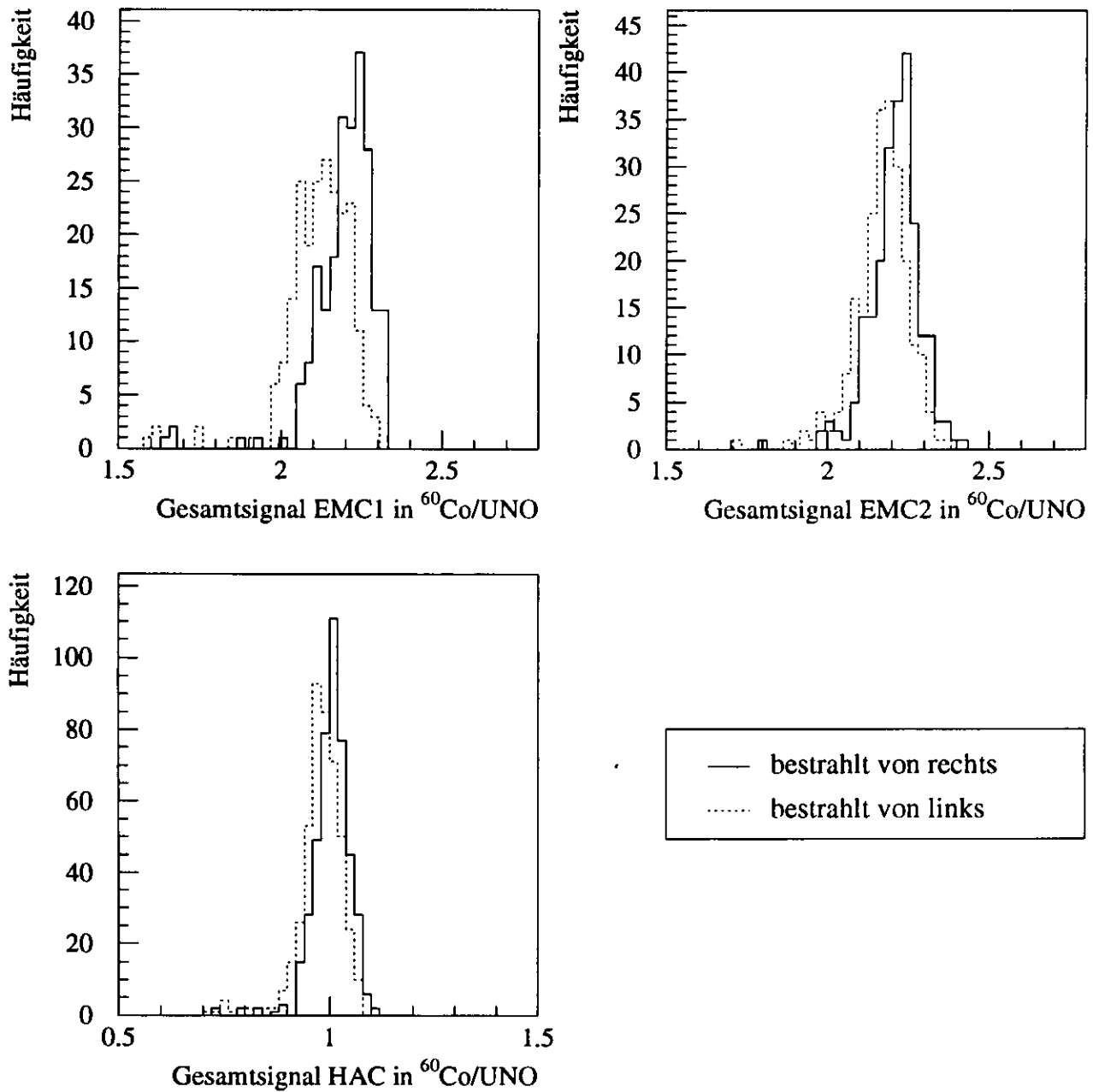


Abbildung 5.3: Verteilung der Gesamtsignale Typ 2 der elektromagnetischen und hadronischen Sektionen am Rückwärtskalorimeter. Es ist eine deutliche Abhängigkeit von der Bestrahlungsseite erkennbar.



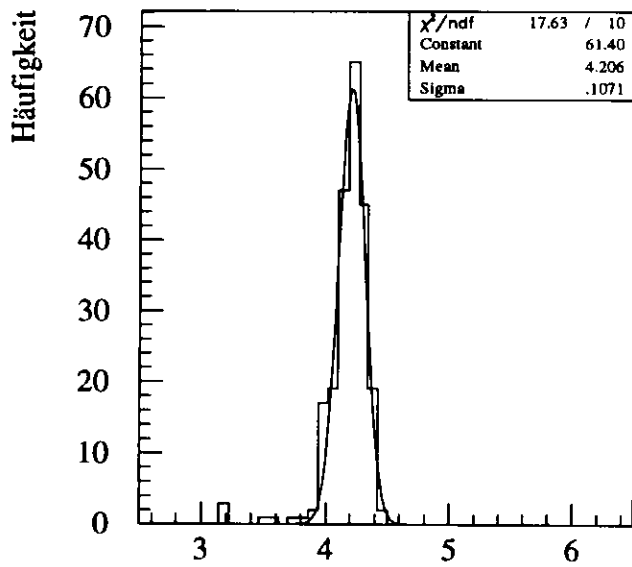
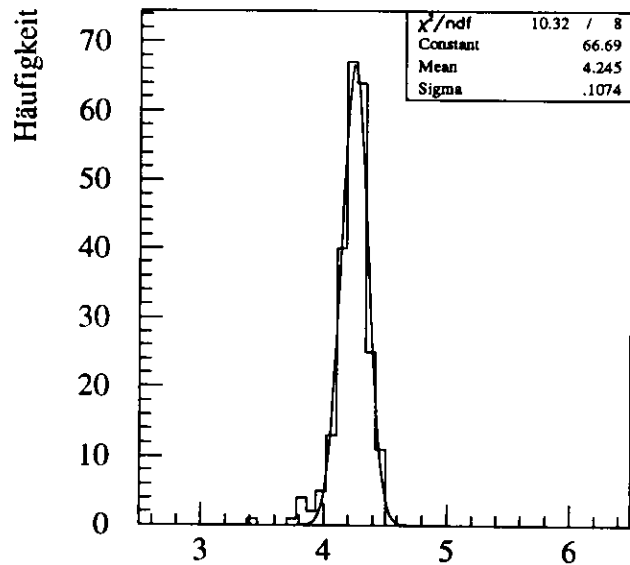
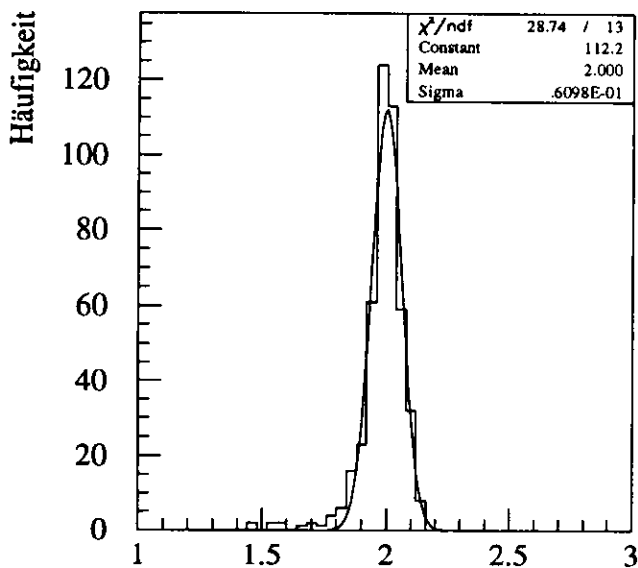
Gesamtsignal Typ 3 für EMC1 in  $^{60}\text{Co}/\text{UNO}$ Gesamtsignal Typ 3 für EMC2 in  $^{60}\text{Co}/\text{UNO}$ Gesamtsignal Typ 3 für HAC in  $^{60}\text{Co}/\text{UNO}$ 

Abbildung 5.4: Normierte Gesamtsignale Typ 3 von den Signalantworten der Serienmessungen mit dem Außenabtaster im Zeitraum 02.91–03.91 am Rückwärtskalorimeter.

Sektion	Bestrahlungsseite	Gesamtsignal Typ 2	Differenz: rechts-links
EMC1	Rechts	$2.216 \pm 0.080$ (3.6 %)	0.088
EMC1	Links	$2.128 \pm 0.081$ (3.8 %)	
EMC2	Rechts	$2.215 \pm 0.064$ (2.9 %)	0.038
EMC2	Links	$2.177 \pm 0.069$ (3.2 %)	
HAC	Rechts	$1.007 \pm 0.037$ (3.7 %)	0.020
HAC	Links	$0.987 \pm 0.040$ (4.1 %)	

Tabelle 5.2: Auf das Uransignal normierte Gesamtsignale Typ 2 der Serienmessungen am Rückwärtskalorimeter (04.91)

Das Gesamtsignal G von Typ 3 sollten unempfindlicher gegenüber verschobenen Szintillatoren sein, da dieses Signal die Summe der Gesamtsignale  $G_L$  und  $G_R$  von beiden Bestrahlungsseiten darstellt. Aus der Bestimmung von G ergab sich tatsächlich eine Verkleinerung der Verteilungsbreite (Tabelle 5.3 und Abbildung 5.4).

Sektion	Gesamtsignal Typ 3
EMC1	$4.199 \pm 0.111$ (2.6 %)
EMC2	$4.240 \pm 0.092$ (2.2 %)
HAC	$2.000 \pm 0.061$ (3.1 %)

Tabelle 5.3: Auf des Uransignal normierte Gesamtsignale von Typ 3 der Serienmessungen am Rückwärtskalorimeter mit dem Außenabtaster

Im Vergleich zu Wiederholungsmessungen am Bleikalorimeter, bei der die Abweichungen der Gesamtsignale kleiner als 1 % sind, ist die Schwankung der Gesamtsignale bei gleichartigen Sektionen von *unterschiedlichen* Kalorimetertürmen mit Außenabtermessungen am ZEUS-Kalorimeter wesentlich größer.

Die ausgewerteten Serienmessungen am Rückwärtskalorimeter dauerten zwei Monate. Während dieser Zeit hat die Aktivität des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats um 2.2 % abgenommen. Da die Messungen innerhalb dieses Zeitraums kontinuierlich durchgeführt wurden, kann man davon ausgehen, daß sich allein durch die Abschwächung des Präparats eine Verteilungsbreite von 1.1 % eingestellt hat. Die durchschnittliche Verteilungsbreite des Gesamtsignals kann nicht allein durch die Abnahme der Aktivität des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats erklärt werden. In die Analyse sind auch Kalorimetersektionen mit mechanischen Defekten oder Störungen in der Lichtauslese eingegangen, die nachträglich behoben wurden. Der Einfluß von Einbaufehlern führte zu einer Vergrößerung der Verteilungsbreite. Das Gesamtsignal von Typ 3 sollte aber weitgehend unabhängig von solchen Fehler sein [KRE92, Kap. 10.2]. Der größte Einfluß auf die Verteilungsbreite ist auf

eine ungenaue Positionierung des Aluminiumflügels bei der Außenabtastung zurückzuführen. Mit der Durchführung von *Inside-Messungen*, bei denen die integrierten Messingröhren der Wellenlängenschieberkassetten befahren werden, sollte eine kleinere Schwankung der Gesamtsignale auftreten.

### 5.3 Größenordnung des Cerenkov-Effekts

Das zusätzliche Signal, daß das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat im Wellenlängenschieber der Bestrahlungsseite erzeugt, hat einen Einfluß auf die Normierung der Signalantworten. Das Cerenkovsignal (CER) und das Uransignal (UNO) wurden in diesem Abschnitt nach Methode 3(c) bestimmt.<sup>8</sup> Das vom  $^{60}\text{Co}$ -Präparat produzierte Signal (CO) in den Szintillatoren ergibt sich aus der unnormierten Signalantwort (I) der Bestrahlungsseite, die hier gleichzeitig die Ausleseseite ist:

$$\text{CO}(x) = I(x) - \text{UNO} - \text{CER} . \quad (5.1)$$

Das Verhältnis CER/UNO gibt die auf das Uransignal normierte Intensität des Cerenkovlichts an. Dieses Verhältnis ist proportional zur Aktivität des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats. Das Verhältnis CER/< CO > hängt von der mittleren Energiedeposition < CO > in die Szintillatoren einer Sektion ab und ist unabhängig von der Aktivität des benutzten  $^{60}\text{Co}$ -Präparats und der Einstellung der Photomultiplierhochspannungen (HV). Beide Größen CER/UNO und CER/< CO > sind abhängig vom Typ des Wellenlängenschiebers.

Sektion	Bestrahlungsseite	CER/UNO	CER/< CO >
EMC1	Rechts	(6.05 ± 0.98) %	(4.73 ± 0.69) %
EMC1	Links	(6.25 ± 0.91) %	(5.06 ± 0.71) %
EMC2	Rechts	(6.23 ± 0.82) %	(4.84 ± 0.64) %
EMC2	Links	(6.58 ± 0.83) %	(5.21 ± 0.66) %

Tabelle 5.4: Verhältnis des Cerenkovsignals zum Uransignal und zum Mittelwert des  $^{60}\text{Co}$ -Signals im aktiven Bereich bei den elektromagnetischen Sektionen am Rückwärtskalorimeter für beide Bestrahlungsseiten. Ausgewertet wurden die Serienmessungen im Zeitraum 02.91–03.91 mit dem Außenabtaster.

Bei der Normierung mit Hilfe der UNO-Methode oder der Self-UNO Methode taucht das Verhältnis CER/UNO als Korrekturterm auf.<sup>9</sup> Durch seine Größenordnung von 5–6% ist dieser Term nicht zu vernachlässigen. Das Cerenkovlicht, das im aktiven Bereich des Wellenlängenschiebers erzeugt wird, ist in guter Näherung ortsunabhängig [MEY91, Kap. 6.2 S. 57ff]. Das liegt vor allem an dem Einfluß des gemusterten Rückwandreflektors, der eine longitudinale Homogenität der Lichtausbeute im Wellenlängenschieber gewährleistet.

<sup>8</sup>Siehe Kapitel 4.2, Seite 28.

<sup>9</sup>Siehe Kapitel 4.2, Seite 26.

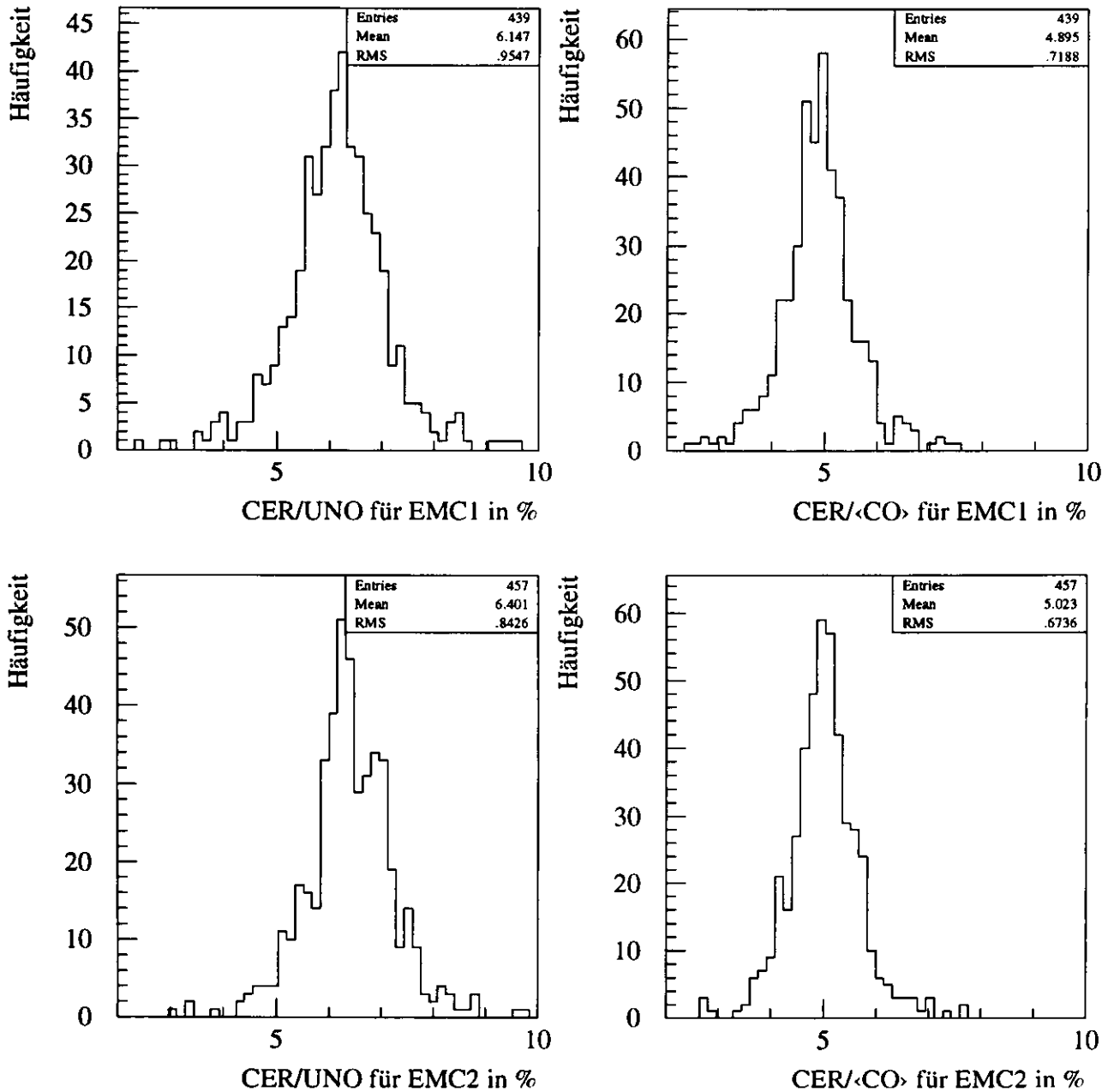


Abbildung 5.5: Anteil des Cerenkovsignals

Im inaktiven Bereich, wo sich statt der Seiten- und Rückwandreflektoren schwarze Tedlarfolie befindet, steigt das Cerenkovsignal mit abnehmendem Abstand vom Photomultiplier an. Aus diesem Anstieg läßt sich die Abschwächlänge des jeweiligen Wellenlängenschiebers berechnen. Die Abschwächlänge liegt je nach Wellenlängenschiebertyp zwischen ein und zwei Metern. Im aktiven Bereich erhöht der Rückwandreflektor das Cerenkovsignal um ca. 6% [KRE92, Kap. 6]. Das mit Hilfe der Self-UNO Normierung ermittelte Cerenkovsignal CER ist damit etwas zu klein, da sich der Self-UNO Wert auf das Minimum des Nachlaufs<sup>10</sup> einer Signalantwort bezieht. Dieses Minimum befindet sich im allgemeinen am Anfang des inaktiven Bereichs des Wellenlängenschiebers kurz nach dem Verlassen seines aktiven Bereichs. Der Einfluß des Rückwandreflektors kann für diese Analyse vernachlässigt werden, da die Erhöhung von CER um 6% kleiner als der Fehler in der Bestimmung der Größen CER/UNO und CER/<CO> von ca. 14% ist.

Falls Messungen mit demselben Präparat (mittlere Lebensdauer  $\tau = 7.5 a$ ) zu unterschiedlichen Zeiten und ansonsten gleichen Anfangsbedingungen vorgenommen wurden, läßt sich die zeitliche Änderung von CER/UNO durch das radioaktive Zerfallsgesetz beschreiben:

$$\frac{\text{CER}}{\text{UNO}}(t) = \frac{\text{CER}}{\text{UNO}}(t=0) \cdot e^{-t/\tau}, \quad (5.2)$$

$$\approx \frac{\text{CER}}{\text{UNO}}(t=0) \cdot \left(1 - \frac{t[\text{Monate}]}{90}\right) \quad (t \ll \tau). \quad (5.3)$$

<sup>10</sup>Teil der Signalantwort bei der sich das <sup>60</sup>Co-Präparat nach Verlassen des aktiven Bereichs auf dem Weg zum Photomultiplier befindet (Kap. 4 Seite 27).

## Kapitel 6

# Messungen am Bleikalorimeter

Das Bleikalorimeter wurde zu Testzwecken gebaut [BÖH93]. Mögliche Anwendungsgebiete sind:

- Simulation von Störungen im mechanischen Aufbau eines Stichprobenkalorimeters
- Untersuchung der Auswirkung von Strahlungschäden auf die Signalantwort durch Einbau bereits bestrahlter Szintillatoren oder Wellenlängenschieber
- Testmessungen zur Erprobung neuer Meßmethoden

Das Bleikalorimeter besteht aus vier elektromagnetischen EMC-Sektionen mit 21 Szintillatoren und einer hadronischen HAC-Sektion mit 63 Szintillatoren. Das EMC ist wie beim Vorwärtskalorimeter vertikal in 4 Sektionen segmentiert (EMC1 — EMC4). Alle Sektionen bestehen aus abwechselnden Szintillator/Blei Lagen. Die Abmessungen und das Material der Wellenlängenschieber und Szintillatoren ist dasselbe wie beim ZEUS-Kalorimeter. Dem Blei als Absorbermaterial (Legierung PbSb6) ist 6% Antimon beigemischt, um es härter zu machen. Die Tiefe der Bleiplatten beträgt 5.7 mm für die EMC-Sektion und 5.9 mm für die HAC-Sektion. Die Maße wurden gewählt, um für das Absorbermaterial des Testkalorimeters dieselbe Strahlungslänge  $X_0$  wie für den in Edelstahl eingewickelten Uranabsorber des ZEUS-Kalorimeters zu erreichen [BÖH93]. Die Wellenlängenschieber sind in eine Edelstahlkassette eingebettet, die für die Auslese der Lichtsignale der Szintillatoren seitlich an das Kalorimeter gepreßt wird. Auf der Oberfläche der Kassetten sind zwei Messingröhren verlegt, diese verlaufen längs der Mitte zwischen EMC1/EMC2 und EMC3/EMC4 (Abbildung 6.1). In den EMC-Sektionen sind nach dem vierten und siebten Szintillator Zwischenräume freigelassen, die die HES-Schächte des ZEUS-Kalorimeters simulieren. Für die folgenden Messungen wurden die Photomultiplier der HAC-Sektion, der EMC2-Sektion und der EMC3-Sektion während eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufes ausgelesen. Aus Wiederholungsmessungen ohne Änderung der Anfangsbedingungen

ließen sich die Reproduzierbarkeiten der Signalantworten des Bleikalorimeters bestimmen:<sup>1</sup>

Sektion	Signalantwort	Reproduzierbarkeit
EMC	$I_{LL}, I_{RR}$	$(1.56 \pm 0.17) \%$
EMC	$I_{LR}, I_{RL}$	$(1.80 \pm 0.19) \%$
HAC	$I_{LL}, I_{RR}$	$(1.06 \pm 0.13) \%$
HAC	$I_{LR}, I_{RL}$	$(1.37 \pm 0.17) \%$

Tabelle 6.1: Reproduzierbarkeit der Signalantworten von Wiederholungsmessungen am Bleikalorimeter.

Es fällt auf, daß die Reproduzierbarkeiten für Signalantworten mit gleicher Bestrahlungs- und Ausleseseite geringfügig kleiner und damit besser sind, als im Fall, wo die der Bestrahlungsseite gegenüberliegende Ausleseseite ausgelesen wurde. Da die absolute Signalhöhe im ersten Fall größer als im zweiten Fall ist, läßt darauf schließen, daß die kleineren statistischen Schwankungen im ersten Fall eine Verbesserung der Reproduzierbarkeit zur Folge haben.

## 6.1 Kalibrierung

Für das Bleikalorimeter steht im Gegensatz zum ZEUS-Kalorimeter kein zeitlich stabiles und homogenes Uransignal (UNO) zur Verfügung. Deshalb wurde versucht, das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat selbst zur Kalibrierung zu benutzen. Dazu wurden in drei Bleiplatten von oben 9 cm tiefe Löcher gebohrt und dort Messingröhren eingesetzt, die vom  $^{60}\text{Co}$ -Präparat befahren werden können. Die spezialbehandelten Bleiplatten befinden sich in der Mitte der HAC-Sektion, an der Grenze von HAC und EMC und in der Mitte der EMC-Sektionen (Abbildung 6.1).

Für die Kalibrierung der Photomultiplier wurde das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat in die Bohrung der Bleiplatte in der Mitte der jeweiligen Sektion gefahren. An dieser Position erzeugt das Präparat zwar kein homogenes Strahlungsfeld wie die Uranplatten beim ZEUS-Kalorimeter, es befindet sich aber immer in einer genau definierten Position, die denselben Abstand von den beiden Ausleseketten der Szintillatoren hat. Das so in den Szintillatoren erzeugte Signal sollte bei einer korrekten Kalibrierung für beide Ausleseseiten gleich groß sein. Für die hadronische Sektion können die Photomultiplierhochspannungen (HV) mit Hilfe eines *autotrim*<sup>2</sup> eingestellt werden. Da die Bohrung in eine Bleiplatte nur 9 cm tief war<sup>3</sup>, die Bleiplatten aber 20 cm hoch sind, befand sich das Präparat während der Kalibrierung 1 cm weiter oberhalb der Mitte zwischen der EMC2-

<sup>1</sup>Bei der Signalantwort  $I_{ij}$  bezeichnet der Index  $i$  die Bestrahlungsseite (L/R) und  $j$  die Ausleseseite (L/R). Zur Definition der Reproduzierbarkeit siehe Seite 36.

<sup>2</sup>Während eines *autotrim* wird die HV beider Photomultiplier automatisch solange verändert, bis beide dasselbe Ausgangssignal zeigen.

<sup>3</sup>Eine 10 cm tiefe Bohrung war technisch nicht möglich.

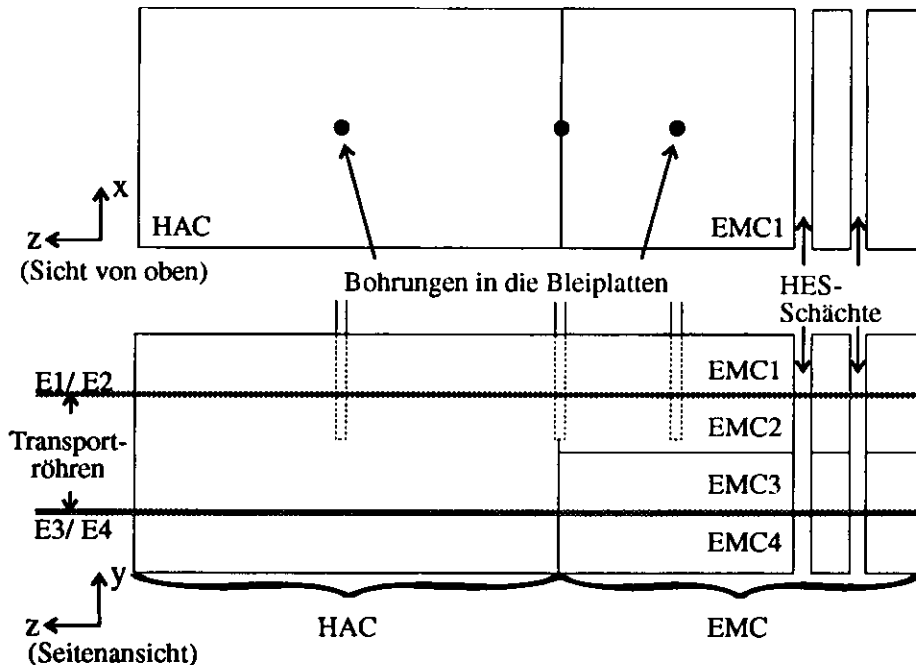


Abbildung 6.1: Position der Bohrungen in die Bleiplatten am Bleikalorimeter (Schematische Darstellung).

und EMC3-Sektion. Deshalb wurde für die Kalibrierung des EMC die EMC2-Sektion stärker angeregt als die EMC3-Sektion (Abbildung 6.1). Weil nur die Photomultiplier derselben Sektion links und rechts eingestellt werden müssen, hatte dies keine weiteren Auswirkungen auf die Normierung, sondern nur auf die Höhe des geforderten Ausgangssignals. Die geforderten Ausgangssignale für die EMC-Sektionen waren so gewählt, daß die Gesamtsignale für beide Sektionen die gleiche Größenordnung hatten:

EMC2	EMC3	HAC
1900 mV	460 mV	2600 mV

Tabelle 6.2: Geforderte Ausgangssignale bei der Einstellung der Photomultiplier mit dem  $^{60}\text{Co}$ -Präparat für beide Ausleseseiten.

Da das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat eine endliche Halbwertszeit besitzt, müssen die Photomultiplierhochspannungen bei einer zeitlich ausgedehnten Meßreihe immer höher gefahren werden, um die geforderten Ausgangssignale zu erreichen. Diese Tatsache gewährleistet allerdings eine konstante mittlere Signalantwort, sofern sich der Meßaufbau nicht geändert hat.

Die eigentliche Qualität der Normierung zeigt sich in der Stabilität des Gesamtsignals  $G = \langle I_{LL} \rangle + \langle I_{LR} \rangle + \langle I_{RR} \rangle + \langle I_{RL} \rangle$  von Typ 3.<sup>4</sup> Es wur-

<sup>4</sup>Zur Definition siehe auch Kapitel 5.2, Seite 44.



den Wiederholungsmessungen durchgeführt, für die jeweils die Photomultiplierhochspannung aus- und wiedereingeschaltet wurde. Die Kalibrierung der Photomultiplier erfolgte dann durch ein erneutes Befahren der präparierten Bleiplatten mit dem  $^{60}\text{Co}$ -Präparat. Außerdem wurde überprüft, wie sich das Gesamtsignal nach dem Aus- und Wiedereinbau aller Komponenten (Szintillatoren, Bleiplatten, Wellenlängenschieber und Photomultiplier) geändert hat. Beim vollständigen Aus- und Einbau des Kalorimeters wurden alle Bleiplatten und Szintillatoren neu gestapelt, wobei diese vor dem Ausbau nummeriert und ihre Orientierung gekennzeichnet wurde, um das Stichprobenkalorimeter möglichst reproduzierbar wieder aufzubauen. Aus Tabelle 6.3 sieht man, daß

Sektion	$\Delta G/G$	Bemerkungen
EMC2	0.3 %	HV neu gesetzt
EMC3	0.6 %	
HAC	0.5 %	
EMC2	0.8 %	HV neu gesetzt und Aus- + Ausbau des Kalorimeters
EMC3	1.2 %	
HAC	0.6 %	

Tabelle 6.3: Schwankung der Gesamtsignale G von Typ 3 am Bleikalorimeter.

die Schwankung des Gesamtsignals G für Wiederholungsmessungen mit einer Neukalibrierung der Photomultiplier deutlich unter 1 % liegt, dieser Wert liegt im Bereich für reine Wiederholungsmessungen ohne Änderung der Photomultiplier HV. Nach dem Aus- und Wiedereinbau aller Kalorimeterkomponenten verdoppelt sich die Schwankung von G bei den elektromagnetischen Sektionen, bleibt aber insgesamt noch in der Größenordnung von einem Prozent. Dieser Wert liegt unterhalb der Schwankungen von 2–3 %, die bei den Serienmessungen am ZEUS-Kalorimeter für G gemessen wurden.<sup>5</sup> Beim Aufbau des Kalorimeters gab es Schwierigkeiten, die Wellenlängenschieberkassetten richtig zu positionieren. Außerdem ergaben sich durch die Stapelung der Blei/Szintillator-Schichten per Hand Stapelungsfehler, die sich in verschobenen Szintillatoren äußerten. Das Gesamtsignal G von Typ 3 und damit die Kalibrierungsmethode mit Hilfe der spezialbehandelten Bleiplatten, erwies sich als weitgehend unabhängig von solchen Einflüssen.

## 6.2 Optische Parameter und deren Reproduzierbarkeit

Durch das in Abschnitt 4.4.3 beschriebene Verfahren ist es möglich geworden, die optischen Parameter<sup>6</sup> einer Kalorimetersektion in Millimeterschritten zu berechnen und damit insbesondere eine vollständige Analyse der Signalantworten

<sup>5</sup>Siehe Kapitel 5.2, Seite 48.

<sup>6</sup>Zur Definition der optischen Parameter siehe Kapitel 3.4 Seite 19.

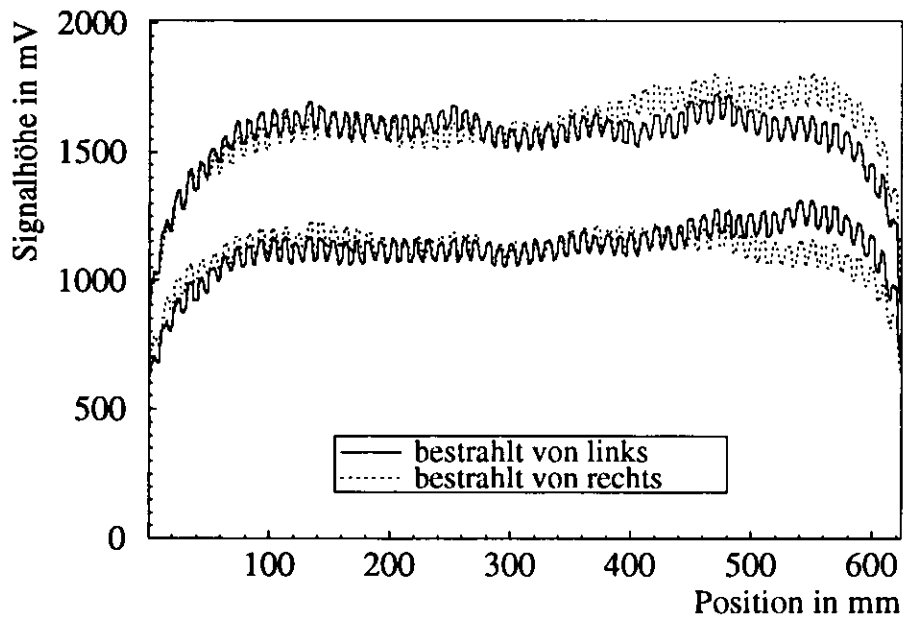


Abbildung 6.2: Kompletter Satz von 4 Signalantworten der hadronischen Sektion am Bleikalorimeter.

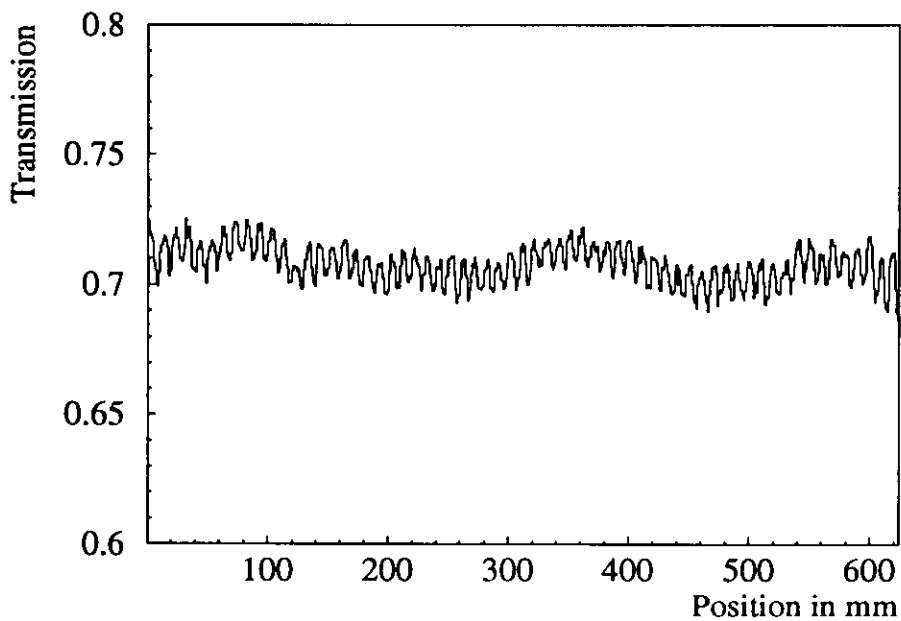


Abbildung 6.3: Transmission der hadronischen Sektion am Bleikalorimeter für die oben gezeigten Signalantworten.

der elektromagnetischen EMC-Sektionen durchzuführen. Die dort eingeführte Reproduzierbarkeit ermöglicht einen Vergleich mit den optischen Parametern aus anderen  $^{60}\text{Co}$ -Messungen.

In Abbildung 6.4 ist eine kompletter Satz von 4 Signalantworten aus Messungen an der hadronischen Sektion des Bleikalorimeters von gegenüberliegenden Bestrahlungsseiten dargestellt. Die Abbildung 6.2 zeigt die daraus errechnete Transmission  $T$ , die longitudinale Ortsabhängigkeit bezieht sich dabei auf die Position des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats. Die Transmission besitzt eine periodische Struktur, wobei die Positionen der lokalen Extrema mit denen der Signalantworten zusammenfallen, d.h., falls sich das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat gegenüber einem Szintillator befindet, ist die Transmission  $T$  besonders groß. Dieser Effekt erklärt sich durch die Änderung der mittleren Eindringtiefe  $\bar{d}$  der  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -Quanten in Abhängigkeit vom Abstand des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats zu den Szintillatorkanten.<sup>7</sup>

Abbildung 6.4 zeigt einen kompletten Satz von 4 Signalantworten aus Messungen an der dritten elektromagnetischen Sektion des Bleikalorimeters. Die Abbildungen 6.5–6.7 zeigen alle drei daraus errechneten optischen Parameter.

Den ungewollten Einfluß eines verschobenen Wellenlängenschiebers auf das Verhältnis der Wellenlängenschieberantworten  $W_L/W_R$  zeigt die Abbildung 6.5. Durch eine ungenaue Positionierung des linken Wellenlängenschiebers trat der Fall auf, daß der jeweils letzte Szintillator einer EMC-Sektion nur teilweise von diesem überdeckt gewesen ist. Dadurch ist der Beitrag dieses Szintillators zur gesamten Signalantwort auf dieser Ausleseseite kleiner als im Normalfall. In Abbildung 6.4 ist zu erkennen, daß der letzte Szintillator in den Signalantworten der linken Ausleseseite scheinbar fehlt. An dieser Position besitzt  $W_L/W_R$  ein deutliches Minimum, was sich als Verkleinerung von  $W_L$  interpretieren läßt. Wenn man die Analyse mit Hilfe der an den Szintillatorpositionen über 10 mm gemittelten Daten<sup>8</sup>  $\bar{I}$ , durchgeführt hätte, wäre dieser mechanische Defekt nur über unterschiedliche Anzahl von gezählten Szintillatoren  $s$  aufgefallen, was besonders für Randszintillatoren ein sehr unsicheres Verfahren ist. Durch eine Kontrolle mit einem „Übereinanderlegen“ aller 4 Signalantworten wie in Abbildung 6.4 wäre dieser Defekt trotzdem erkannt worden.

In Abbildung 6.6 sieht man den Einfluß der HES-Schächte auf die Transmission einer elektromagnetischen Sektion. Es ist ein deutliches Maximum der Transmission zu erkennen, falls sich das Präparat an einer Position gegenüber einer dieser Schächte befindet. Der Schwerpunkt der Energiedeposition und damit die mittlere Eindringtiefe  $\bar{d}$  hat dort einen wesentlichen größeren Abstand zu den Auslekanten der Szintillatoren der Bestrahlungsseite. Dadurch ist das Signal auf der anderen Auslekante größer als normal, was eine Überhöhung der Transmission in diesem Bereich zur Folge hat (vgl. Abbildung 3.4 auf Seite 19). Die für den oben beschriebenen Fall eines verschobenen Wellenlängenschiebers gebildete Transmission  $T$  in Abbildung 6.6 zeigt im Vergleich zur Situation einer korrekten Positionierung eine Absenkung, die auch schon vor der Position des letzten Szintillators beginnt (ab ca. 190 mm). Dieser Effekt ist damit zu

<sup>7</sup>Siehe Kapitel 3.3 .

<sup>8</sup>Siehe Seite 25. Beim Bleikalorimeter ist eine Szintillatoren/Blei Lage 10 mm tief.

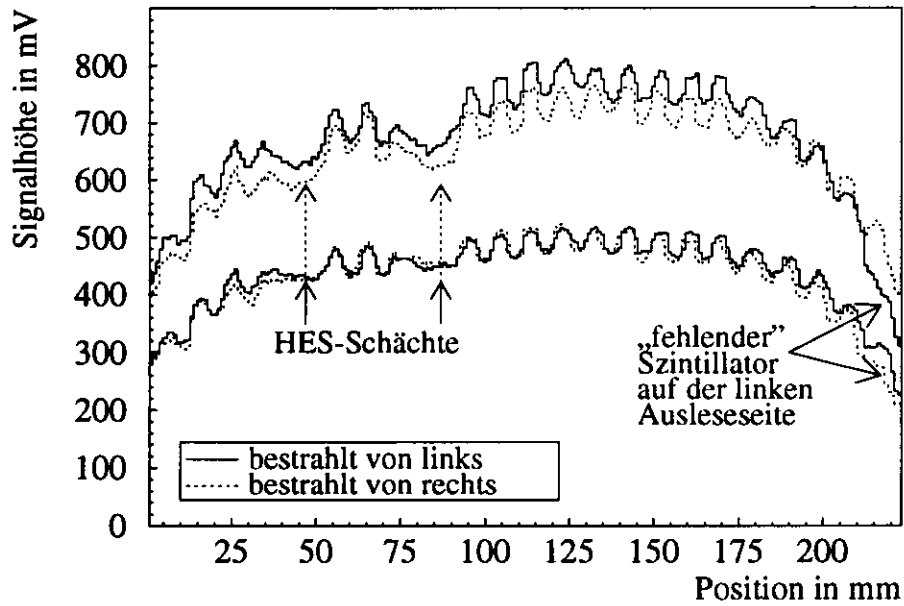


Abbildung 6.4: Kompletter Satz von 4 Signalantworten der zweiten elektromagnetischen Sektion am Bleikalorimeter. Der linke Wellenlängenschieber war um ca. 2 mm zur EMC-Sektion hin verschoben.

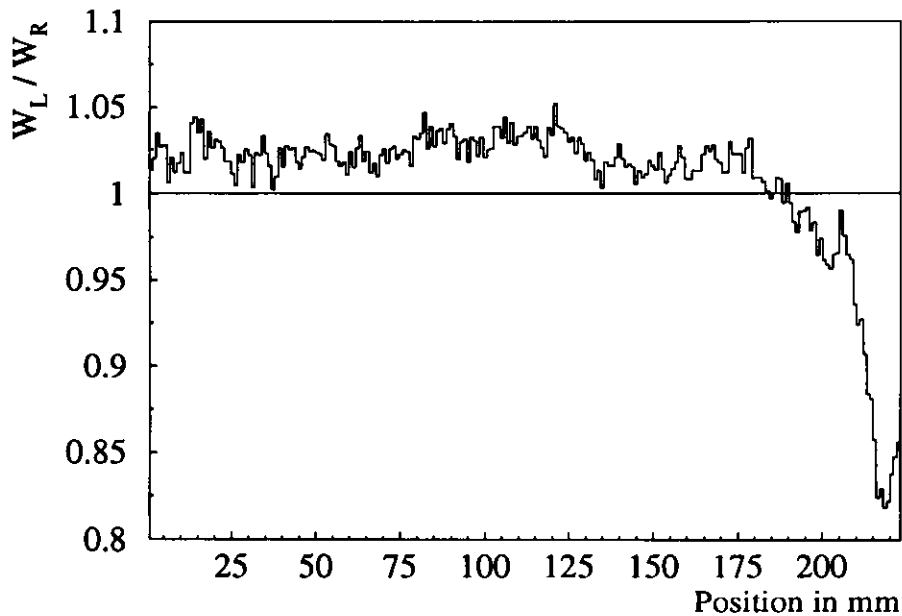


Abbildung 6.5: Quotient der Wellenlängenschieberantworten  $W_L/W_R$  der zweiten elektromagnetischen Sektion am Bleikalorimeter, errechnet aus den oben dargestellten Signalantworten.

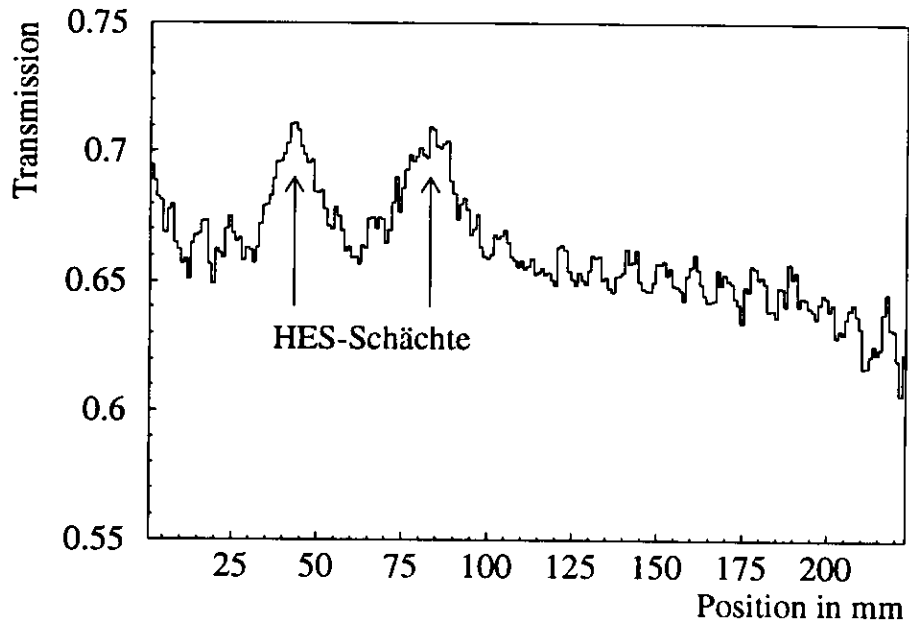


Abbildung 6.6: Transmission  $T$  der zweiten elektromagnetischen Sektion am Bleikalorimeter

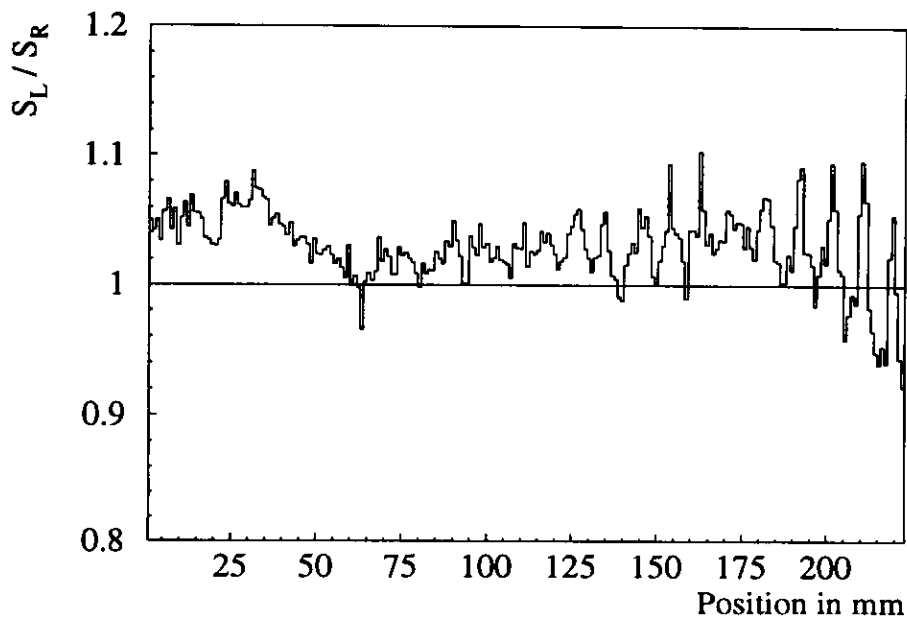


Abbildung 6.7: Quotient der Szintillatorantworten  $S_L/S_R$  der zweiten elektromagnetischen Sektion am Bleikalorimeter

erklären, daß die mittlere Eindringtiefe  $\bar{d}$  der  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -Quanten in die Kalorimetersektion durch den Wegfall der Signalantwort des letzten Szintillators in diesem Bereich kleiner als normal geworden ist. Damit wird auch die Transmission kleiner.<sup>9</sup> Streng genommen könnte man das Modell der optischen Parameter in diesem Ortsbereich nicht mehr anwenden, da jetzt offensichtlich T von  $W_L$  abhängt.

Abbildung 6.7 zeigt den Quotienten der Szintillatorantwort  $S_L/S_R$ . Der Mittelwert dieses Quotienten im aktiven Bereich der Signalantworten ist größer als eins, da eine durch Stapelfehler verursachte kollektive Verschiebung aller Szintillatoren auf die linke Seite stattfand. Die Ursache der quasiperiodische Struktur von  $S_L/S_R$  ist eine größere Empfindlichkeit dieses Wertes auf Meßfehler in der Bestimmung der Ortsposition des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats im Vergleich zu den beiden anderen optischen Parametern.<sup>10</sup>

Die Reproduzierbarkeiten der optischen Parameter am Bleikalorimeter zeigt Tabelle 6.4. Diese liegen unabhängig vom Ein- und Ausbau der Kalorimeters in der Größenordnung von 1 %, mit Ausnahme des Quotienten der Szintillatorantworten  $S_L/S_R$ . Die Reproduzierbarkeit dieser Größe ist schon bei Wiederholungsmessungen doppelt so groß wie bei den übrigen optischen Parametern. Außerdem war es der einzige Parameter, der sich nach dem Aus- und Wiedereinbau am meisten geändert hat. Die Szintillatorantwort S reagiert besonders empfindlich auf verschobene Szintillatoren, da sie ein Maß für das vom  $^{60}\text{Co}$ -Präparat erzeugte Licht im Bereich der Szintillatorkanten ist. Im Fall eines zum Präparat hin verschobenen Szintillators wird auf der einen Bestrahlungsseite mehr Licht, als auf der anderen erzeugt, was besonders die Größe  $S_L/S_R$  beeinflusst. Da die Stapelung der Szintillator/Blei Lagen während des Aufbaus per Hand erfolgte, kam es zu nicht reproduzierbaren Stapelfehlern.

Sektion	T	$W_L/W_R$	$S_L/S_R$	Bemerkungen
EMC2	0.9 %	0.8 %	1.9 %	Wiederholungsmessungen
EMC3	0.8 %	0.9 %	1.8 %	
HAC	0.4 %	0.4 %	1.6 %	
EMC2	1.1 %	0.7 %	3.3 %	Aus + Einbau des Kalorimeters
EMC3	0.9 %	1.2 %	3.3 %	
HAC	0.5 %	0.3 %	1.8 %	

Tabelle 6.4: Reproduzierbarkeit der optischen Parameter am Bleikalorimeter

Die Anwesenheit von Stapelfehler erklärt allerdings nicht die schlechtere Reproduzierbarkeit von  $S_L/S_R$  für Wiederholungsmessungen. Deshalb wurde untersucht, welchen Einfluß der Fehler bei der Bestimmung der Ortsposition auf die Reproduzierbarkeiten der optischen Parameter hat, denn die Parameter

<sup>9</sup>Siehe Seite 21.

<sup>10</sup>Auf diesen Effekt wird nochmals weiter unten in diesem Kapitel eingegangen (Tabelle 6.4 und 6.5).

### 6.3. Einfluß der Einstellung der Photomultiplier auf die optischen Parameter 61

können nur mit Hilfe einer korrekten Verschiebung von zwei Signalantworten gebildet werden. Um eine obere Abschätzung zu bekommen, wurden die optischen Parameter nur mit Hilfe der Signalantworten eines  $^{60}\text{Co}$ -Laufs bestimmt. Die Zuordnung war:

$$\left. \begin{array}{l} I_{LL} = I_{RR} \\ I_{LR} = I_{RL} \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{W_L}{W_R} = 1 ; \frac{S_L}{S_R} = 1 ; T = \frac{I_{LR}}{I_{LL}} .$$

Wird jetzt dieselbe Signalantwort auf der gegenüberliegenden Seite gegen die andere um 1 mm verschoben, so ergibt sich folgendes Bild:

T	$W_L/W_R$	$S_L/S_R$
0.3%	0.3%	1.7%

Tabelle 6.5: Endliche Reproduzierbarkeit der optischen Parameter hervorgerufen durch Meßfehler in der Ortsposition.

Die Transmission T und der Quotient der Wellenlängenschieberantworten  $W_L/W_R$  sind am unempfindlichsten gegenüber Meßfehlern der Ortsposition, der Quotient der Szintillatorantwort  $S_L/S_R$  ist am empfindlichsten. Die so erhaltene Streuung ist eine obere Grenze für den Fehler, weil das Analyseprogramm eine oben vorgenommene Translation auf der x-Achse automatisch korrigiert. Der Fehler in der Reproduzierbarkeit wird bei einer Translation größer, was auch der Grund dafür ist, daß der Zustand der maximalen Korrelation bei einer Verschiebung zweier Signalantworten ein deutliches Maximum hat.

Es kann davon ausgegangen werden, daß die Reproduzierbarkeit von  $S_L/S_R$  für Wiederholungsmessungen allein durch den Meßfehler der Ortsposition bestimmt ist. Für folgende Analysen ist eine Mittelung dieser Wertes über das Ortsintervall von 10 mm (Szintillator/Blei) bzw. 8 mm (Szintillator/Uran) sinnvoll. Der oben durchgeführte Test hat außerdem gezeigt, daß eine Verschiebung der Signalantworten nicht für die periodische Struktur der Transmission T verantwortlich ist.

### **6.3 Einfluß der Einstellung der Photomultiplier auf die optischen Parameter**

Vor einer  $^{60}\text{Co}$ -Messung werden die Hochspannungen beider Photomultiplier einer Sektion so eingestellt, daß beide dasselbe Signal zeigen, wenn die Sektion homogen mit einer Strahlungsquelle angeregt wird. Beim ZEUS-Kalorimeter erzeugen die Uranplatten solch ein Signal. Für das Bleikalorimeter wurde für die Erzeugung eines Eichsignals ein punktförmiges  $^{60}\text{Co}$ -Präparat benutzt, das in die Mitte des Stapels einer Sektion gefahren wurde. Wenn die betrachtete Sektion longitudinal homogen in der Lichtausbeute ist, läßt sich auch mit dieser Methode ein Abgleich der beiden Photomultiplierhochspannungen durchführen.

Signalantworten, für die der oben beschriebene Abgleich nicht erfolgte, seien mit  $I_{LL}, I_{LR}, I_{RL}, I_{RR}$  bezeichnet, normierte Signalantworten mit einem korrekten Abgleich der Photomultiplierhochspannungen seien als  $\hat{I}_{LL}, \hat{I}_{LR}, \hat{I}_{RL}, \hat{I}_{RR}$  dargestellt. Ein Abgleich der Photomultiplier signale läßt sich jetzt so beschreiben, daß alle Signale des rechten Photomultipliers mit einer Normierungskonstanten  $k$  multipliziert werden.<sup>11</sup> Die normierten Signalantworten transformieren sich damit zu:

$$\begin{aligned} \hat{I}_{LL}(x) &= I_{LL}(x), \\ \hat{I}_{LR}(x) &= k \cdot I_{LR}(x), \\ \hat{I}_{RL}(x) &= I_{RL}(x), \\ \hat{I}_{RR}(x) &= k \cdot I_{RR}(x). \end{aligned} \quad (6.1)$$

Beim ZEUS-Kalorimeter kann die Normierungskonstante  $k$  einfach durch das Verhältnis von linkem zu rechtem Photomultiplier signal des Uranrauschens (UNO) bestimmt werden:

$$k = \frac{UNO_L}{UNO_R}. \quad (6.2)$$

Die Normierungskonstante  $k$  ist bei einer korrekten Einstellung der Photomultiplierhochspannungen gleich eins. Um eine gleichwertige Darstellung der Normierungskonstante  $k$  für Kalorimeter ohne radioaktives Absorbermaterial zu bestimmen, sei zunächst auf den Einfluß dieser Konstanten auf die optischen Parameter einer Kalorimetersektion eingegangen. Diese Parameter transformieren sich nach einer korrekten Einstellung der Photomultiplierhochspannungen zu:<sup>12</sup>

$$\hat{T} = T, \quad (6.3)$$

$$\frac{\hat{S}_L}{\hat{S}_R} = \frac{S_L}{S_R}, \quad (6.4)$$

$$\frac{\hat{W}_L}{\hat{W}_R} = \frac{1}{k} \cdot \frac{W_L}{W_R}. \quad (6.5)$$

Der Quotient der Wellenlängenschieberantworten  $W_L/W_R$  ist damit der einzige der optischen Parameter, der von der Einstellung der Photomultiplierhochspannungen abhängt. In Tabelle 6.6 ist der Mittelwert dieses Quotienten für die Serienmessungen am Rückwärtskalorimeter und die Bleikalorimetermessungen dargestellt. Bei beiden Meßreihen fand ein Abgleich der Photomultiplierhochspannungen statt. Nach einer korrekten Einstellung der beiden Photomultiplier einer Sektion, liegt der Mittelwert des Quotienten der Wellenlängenschieberantworten nahe bei eins. Durch die Abhängigkeit dieses Wertes von  $k$  und damit von den Photomultiplierhochspannungen, bedeutet dies, daß sich mit Hilfe der Signalantworten nicht bestimmen läßt, welcher Wellenlängenschieber im Mittel die besseren optischen Eigenschaften hat. Der Parameter  $\hat{W}_L/\hat{W}_R$  läßt

<sup>11</sup>Der linke Photomultiplier wurde hier willkürlich als Referenz genommen.

<sup>12</sup>Zur Definition der optischen Parameter siehe Kapitel 3.4 Seite 19.



### 6.3. Einfluß der Einstellung der Photomultiplier auf die optischen Parameter 63

Sektion	$\langle \hat{W}_L / \hat{W}_R \rangle$	Bemerkungen
EMC1	1.000 ( $\pm 1.9\%$ )	Serienmessungen am Rückwärtskalorimeter
EMC2	0.998 ( $\pm 2.2\%$ )	
HAC	0.997 ( $\pm 2.1\%$ )	
EMC2	1.018 ( $\pm 2.8\%$ )	Messungen am Bleikalorimeter
EMC3	1.048 ( $\pm 4.2\%$ )	
HAC	0.990 ( $\pm 0.7\%$ )	

Tabelle 6.6: Mittelwert des Quotienten der Wellenlängenschieberantworten  $\hat{W}_L / \hat{W}_R$  nach einem Abgleich der Photomultiplierhochspannungen. Der größere prozentuale Fehler des Quotienten für die EMC3-Sektion des Bleikalorimeters ist durch größere statistische Schwankungen durch das kleiner Ausgangssignal während der Einstellung der Photomultiplier bedingt (Tabelle 6.2). Die Daten für die Serienmessungen wurden der Arbeit aus [KRE92, Anh. F] entnommen.

allerdings auch weiterhin Aussagen über die longitudinale Homogenität dieses Quotienten zu.

Aus den Ergebnissen von Tabelle 6.6 und Gleichung (6.5) folgt, daß sich die Normierungskonstante  $k$  näherungsweise folgendermaßen darstellen läßt:

$$k \approx \langle \frac{W_L}{W_R} \rangle. \quad (6.6)$$

Bei der Benutzung der obigen Darstellung von  $k$  in Gleichungssystem (6.1) läßt sich ein Abgleich der Photomultiplierhochspannungen simulieren und damit eine nachträgliche Normierung der Signalantworten erreichen, falls dieser Abgleich mit anderen Methoden nicht möglich ist.

## Kapitel 7

# Messungen am ZEUS-Kalorimeter

Während der *Shut-Down* Periode 1992/93 war es möglich, Kalorimetertürme in der Nähe des Strahlrohres zu vermessen, da das ZEUS-Kalorimeter in diesem Zeitraum auseinandergefahren wird. Während der Messungen befuhr das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat Transportröhren, die sich auf einem Aluminiumflügel befanden. Dieser Flügel wurde seitlich an die durch das Auseinanderfahren freigewordene Seite des zu vermessenden Moduls gepreßt. Diese Methode der *Außenabtastung* ist bereits für die in dieser Arbeit mehrfach erwähnten Serienmessungen benutzt worden. Während der Monate 12.92 und 02.93 wurden auf diese Weise Türme des Vorwärtskalorimeters (Modul 12 bottom, Türme 10 und 11) und des Rückwärtskalorimeters (Modul 12 bottom, Türme 11-6, 3, 4) vermessen.

Dies waren die ersten  $^{60}\text{Co}$ -Messungen an eingebauten Kalorimetermodulen, für den Vergleich der so gewonnenen Signalantworten mit denen von früheren Messungen lagen deshalb nur die Serienmessungen vom April 1991 an den damals noch freistehenden Modulen vor. Die so erlangten Meßdaten legen den Grundstock für den Vergleich von späteren Messungen an denselben Sektionen. Mit deren Hilfe werden sich eventuelle Störungen im mechanischen Aufbau und Änderungen in der optischen Qualität der Wellenlängenschieber und Szintillatoren infolge des Meßbetriebs am ZEUS-Detektor erkennen lassen. Strahlenschäden an Szintillatoren werden sich durch eine Absenkung der Transmission  $T$  erkennen lassen. Für durch Strahlung homogen geschädigte Wellenlängenschieber wird ein exponentieller Abfall der Signalantworten in Richtung der Photomultiplier erwartet, der sich in einer Verschlechterung der Reproduzierbarkeit im Vergleich zu früheren Messungen bemerkbar machen wird.

Zum Zeitpunkt der hier betrachteten Messungen waren die im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten Analyseprogramme noch nicht verfügbar, so daß es nicht möglich war, die Qualität der gemessenen Signalantworten an Ort und Stelle zu überprüfen. Besonders augenfällig ist diese Tatsache bei den Meßergebnissen an den Türmen des Vorwärtskalorimeters. Es erwies sich, daß der Winkeldekodierer während der Datennahme zu unvorhersehbaren Zeiten kurzzeitig ausfiel, so daß ein Vergleich mit früheren Messungen wegen der fehlenden

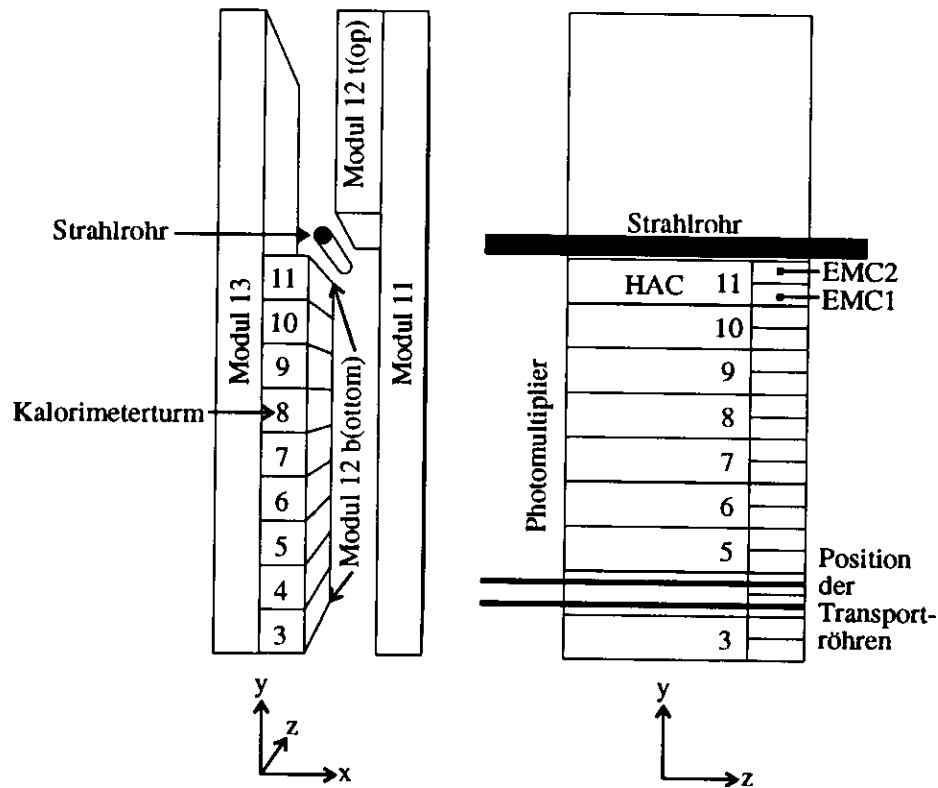


Abbildung 7.1: Lage der Türme und Position der Transportröhren vom Außenabtaster an Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters

Ortsinformation zunächst nur eingeschränkt durchgeführt werden konnte. Das Verhalten des Winkeldekodierers konnte erst Tage später nach der Datennahme erkannt werden, es war zu diesem Zeitpunkt wegen der knappen Meßzeit am ZEUS-Kalorimeter nicht mehr möglich, diese Messungen zu wiederholen. Dasselbe gilt für die Messungen an einigen Türmen des Rückwärtskalorimeters.

In der folgenden Analyse werden die  $^{60}\text{Co}$ -Messungen an dem Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters ausgewertet. Die Kalorimetertürme dieses Moduls befinden sich vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen auf der rechten Hemisphäre des Detektors, es wurde deshalb die linke Seite der Türme dieses Moduls während der Messungen bestrahlt (Abbildung 7.1). Der Turm 11 von Modul 12 bottom befindet sich direkt unter dem Strahlrohr und ist für weitere Untersuchungen besonders interessant.

## 7.1 Reproduzierbarkeit der Signalantworten

Als ein Maß für die Übereinstimmung der Signalantworten mit denen der Serienmessungen soll die in Kapitel 4.4.2 eingeführte Reproduzierbarkeit dienen. Je kleiner die hier als Maßzahl definierte Reproduzierbarkeit ist, desto besser ist die Übereinstimmung der beiden Signalantworten. In Abbildung 7.2 sind

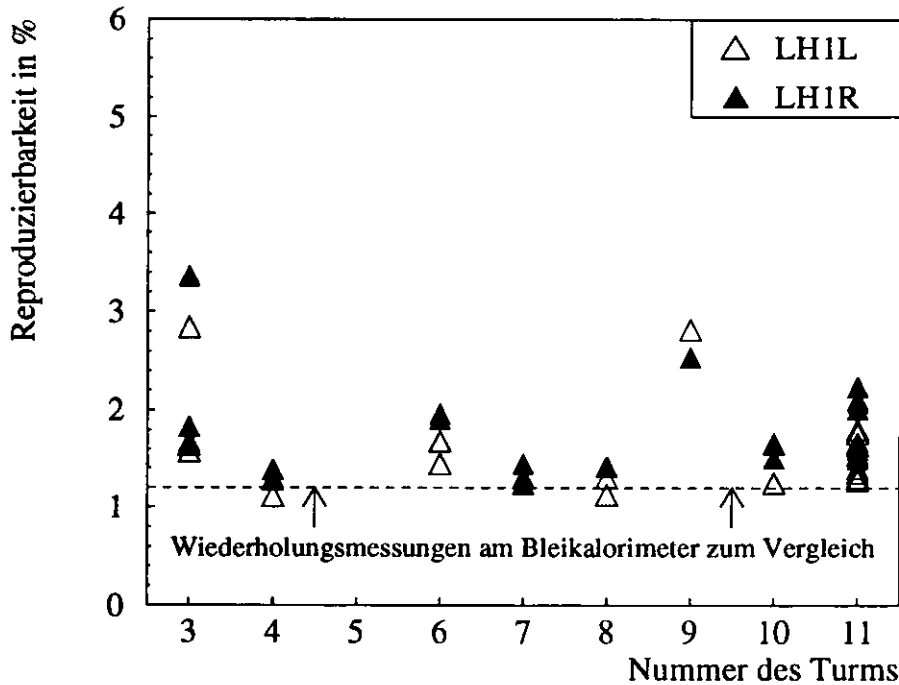


Abbildung 7.2: Reproduzierbarkeiten der Signalantworten der hadronischen Sektionen am Rückwärtskalorimeter für die linke (LH1L) und rechte (LH1R) Ausleseseite bei einer Bestrahlung von der linken Seite. Verglichen wurden die Messungen 02.93 mit den Serienmessungen 04.91. Beide Meßreihen wurden mit dem Außenabtaster durchgeführt.

die Reproduzierbarkeiten der Signalantworten von den hadronischen Sektionen dargestellt. Bei den Messungen an den Türmen 9 und 3 kam es zu dem oben erwähnten zeitweiligen Ausfall des Winkeldekodierers, deshalb sind die Reproduzierbarkeiten der Signalantworten dieser  $^{60}\text{Co}$ -Läufe größer als der Durchschnitt. Dieser Effekt trat auch bei der Untersuchung der elektromagnetischen Sektionen an den Türmen 6 und 9 auf (Abbildung 7.3). Die Störungen waren bei den Signalantworten der Serienmessungen von Turm 9 so groß, daß sich keine sinnvolle Analyse durchführen ließ. Es wird zur Zeit an einem Verfahren gearbeitet, mit dessen Hilfe sich diese Signalantworten teilweise rekonstruieren lassen.

Trotz des zeitlichen Abstandes von zwei Jahren ergibt sich für die ungestörten Signalantworten im Durchschnitt eine Reproduzierbarkeit in der Größenordnung von reinen Wiederholungsmessungen am Bleikalorimeter. Da die Reproduzierbarkeit sehr empfindlich auf lokale Änderungen in der longitudinalen Homogenität der zu vergleichenden Signalantworten reagiert, ist dies ein gutes Ergebnis. Es hat sich gezeigt, daß der zwischenzeitliche Einbau des Kalorimetermoduls in den ZEUS-Detektor keine gravierenden Änderungen in den Signalantworten der Kalorimetersektionen zur Folge hatte. Bei allen Signalant-

worten wurde allerdings eine kleine Absenkung der Signalhöhe im Vergleich zu den Serienmessungen im Bereich der Ortsposition des HES-Schachtes festgestellt. Durch den Einbau von sog. *HES-Skis* in den dafür vorgesehenen Schacht befindet sich dort zusätzliches Material, das zum Zeitpunkt der Serienmessungen noch nicht vorhanden war. Dieser Effekt wird im folgenden Abschnitt und im nächsten Kapitel behandelt.

## 7.2 Vergleich der Transmissionen

Die in Gleichung (3.10) Seite 21 definierte Transmission  $T$  ist ein Maß für die Qualität der optischen Eigenschaften der Szintillatoren einer Kalorimetersektion. Für die explizite Berechnung dieser Größe sind  $^{60}\text{Co}$ -Messungen von gegenüberliegenden Bestrahlungsseiten notwendig. Aus diesen Messungen ergeben sich 4 Signalantworten, aus denen die Transmission unabhängig von den anderen optischen Parametern  $W$  und  $S$  bestimmbar ist. Im folgenden werden die nach Methode 2 auf das Uransignal normierten Signalantworten<sup>1</sup> betrachtet, d.h es gilt  $I = {}^2\bar{I}$ .

Bei den Messungen an eingebauten Kalorimetermodulen mit der Methode der Außenabtastung erfolgte die Bestrahlung nur von *einer* Seite. Dennoch ist es möglich, allgemeine Aussagen zur Transmission  $T$  zu machen, wenn man den Quotienten der normierten Signalantworten von gegenüberliegenden Ausleseseiten  $I_{LR}/I_{LL}$  betrachtet.<sup>2</sup> Mit Hilfe des Modells der optischen Parameter ergibt sich für diesen Quotienten:

$$I_{LR}/I_{LL} = T \cdot W_R/W_L. \quad (7.1)$$

Die Größe  $I_{LR}/I_{LL}$  hängt damit sowohl vom Transmissionsverhalten  $T$  der Szintillatoren als auch vom Quotienten der Wellenlängenschieberantworten  $W_R/W_L$  ab. Eine wichtige Eigenschaft für den Mittelwert des Quotienten folgt aus den Ausführungen von Kapitel 6.3:

$$\langle I_{LR}/I_{LL} \rangle = \langle T \cdot W_R/W_L \rangle, \quad (7.2)$$

$$\approx \langle T \rangle \cdot \langle W_R/W_L \rangle, \quad (7.3)$$

$$\approx \langle T \rangle. \quad (7.4)$$

Die Näherung in (7.3) setzt voraus, daß der Quotient der Wellenlängenschieberantworten  $W_R/W_L$  einer Kalorimetersektion unabhängig vom Transmissionsverhalten  $T$  der Szintillatoren ist. Gleichung (7.4) folgt aus der Anpassung der Photomultiplierspannungen mit Hilfe eines *autotrim*<sup>3</sup> durch das Ur-

<sup>1</sup> Normiert nach der Self-UNO Methode, siehe Kapitel 4.2 .

<sup>2</sup> Bei der Signalantwort  $I_{ij}$  bezeichnet der Index  $i$  die Bestrahlungsseite (L/R) und  $j$  die Ausleseseite (L/R). Bei den  $^{60}\text{Co}$ -Messungen am Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters sind dessen Türme von der linken Seite bestrahlt worden.

<sup>3</sup> Während eines *autotrim* wird die Hochspannung beider Photomultiplier automatisch solange verändert, bis beide dasselbe Ausgangssignal zeigen. Das Ausgangssignal wird vom zeitlich konstanten Signal der Uranaktivität (UNO) im ZEUS-Kalorimeter erzeugt.

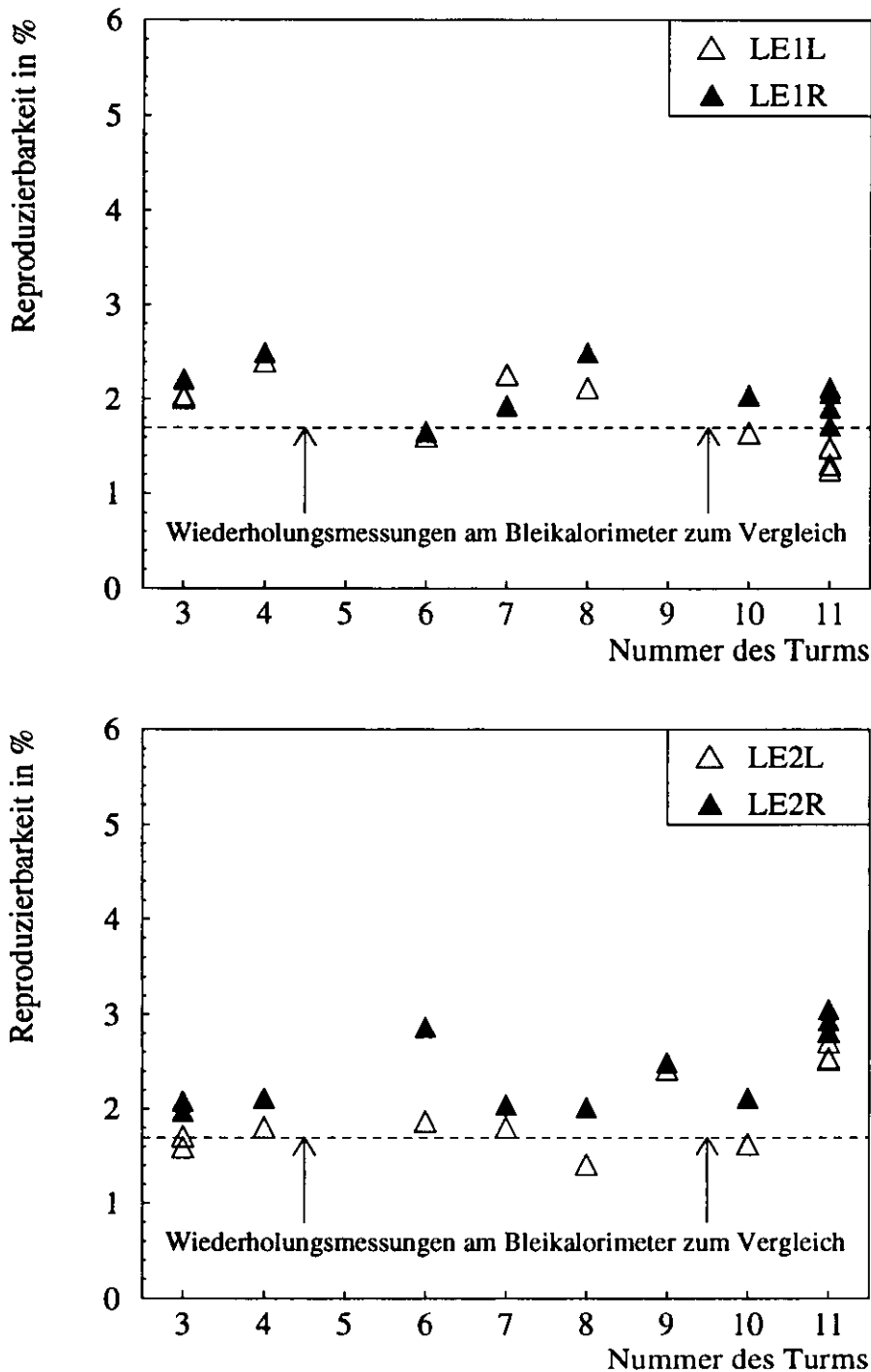


Abbildung 7.3: Reproduzierbarkeiten der Signalantworten der ersten (E1) und zweiten (E2) elektromagnetischen Sektionen am Rückwärtskalorimeter für die linke (LE1L,LE2L) und rechte (LE1R,LE2R) Ausleseseite bei einer Bestrahlung von der linken Seite. Verglichen wurden die Messungen 02.93 mit den Serienmessungen 04.91. Beide Meßreihen wurden mit dem Außenabtaster durchgeführt.

ansignal. Diese Anpassung wird vor jeder  $^{60}\text{Co}$ -Meßreihe durchgeführt. Infolge dieser Einstellung der beiden Photomultiplier einer Kalorimetersektion gilt  $\langle W_R/W_L \rangle \approx 1$ .

Falls die Durchführung von  $^{60}\text{Co}$ -Messungen nur von *einer* Modulseite möglich ist, lassen sich aus den so gewonnenen Signalantworten noch Aussagen über den Mittelwert der Transmission  $T$  machen. Diese Tatsache ist für die Untersuchung von Strahlenschäden wichtig, da sich solche Schäden besonders in einer Änderung des Transmissionsverhaltens der gesamten Kalorimetersektion bemerkbar machen werden [KRE92, Kap. 8].

Bei einigen Signalantworten wurde im Vergleich zu denen der Serienmessungen eine lokale Absenkung der Signalantwort im Ortsbereich des HES-Schachtes beobachtet (Abbildung 7.4). Mit Hilfe des Quotienten  $Q = I_{LR}/I_{LL}$  läßt sich eine Änderung des Transmissionsverhaltens in diesem Bereich beobachten (Abbildung 7.5). Dieser Effekt läßt sich damit erklären, daß im Bereich des HES-Schachtes die mittlere Eindringtiefe der  $\gamma$ -Quanten des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats in die Szintillatoren durch das zusätzliche Material kleiner geworden ist. Damit wird auch die Transmission kleiner als im Fall eines leeren Schachtes.<sup>4</sup> Die  $^{60}\text{Co}$ -Methode ist so empfindlich, daß sogar ein Unterschied zwischen den Messungen im Dezember 92 und im Februar 93 feststellbar war (Tabelle 7.1).

Turm	Sektion		
	EMC1	EMC2	
11	2.4 %	2.5 %	Messungen im Februar 93
10	2.6 %	1.8 %	
9	—	1.0 %	
8	1.3 %	1.4 %	
11	1.7 %	1.5 %	Messungen im Dezember 92
10	1.4 %	1.8 %	

Tabelle 7.1: Absenkung des Quotienten  $Q = I_{LR}/I_{LL}$  am Ort des HES-Schachtes bezüglich der Serienmessungen 04.91 an Türmen von Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters. Als ein Maß für die Absenkung wurde die Größe  $1 - Q_{\text{neu}}/Q_{\text{alt}}$  benutzt (Spalten 2 und 3).

Tatsächlich besteht zwischen diesen beiden Meßreihen ein Unterschied. Bei den Messungen im Dezember befand sich im HES-Schacht ein *dummy* aus Aluminium, der bei der Februarmessungen durch den endgültigen *HES-Ski* ersetzt wurde, der offensichtlich durch seine größere Masse eine stärkere Absorption der  $\gamma$ -Quanten des  $^{60}\text{Co}$ -Präparats bewirkt hat.

In Tabelle 7.2 sind die Absenkungen der Signalantworten am Ort des 3.Szintillators dargestellt (gezählt vom Wechselwirkungspunkt). Bei diesem Vergleich mit den Signalantworten der Serienmessungen wurden die Signalantworten auf

<sup>4</sup>Zur Abhängigkeit der Transmission  $T$  von der mittleren Eindringtiefe  $\bar{d}$  siehe Kapitel 3.4.

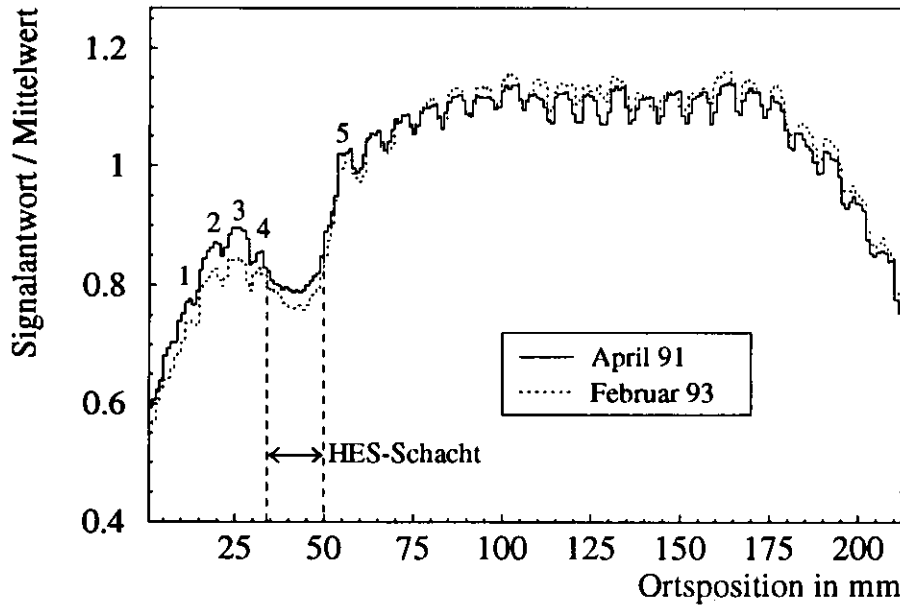


Abbildung 7.4: Vergleich zweier Signalantworten der ersten elektromagnetischen Sektion von Turm 11 Modul 12 des Rückwärtskalorimeters. Die beiden Messungen wurden in einem zeitlichen Abstand von 22 Monaten mit dem Außenabtastrer durchgeführt. Bestrahlt wurde von der linken Seite. Es wurde der rechte Photomultiplier ausgelesen.

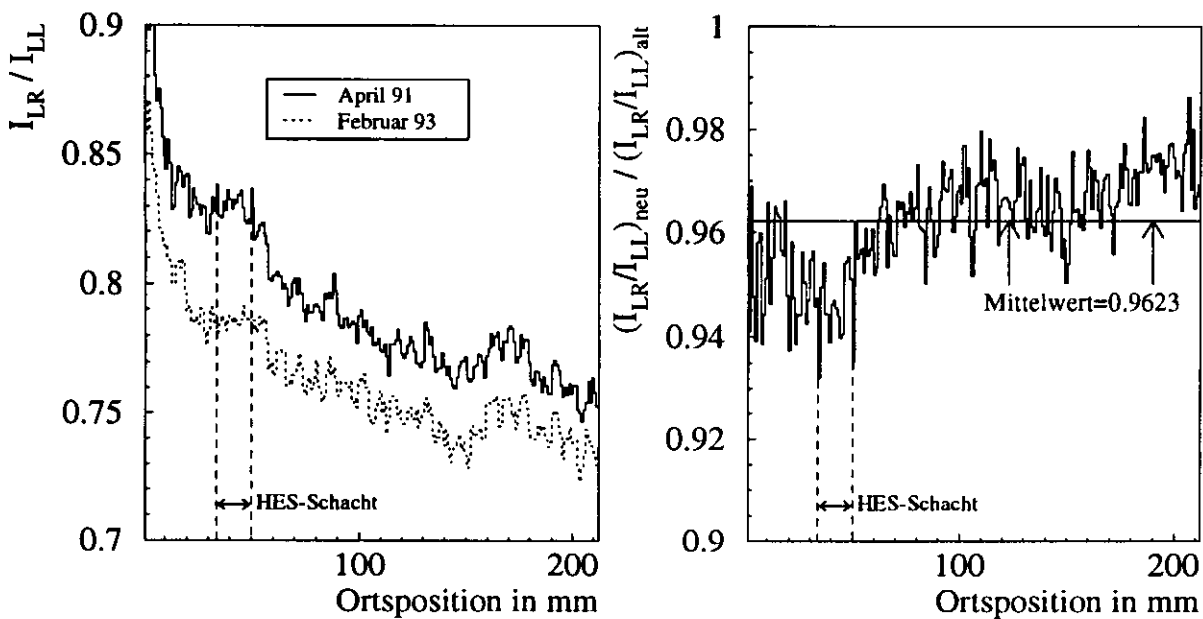


Abbildung 7.5: Vergleich des Quotienten  $Q = I_{LR}(x)/I_{LL}(x)$  der Signalantworten der ersten elektromagnetischen Sektion von Turm 11 Modul 12 des Rückwärtskalorimeters, linke Bestrahlungsseite. Das linke Diagramm zeigt die Quotienten zu unterschiedlichen Meßzeiten. Im rechten Diagramm wurde zur Verdeutlichung der Unterschiede das Verhältnis dieser Quotienten gebildet.



ihren Mittelwert im aktiven Bereich normiert. Eine merkliche Absenkung der Signalantworten bei den Messungen im Dezember war nicht festzustellen.

Turm	Sektion und Ausleseseite (R/L)				
	EMC1 L	EMC1 R	EMC2 L	EMC2 R	
11	6 %	4 %	4 %	4 %	Messungen im Februar 93
10	4 %	4 %	3 %	2 %	
9	—	4 %	4 %	3 %	
8	3 %	3 %	3 %	3 %	

Tabelle 7.2: Absenkung der Signalantworten 02.93 am Ort des 3.Szintillators bezüglich der Serienmessungen 04.91 mit dem Außenabtaster an Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters. Für den Vergleich wurden die Signalantworten auf ihren Mittelwert normiert. Als ein Maß für die Absenkung wurde die Größe  $1 - I_{\text{neu}}/I_{\text{alt}}$  benutzt (Spalten 2-4).

Ein Vergleich der Gesamtsignale<sup>5</sup> von Typ 2 ( $G_L$ ) für die Serienmessungen, zeigt eine starke Abhängigkeit der Größe  $G_L$  von der Turmnummer (Abbildung 7.6). Solche Schwankungen des Gesamtsignals wurden weder bei den übrigen Serienmessungen<sup>6</sup> an ausgebauten Kalorimetermodulen noch bei den hier untersuchten Messungen an bereits eingebauten Modulen gefunden. Da bei beiden Meßreihen dasselbe  $^{60}\text{Co}$ -Präparat benutzt wurde, sollte sich das Gesamtsignal in einem Zeitraum von 22 Monaten um 22 % verringert haben, bei einer mittleren Lebensdauer des Präparats von 7.5 a. Aus Abbildung 7.6 ist ersichtlich, daß bei den innerhalb weniger Tage durchgeführten Serienmessungen offensichtlich starke Schwankungen der Anfangsbedingungen stattgefunden haben, die den Wert des Gesamtsignals beeinflussten. Aus diesem Grund läßt sich ein Vergleich der Gesamtsignale von den ersten Messungen an einem eingebauten Kalorimetermodul mit denen der Serienmessungen an Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters nicht durchführen. Aus dem Vergleich der Signalantworten beider Meßreihen im vorigen Abschnitt folgt, daß diese Schwankungen einen vernachlässigbaren Einfluß auf die longitudinale Homogenität der Signalantworten hatten.

Um den Mittelwert der Transmission  $\langle T \rangle$  mit Hilfe von Gleichung (7.3) aus dem Quotienten  $Q = I_{LR}/I_{LL}$  zu bilden, muß während der  $^{60}\text{Co}$ -Messungen eine korrekte Einstellung beider Photomultiplier der untersuchten Kalorimetersektion stattgefunden haben. Einen weiteren Einfluß auf  $Q$  hat die Normierungsmethode der Signalantworten.<sup>7</sup> Die in diesem Kapitel analysierten Signalantworten wurde mit Hilfe der Self-UNO Methode 2 durchgeführt, welche den Cerenkov-Effekt nicht berücksichtigt. Im folgenden wird der Einfluß des zusätzlich im

<sup>5</sup>Hier wird die Summe der Mittelwerte der normierten Signalantworten im aktiven Bereich bei der Bestrahlung von der linken Seite  $G_L$  betrachtet.

<sup>6</sup>Siehe Tabelle 5.2 auf Seite 48.

<sup>7</sup>Zu den unterschiedlichen Methoden der Normierung siehe Kapitel 4.2.

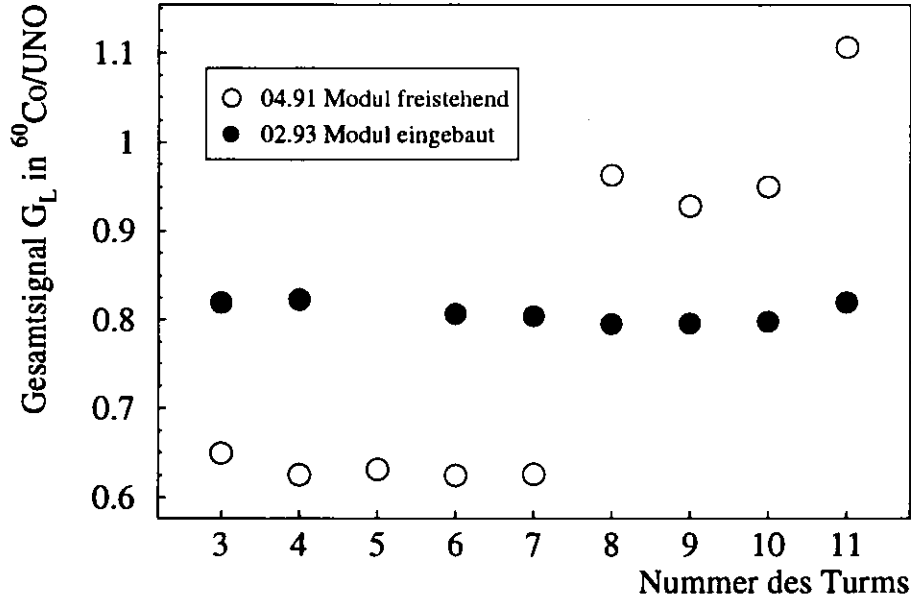


Abbildung 7.6: Gesamtsignale Typ 2 der hadronischen Sektionen am Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters. Die schwarzen Kreissymbole stehen für die Messungen im Februar 1993, die weißen Kreissymbole für diejenigen im April 1991.

Wellenlängenschieber der Bestrahlungsseite erzeugten Signals (CER) auf den Quotienten  $Q$  diskutiert.

Die in diesem Kapitel betrachteten, nach Methode 2 normierten Signalantworten seien mit  ${}^2\hat{I}$  und die gesuchten Signalantworten mit  $\hat{I}$  bezeichnet. Nach Gleichung (4.17) Seite 28 gilt dann für die Signalantworten der elektromagnetischen Sektionen:

$$\frac{\hat{I}_{LR}}{\hat{I}_{LL}} = \frac{{}^2\hat{I}_{LR}}{{}^2\hat{I}_{LL}} \cdot \left(1 + \frac{CER_{LL}}{UNO_L}\right)^{-1}. \quad (7.5)$$

Der zusätzliche Faktor in (7.5) hängt vom auf das Uransignal (UNO) normierten Cerenkovsignal  $\frac{CER}{UNO}$  ab, das im Wellenlängenschieber der linken Bestrahlungsseite erzeugt wurde. Das Cerenkovsignal CER ist proportional zur Aktivität des  ${}^{60}\text{Co}$ -Präparats und damit zeitabhängig. Falls die Quotienten  $Q = {}^2\hat{I}_{LR}/{}^2\hat{I}_{LL}$  von zwei zeitlich auseinanderliegenden Messungen mit demselben  ${}^{60}\text{Co}$ -Präparat verglichen werden, wird ein Korrekturfaktor benötigt. Dieser Korrekturfaktor  $\kappa_E$  läßt sich für Messungen an elektromagnetischen Sektionen berechnen, falls der zeitliche Abstand  $\Delta t$  der beiden Messungen bekannt ist:

$$\frac{(\hat{I}_{LR}/\hat{I}_{LL})_{\text{neu}}}{(\hat{I}_{LR}/\hat{I}_{LL})_{\text{alt}}} = \frac{({}^2\hat{I}_{LR}/{}^2\hat{I}_{LL})_{\text{neu}}}{({}^2\hat{I}_{LR}/{}^2\hat{I}_{LL})_{\text{alt}}} \cdot \kappa_E, \quad (7.6)$$

$$\kappa_E = \frac{(1 + CER_{LL}/UNO_L)_{\text{alt}}}{(1 + CER_{LL}/UNO_L)_{\text{neu}}}, \quad (7.7)$$

$$\kappa_E(t) = \frac{1 + \text{CER}/\text{UNO}}{1 + \text{CER}/\text{UNO} \cdot e^{-\Delta t/\tau}} \quad (7.8)$$

Nimmt man an, daß für die Serienmessungen am Rückwärtskalorimeter im Durchschnitt  $\text{CER}/\text{UNO} = 0.06$  galt<sup>8</sup> und die neueren Messungen 22 Monate später stattfanden, ergibt sich der Korrekturfaktor für elektromagnetische Sektionen zu  $\kappa_E = 1.012$ . Ohne Korrektur ist der Mittelwert  $\langle Q \rangle = \langle \hat{I}_{\text{LR}}/\hat{I}_{\text{LL}} \rangle$  für die neueren Messungen aufgrund der Normierung nach Methode 2 deshalb um 1.2 % zu klein. Für Signalantworten von hadronischen Sektionen errechnet sich der Korrekturfaktor  $\kappa_H$  nach Gleichung (4.13) Seite 26 folgendermaßen:

$$\frac{\hat{I}_{\text{LR}}}{\hat{I}_{\text{LL}}} = \frac{2\hat{I}_{\text{LR}}}{2\hat{I}_{\text{LL}} - \frac{\text{CER}_{\text{LL}}}{\text{UNO}_{\text{L}}}} \quad (7.9)$$

$$= \frac{2\hat{I}_{\text{LR}}}{2\hat{I}_{\text{LL}}} \cdot \left(1 + \frac{\text{CER}_{\text{LL}}}{\text{UNO}_{\text{L}} \cdot 2\hat{I}_{\text{LL}}}\right) \quad (7.10)$$

$$\Rightarrow \kappa_H(x) = \frac{\left(1 + \frac{\text{CER}_{\text{LL}}}{\text{UNO}_{\text{L}} \cdot 2\hat{I}_{\text{LL}}(x)}\right)_{\text{neu}}}{\left(1 + \frac{\text{CER}_{\text{LL}}}{\text{UNO}_{\text{L}} \cdot 2\hat{I}_{\text{LL}}(x)}\right)_{\text{alt}}} \quad (7.11)$$

Der Anteil  $\text{CER}/\text{UNO}$  läßt sich aus den Signalantworten der hadronischen Sektionen am Rückwärtskalorimeter nicht berechnen. Eine andere Möglichkeit, den Einfluß des Cerenkoeffekts zu vermindern, ist die Normierung der Signalantworten mit Hilfe einer der Kombinationsmethoden 3a-c. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß bei diesen Normierungsarten entweder eine zusätzliche Bedingung (Zwei Messungen von gegenüberliegenden Bestrahlungsseiten vorhanden, korrekte Einstellung der Photomultiplier) oder ein höherer Meß- und Verwaltungsaufwand auftritt (Vorhandensein und richtige Zuordnung eines UNO-Laufs).

In Tabelle 7.3 sind die Mittelwerte des Quotienten  $Q = \hat{I}_{\text{LR}}/\hat{I}_{\text{LL}}$  für die hier betrachteten Meßreihen am Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters dargestellt. Die Quotienten  $Q$  der Messungen am eingebauten Modul 12b (02.93) können als Datengrundlage für spätere Untersuchungen dienen. Bei der Betrachtung der Tabelle fällt auf, daß die Schwankung des Quotienten bei den Serienmessungen am freistehenden Modul wesentlich größer als bei der neueren Meßreihe ist. In zwei Fällen sind die Werte von  $Q$  sogar größer als 0.9, solche Werte lassen sich nicht mehr als Mittelwert der Transmission  $\langle T \rangle$  interpretieren. Möglicherweise gab es speziell bei den Serienmessungen an Modul 12b des Rückwärtskalorimeters Unregelmäßigkeiten bei der Kalibration der Meßelektronik, die sich bei den optischen Parametern in einer Schwankung des Mittelwertes vom Quotienten der Wellenlängenschieberantworten  $\langle W_{\text{R}}/W_{\text{L}} \rangle$  bemerkbar machten. Die tatsächliche Ursache ist allerdings unbekannt. Die Unterschiede sind für Turmnummern kleiner als 8 bei den Serienmessungen besonders groß, das gleiche Verhalten zeigte auch die Analyse der Gesamtsignale (Abbildung 7.6).

In Tabelle 7.4 ist zur Verdeutlichung der Unterschiede aus Tabelle 7.3 das Verhältnis  $\langle Q \rangle_{\text{neu}} / \langle Q \rangle_{\text{alt}}$  gebildet worden. Da die Signalantworten nach

<sup>8</sup>Siehe Tabelle 5.4 auf Seite 49.

Turm	Messungen 02.93			Serienmessungen 04.91		
	EMC1	EMC2	HAC	EMC1	EMC2	HAC
11	0.7620	0.7552	0.6906	0.7919	0.7965	0.6932
10	0.7394	0.7558	0.6842	0.7600	0.7872	0.6815
9	0.7398	0.7604	0.6802	—	0.7720	0.6851
8	0.7554	0.7471	0.6957	0.7755	0.7708	0.6800
7	0.7343	0.7450	0.6845	0.8512	0.7703	0.7576
6	0.7503	0.7537	0.6794	0.7088	0.7440	0.7093
4	0.7535	0.7624	0.6726	0.7415	0.9679	0.6219
3	0.7294	0.7471	0.6735	0.7120	0.9032	0.7088

Tabelle 7.3: Mittelwert des Quotienten der Signalantworten der rechten und linken Ausleseseite ( $\langle Q \rangle = \langle \hat{I}_{LR} / \hat{I}_{LL} \rangle$ ) bei einer Bestrahlung von der linken Seite an Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters. Die Abkürzung 'EMC1' steht für Messungen an der ersten elektromagnetischen Sektion eines Kalorimeterturms, 'EMC2' entsprechend für die zweite Sektion und 'HAC' für Messungen an der hadronischen Sektion.

der Self-UNO Methode normiert wurden, sollten die Quotienten  $Q$  der neueren Messungen für elektromagnetische Sektionen durchschnittlich 1.2% kleiner als diejenigen der älteren Messungen sein. Damit hätte man einen Wert von  $\langle Q \rangle_{\text{neu}} / \langle Q \rangle_{\text{alt}} = 0.988$  erwarten können. Auch für die Messungen an Türmen mit einer Nummer größer als 7 ist der Wert von  $\langle Q \rangle_{\text{neu}} / \langle Q \rangle_{\text{alt}}$  deutlich zu klein.

Turm	EMC1	EMC2	HAC
11	0.9623	0.9481	0.9962
10	0.9729	0.9601	1.0040
9	—	0.9850	0.9928
8	0.9741	0.9693	1.0230
7	0.8627	0.9672	0.9035
6	1.0585	1.0130	0.9578
4	1.0162	0.7877	1.0815
3	1.0244	0.8272	0.9502

Tabelle 7.4: Verhältnis  $\langle Q \rangle_{\text{neu}} / \langle Q \rangle_{\text{alt}}$  mit  $Q = \hat{I}_{LR} / \hat{I}_{LL}$  aus obiger Tabelle.

Abschließend läßt sich sagen, daß mit den vorhandenen Datenmaterial keine eindeutige Aussage über eine Änderung des Transmissionsverhaltens  $\langle T \rangle$  möglich ist. Spätere Messungen an Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters unter denselben Versuchsbedingungen werden sicherlich mit Hilfe der in diesem Abschnitt vorgestellten Analysemethoden genauere Aussagen liefern.

## Kapitel 8

# Monte-Carlo Simulation einer elektromagnetischen Sektion

Bei dem Vergleich der  $^{60}\text{Co}$ -Messungen an Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters mit früheren Messungen wurde eine lokale Absenkung der Signalantworten von elektromagnetischen Sektionen (EMC) im Ortsbereich des HES-Schachtes festgestellt.<sup>1</sup> Eine Motivation für die hier behandelte Monte-Carlo Simulation war die Frage, ob sich diese Absenkung durch den zwischenzeitlichen Einbau eines HES-Skis in den HES-Schacht erklären läßt. Außerdem sollte getestet werden, ob sich das Ergebnis einer Monte-Carlo Simulation als eine ideale Signalantwort für die EMC-Sektionen eignet, mit der man die longitudinale Homogenität dieser Sektion beurteilen kann. Für diese Simulation wurde das Programmpaket EGS4 benutzt [NEL85]. Das benutzte Programm wurde von der  $^{60}\text{Co}$ -Gruppe bereits erfolgreich zur Untersuchung von u.a. der Energiedeposition innerhalb eines Szintillators eingesetzt.

### 8.1 EGS4 Programmpaket

Das EGS4 Programmpaket führt Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen mit jeder Art von Medien durch, die aus Elementen, Gemischen und Verbindungen bestehen können. Das Programm ist in der Lage den Transport von Teilchen mit Energien von mehreren  $1000\text{ GeV}$  bis hinab zu einigen  $\text{keV}$  zu verfolgen. Berücksichtigt werden dabei nur folgende elektromagnetische Prozesse:

- Bremsstrahlung
- Paarproduktion
- Comptoneffekt
- Rayleighstreuung

---

<sup>1</sup>Siehe Kapitel 7.

- Photoeffekt
- $e^-e^+$ -Annihilation
- Moliere Vielfachstreuung
- Möller und Bhabha Streuung
- Energieverlust durch Ionisation

Der Energiebereich, in dessen Grenzen sich die Simulation bewegen soll, wird durch die Größen AE (Elektronen und Positronen) und AP (Photonen) beschrieben. Sie geben an, bis zu welchen Energien hinab die Teilchen noch sekundäre Teilchen erzeugen können. Unterhalb dieser Schwelle erleiden geladene Teilchen nur noch einen kontinuierlichen Energieverlust. Erreichen Teilchen die Energie der Abschneideparameter ECUT (Elektronen, Positronen) und PCUT (Photonen) wird der Transport dieser Teilchen eingestellt. Die Teilchenenergie wird an dem jeweiligen Ort deponiert. Die Abschneideparameter beeinflussen die Rechenzeit und die Genauigkeit der Simulation. Für Szintillatormaterial haben sich folgende Werte der Parameter als sinnvoll erwiesen [KRE92, Kap.4]:

$$AP = 10 \text{ keV}, \quad (8.1)$$

$$PCUT = 10 \text{ keV}, \quad (8.2)$$

$$AE = 561 \text{ keV}, \quad (8.3)$$

$$ECUT = 711 \text{ keV}. \quad (8.4)$$

Der Programmablauf besteht darin, daß in einem bestimmten Ort zufällig und isotrop Photonen mit einer Energie von  $1.2 \text{ MeV}$  emittiert werden. Diese Photonen treten in elektromagnetischer Wechselwirkung mit dem Material des simulierten Kalorimeterturms und erzeugen Teilchenschauer. Die Bahnen dieser Teilchen werden von dem Programm berechnet bis das jeweilige Teilchen eine Energie von der Größe des Abschneideparameters erreicht hat. An diesem Ort wird ein Treffer verzeichnet. Bei der hier erfolgten Simulation wird die Anzahl der Treffer in allen Szintillatoren aufsummiert. Diese Summe in Abhängigkeit vom Ort der Emission ist die simulierte Signalantwort des Kalorimeterturms.

Die simulierte Kalorimetersektion wurde in  $1 \text{ mm}$  Intervallen abgefahren. Die Ortsposition der Emission von  $\gamma$ -Quanten erhöht sich dabei schrittweise auf der z-Achse<sup>2</sup> um  $1 \text{ mm}$ . Die Anzahl der emittierten Photonen betrug  $1 \cdot 10^6$  für jeden Millimeterschritt. Die simulierte Kalorimetersektion wurde innerhalb eines Ortsintervalls von  $260 \text{ mm}$  abgetastet, auf einem Silicon-Graphics Computer dauerten die Berechnungen für einen Durchlauf 5 Tage.

<sup>2</sup> Anders als beim realen  $^{60}\text{Co}$ -Meßaufbau, wo das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat definitionsgemäß in positiver x-Richtung des Meßaufbaus bewegt wird, fährt das „Präparat“ jetzt in Richtung der positiven z-Achse der simulierten Kalorimetersektion.

## 8.2 Geometrie

Die benutzte Geometrie der simulierten elektromagnetischen Kalorimetersektion zeigt Abbildung 8.1. Alle Maße entsprechen denen im ZEUS-Kalorimeter, nur die Abstandshalter zwischen den Uranplatten wurden bei der Simulation vernachlässigt. Der kleinste Abstand des Präparats von den Szintillatoren beträgt  $7.05\text{ mm}$ , dies entspricht den Verhältnissen während einer Messung mit Hilfe der Außenabtastung.

Die periodische Struktur aus insgesamt 26 Szintillator/Uran-Lagen setzt sich in longitudinaler z-Richtung hin fort. Der HES-Schacht wird erzeugt, indem der Abstand vom 4. Szintillator zur nachfolgenden Uranplatte auf  $15\text{ mm}$  erhöht wird. In diesem Zwischenraum befindet sich entweder Luft oder Aluminium.<sup>3</sup> Die Breite und Höhe des simulierten Kalorimeters beträgt in y- und x-Richtung  $200 \times 200\text{ mm}$ .

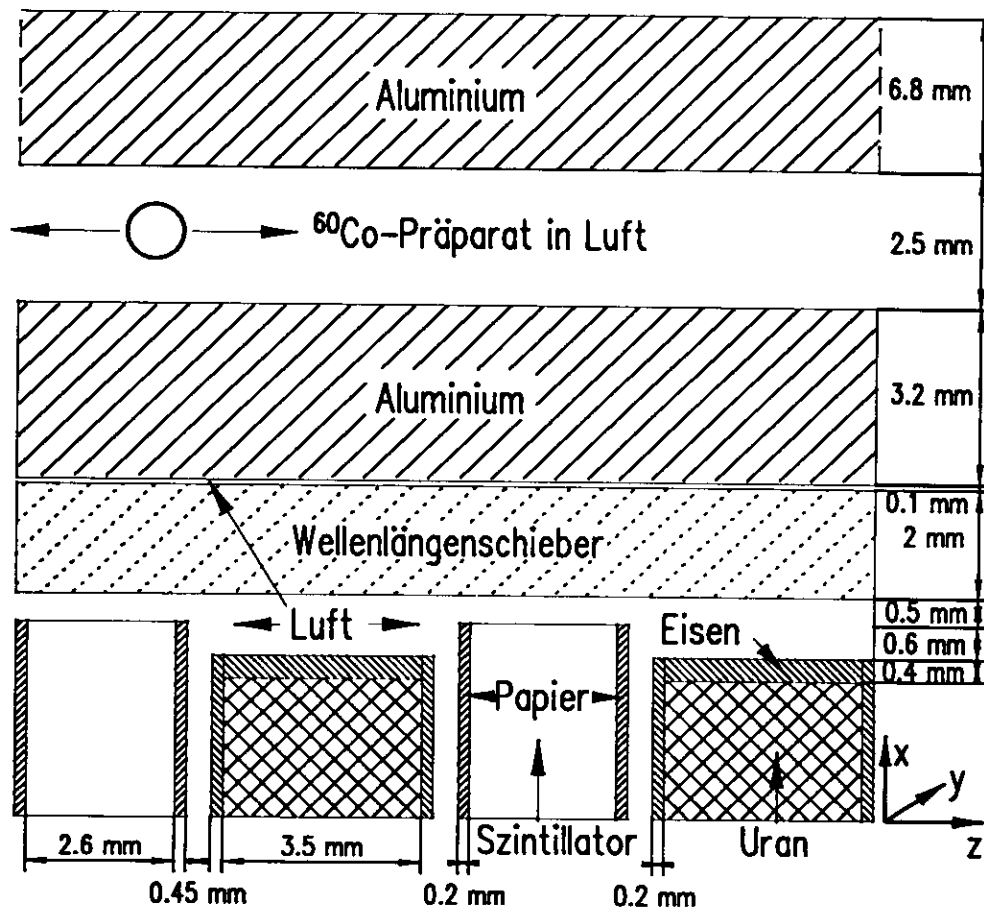


Abbildung 8.1: Geometrie der simulierten elektromagnetischen Kalorimetersektion

Bei der Durchsicht des Programmcodes für die Erzeugung der Geometrie wurde

<sup>3</sup>Siehe auch Abbildung 2.4 Seite 11.

festgestellt, daß die ausgesandten Teilchen am Ort des simulierten  $^{60}\text{Co}$ -Präparats nicht vollständig isotrop emittiert wurden [WIC93]. Eine Isotropie liegt vor, wenn die Anzahl  $dN$  der in das Raumwinkelement  $d\Omega$  emittierten Teilchen proportional zum Raumwinkelement selbst sind [LAN84, Kap. 4]:

$$dN = \frac{N_{ges}}{4\pi} d\Omega. \quad (8.5)$$

Eine zufällige isotrope Verteilung läßt sich durch zwei Zufallszahlen  $(\zeta_1, \zeta_2)$  erreichen, deren Wertebereich zwischen null und eins liegt. Die Anzahl der erzeugten Teilchen  $dN(\zeta_1, \zeta_2)$ , die von Zufallszahlen im Intervall  $[\zeta, \zeta + d\zeta]$  erzeugt werden, ergibt sich zu:

$$dN = N_{ges} d\zeta_1 d\zeta_2. \quad (8.6)$$

Mit der üblichen Darstellung des Raumwinkelements in Kugelkoordinaten, folgt aus obigen Gleichungen:

$$d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (8.7)$$

$$\Rightarrow d\zeta_1 d\zeta_2 = \frac{1}{4\pi} \cdot \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (8.8)$$

Das Programm EGS4 rechnet mit kartesischen Koordinaten, deshalb ist es notwendig, eine Koordinatentransformation durchzuführen und zunächst die Funktionen  $\vartheta(\zeta_1, \zeta_2)$  und  $\varphi(\zeta_1, \zeta_2)$  anzugeben. Eine mögliche Lösung von (8.8) ist:

$$\vartheta = \arccos(1 - 2\zeta_1), \quad (8.9)$$

$$\varphi = 2\pi \cdot \zeta_2. \quad (8.10)$$

Die Umwandlung in kartesische Koordinaten erfolgt nach dem Schema:

$$e_z = \cos \vartheta, \quad (8.11)$$

$$e_y = \sin \vartheta \cdot \sin \varphi, \quad (8.12)$$

$$e_x = \sin \vartheta \cdot \cos \varphi. \quad (8.13)$$

### 8.3 Simulation der Änderung am HES-Schacht

Zur Simulation eines HES-Skis im Schacht wurde der Schacht komplett mit Aluminium gefüllt. Dieses Material mit einer Tiefe von 15 mm besitzt in longitudinaler Richtung dieselbe Strahlungslänge wie der HES-Ski [NEU95]. Es wurden zwei Monte-Carlo Simulationen durchgeführt, eine mit und eine ohne Aluminium im HES-Schacht. Die Frage war, ob sich durch die größere Absorption auch eine Absenkung der simulierten Signalantwort an der Ortsposition des HES-Schachtes von derselben Größenordnung wie bei den Messungen am eingebauten Modul 12b des Rückwärtskalorimeters zu beobachten ist. Wie bei der Auswertung der ZEUS-Daten, wurde auch hier jede Signalantwort auf ihren Mittelwert normiert. Die Breite des aktiven Bereichs wurde auf 221 mm festgelegt, dies entspricht der mittleren Breite des aktiven Bereichs einer Signalantwort von elektromagnetischen Sektionen des Rückwärtskalorimeters.<sup>4</sup>

<sup>4</sup>Siehe Tabelle 5.1, Seite 42.



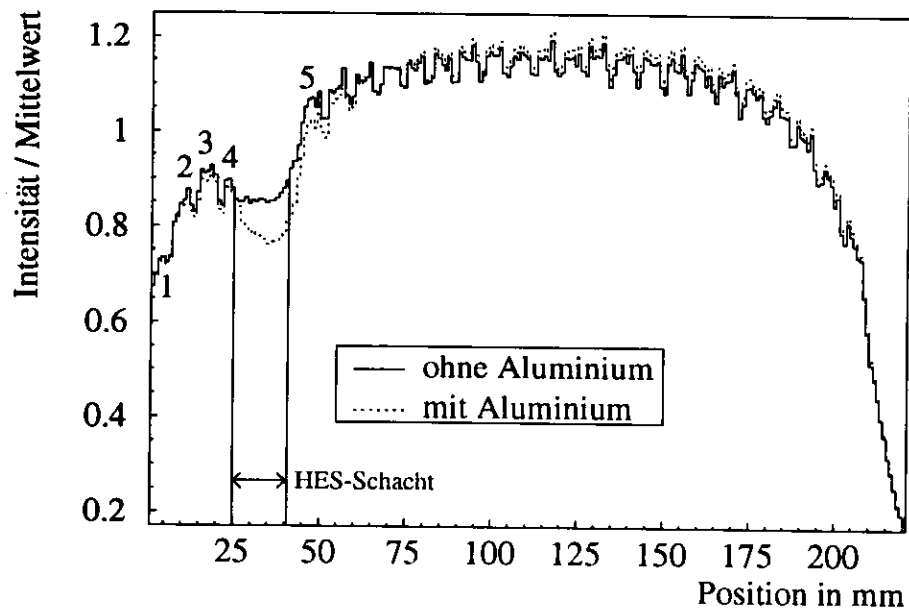


Abbildung 8.2: Monte-Carlo Simulation einer elektromagnetischen Sektion. Die Intensitäten wurden auf den Mittelwert im Intervall [1,221] normiert.

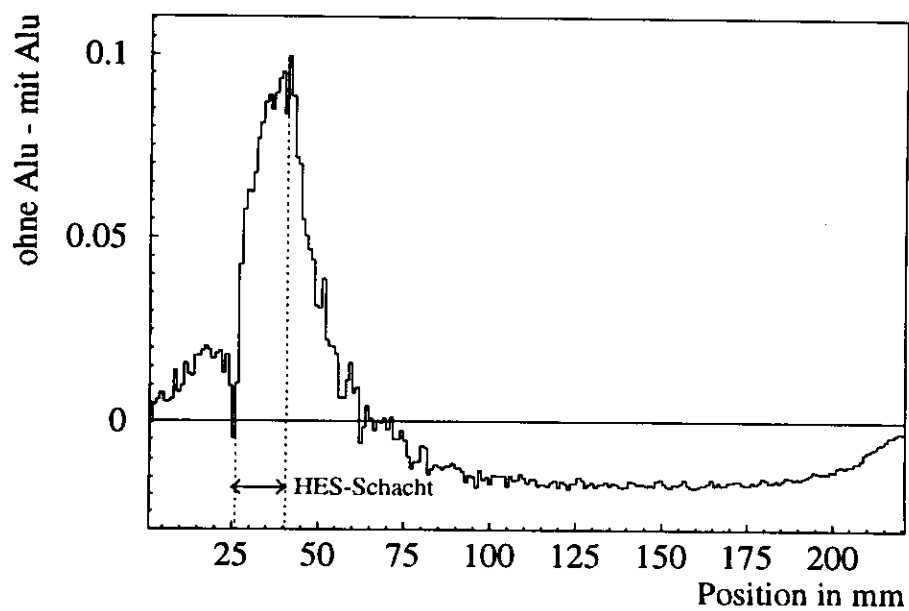


Abbildung 8.3: Differenz der normierten Intensitäten beider Monte-Carlo Simulationen.

Die Situation bei den Serienmessungen, die wie die im letzten Kapitel vorgestellten Messungen mit Hilfe der Außenabtastung durchgeführt wurde, soll die Monte-Carlo Simulation mit Luft im HES-Schacht simulieren. Die Situation bei den Messungen am eingebauten Modul 12b des Rückwärtskalorimeters im Februar 93 bei eingeführtem HES-Ski soll durch die Simulation mit Aluminium im Schacht repräsentiert werden. Das Ergebnis ist eine Absenkung der Intensität in der simulierten Signalantwort mit Aluminium im HES-Schacht in der Umgebung dieses Schachtes (Abbildungen 8.2 und 8.3). Diese Absenkung von 2 % am Ort des dritten Szintillators besitzt dieselbe Größenordnung wie bei den ZEUS-Messungen beobachtet.<sup>5</sup>

Mit diesem Ergebnis kann davon ausgegangen werden, daß die Absenkung der Signalantwort am Ort des HES-Schachtes und damit auch die Verkleinerung der Transmission in diesem Bereich durch das Einbringen von zusätzlichem Material in den HES-Schacht verursacht wurde und nicht auf Strahlenschäden oder mechanische Defekte zurückzuführen ist.

## 8.4 Vergleich mit realen Daten

Die Reproduzierbarkeit von Wiederholungsmessungen an ein und derselben Kalorimetersektion stellt die untere Grenze für die Übereinstimmung zweier <sup>60</sup>Co-Meßreihen dar. In diesem Abschnitt sollen Signalantworten von Sektionen verschiedener Kalorimetertürme mit der simulierten Signalantwort aus der oben beschriebenen Monte-Carlo Simulation verglichen werden. Es wird für diesen Vergleich eine schlechtere Reproduzierbarkeit erwartet, als beim Vergleich von Messungen an ein und demselben Turm zu unterschiedlichen Zeiten. Die so gewonnene Reproduzierbarkeit kann als ein Maß für die Qualität der longitudinalen Homogenität einer Kalorimetersektion angesehen werden. Zu beachten ist allerdings, daß die Anregung einer Sektion durch das <sup>60</sup>Co-Präparat nur im Randbereich eines Szintillators stattfindet. Dadurch werden Effekte wie z.B. durch Stapelfehler verursachte Verschiebungen von Szintillatoren hier stärker ins Gewicht fallen, als im Meßbetrieb beim ZEUS-Kalorimeter, da sich die möglichen Anregungsarten dort homogen auf die Kalorimetersektion verteilen.

Es wurde ein Vergleich von den im Februar 93 vorgenommenen <sup>60</sup>Co-Messungen an elektromagnetischen Sektionen von Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters mit einer Monte-Carlo Simulation durchgeführt. Als Referenzantwort wurde die Simulation mit Aluminium im HES-Schacht verwendet. Die Reproduzierbarkeit wurde mit derselben Methode wie bei der Analyse der ZEUS-Daten im vorherigen Kapitel errechnet, bei einer Breite des aktiven Bereichs der Monte-Carlo Daten von 221 mm. Um den Einfluß von Rundungsfehlern bei der numerischen Berechnung der Reproduzierbarkeit zu verringern, war es notwendig, die Monte-Carlo Daten vor dem Vergleich auf ihren Mittelwert im aktiven Bereich zu normieren. Dadurch haben die zu vergleichenden Meßreihen die gleiche Größenordnung in der Signalhöhe.

---

<sup>5</sup>Siehe Tabelle 7.2, Seite 71.

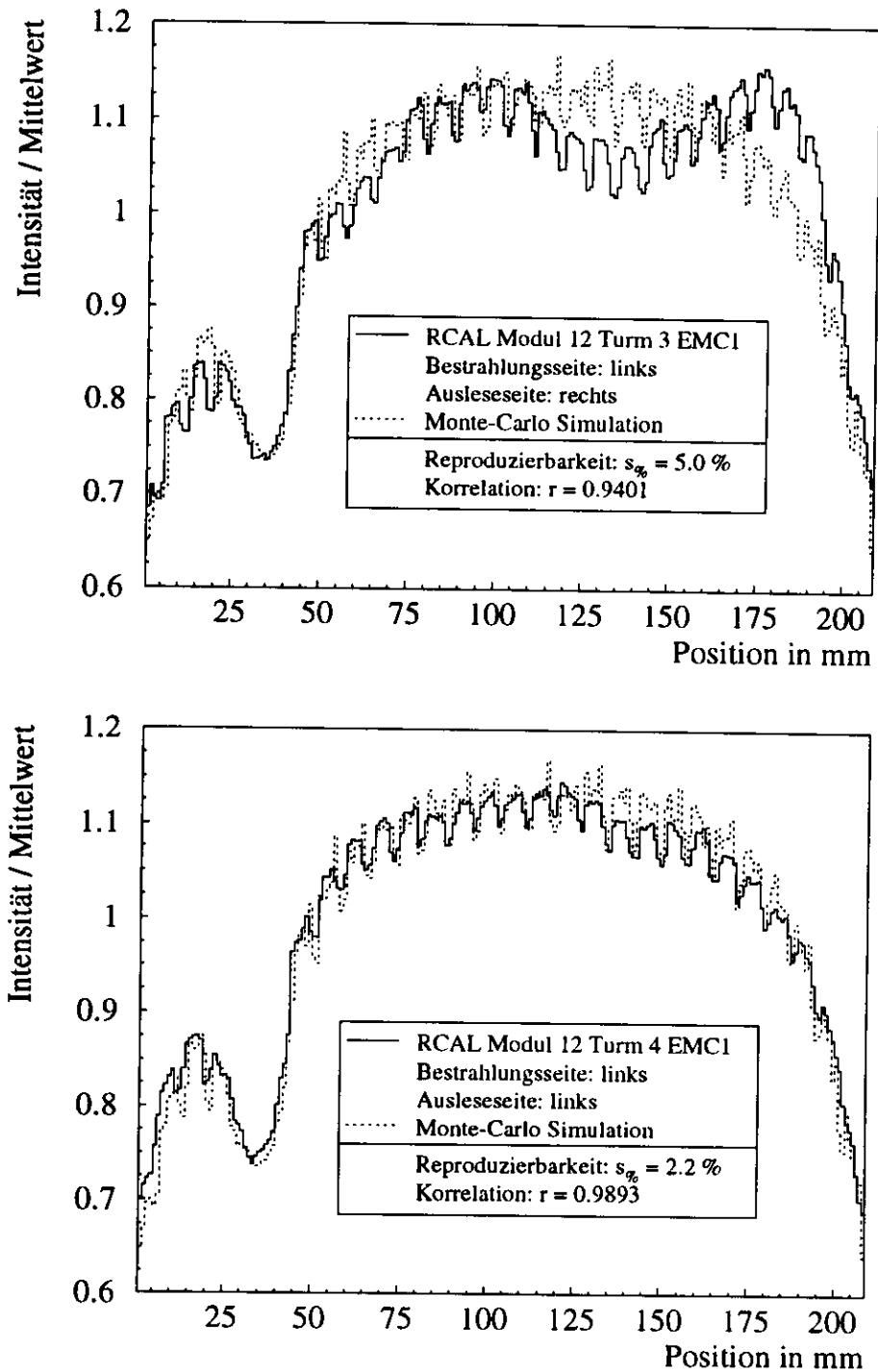


Abbildung 8.4: Schlechteste und beste Übereinstimmung der Messungen am Rückwärtskalorimeter am 02.93 mit der MC-Simulation mit Aluminium im HES-Schacht.

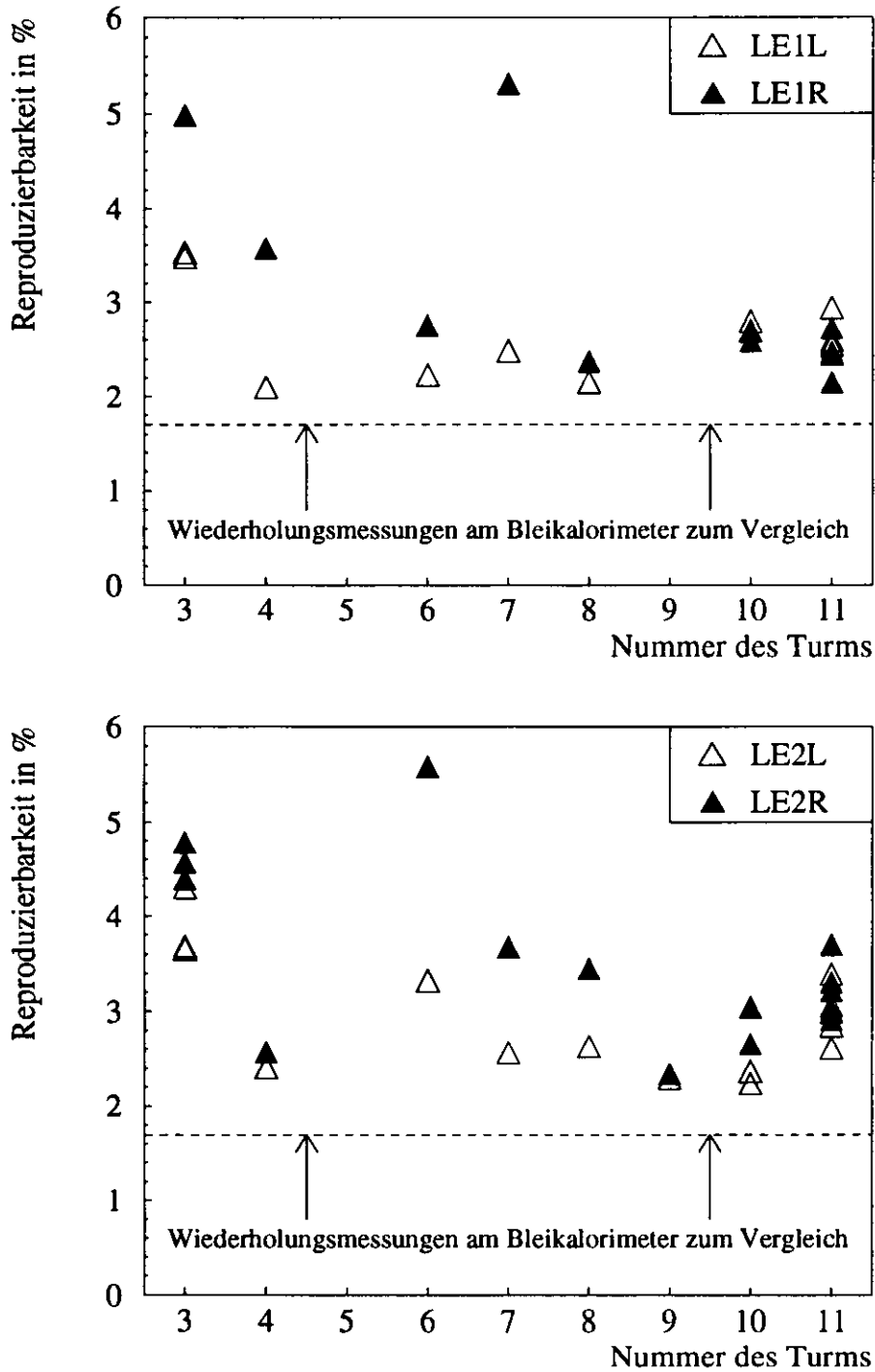


Abbildung 8.5: Vergleich der Signalantworten von  $^{60}\text{Co}$ -Messungen an den ersten (E1) und zweiten (E2) elektromagnetischen Sektionen vom eingebauten Modul 12b des Rückwärtskalorimeters für die linke (LE1L,LE2L) und rechte (LE1R,LE2R) Ausleseseite bei einer Bestrahlung von der linken Seite. Verglichen wurden diese Signalantworten mit der Monte-Carlo Simulation mit Aluminium im HES-Schacht. Während der  $^{60}\text{Co}$ -Messungen befand sich ein HES-Ski im Schacht.

Die Ergebnisse zeigen, daß es möglich ist, die gemessenen Antwortfunktionen in aktiven Bereich der Sektion mit Hilfe von Monte-Carlo Rechnungen befriedigend zu simulieren (Abbildung 8.4). Man kann also das Ergebnis der MC-Rechnungen in guter Näherung als die ideale Antwort einer homogenen elektromagnetischen Sektion des Rückwärtskalorimeters interpretieren. Abweichungen zwischen berechneter und gemessener Antwortfunktion werden durch den Reproduzierbarkeitsparameter  $s\%$  beschrieben. Für den Fall, daß sich das  $^{60}\text{Co}$ -Präparat und der ausgelesene Photomultiplier auf der gleichen Seite bzw. auf der entgegengesetzten Seite des Kalorimeterturms befindet, liegen die in Abbildung 8.5 dargestellten Reproduzierbarkeiten im Bereich  $s\% = (2.2 - 4.3)\%$  bzw.  $s\% = (2.4 - 5.6)\%$ . Dies ist ein recht gutes Ergebnis, wenn man bedenkt, daß man für Wiederholungsmessungen am Bleikalorimeter eine durchschnittliche Reproduzierbarkeit von  $s\% = 1.7\%$  für elektromagnetische Sektionen erhielt.<sup>6</sup>

Betrachtet man die abfallende Flanke der Monte-Carlo Simulation, stellt man fest, daß die Signalhöhe für Ortspositionen ab ca. 220 mm, d.h. außerhalb des aktiven Wellenlängenschieberbereichs, steiler abfällt, als bei realen Signalantworten. Dieser Effekt wurde schon bei den früher durchgeführten Monte-Carlo Simulationen beobachtet [WIC93]. Die Ursache dieses Verhaltens ist bislang unbekannt. Innerhalb des aktiven Bereichs einer Signalantwort, der für den in diesem Abschnitt durchgeführten Vergleich herangezogen wurde, ist dieser Effekt allerdings nicht zu beobachten.

---

<sup>6</sup>Siehe Tabelle 6.1, Seite 53.

## Kapitel 9

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Programmpaket vorgestellt, mit dessen Hilfe sich die ortsabhängigen Signalantworten aus  $^{60}\text{Co}$ -Messungen analysieren lassen. Bei der Entwicklung dieser Programme ist besonderer Wert auf deren Portierbarkeit und Stabilität gelegt worden. Die Erfordernis eines quantitativen Vergleichs zweier verschiedener Signalantworten führte zur Entwicklung einer automatischen Anpassung zweier Meßreihen durch eine Autokorrelation und die Einführung einer Maßzahl für deren Grad der Übereinstimmung. Analysiert wurden die  $^{60}\text{Co}$ -Serienmessungen (02.91–04.91) an freistehenden Modulen des Rückwärtskalorimeters und Messungen im Winter 1992/93 an Modul 12 bottom (RCAL) nach dessen Einbau in den ZEUS-Detektor. Aus Messungen am Bleikalorimeter ließen sich wichtige Erkenntnisse für die Analyse der Signalantworten am ZEUS-Kalorimeter gewinnen.

Die wichtigsten Ergebnisse aus den durchgeführten  $^{60}\text{Co}$ -Messungen und deren Analyse sind im folgenden zusammengefaßt:

- Auch ohne Ortsinformation des Winkeldekodierers ist eine hinreichend genaue Bestimmung der Präparatposition möglich.
- Eine Interkalibration von gleichartigen Kalorimetersektionen läßt sich mit der  $^{60}\text{Co}$ -Methode mit einer Genauigkeit von  $\pm(2 - 3)\%$  durchführen.
- Das Verhältnis des vom  $^{60}\text{Co}$ -Präparat erzeugten Cerenkovsignals (im Wellenlängenschieber der Bestrahlungsseite) zum reinen Szintillatorsignal beträgt im Mittel 5 %, dies gilt für elektromagnetische Sektionen des Rückwärtskalorimeters.
- Die  $^{60}\text{Co}$ -Methode ist so genau, daß sich der während der Messungen im Winter 1992/93 erfolgte Einbau von HES-Skier in das untersuchte Kalorimetermodul erkennen ließ. Unter Berücksichtigung dieses Effekts ergaben sich keine nachweisbaren Änderungen in der longitudinalen Homogenität der Signalantworten von Modul 12 bottom des Rückwärtskalorimeters bezüglich der Serienmessungen (04.91).

- Im aktiven Bereich der Wellenlängenschieber ist eine gute Beschreibung der gemessenen Signalantworten von elektromagnetischen Sektionen des Rückwärtskalorimeters mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation möglich. Dies gilt insbesondere im Ortsbereich des HES-Schachtes.

# Literaturverzeichnis

- [BEH88] U. Behrens, E. Ros, W. Vogel,  
*First Measurements with Radioactive Sources in the FCAL Prototype Modules,*  
ZEUS-Note 88-56 (1988)
- [BEH92] U. Behrens et al.,  
*Quality Control and Calibration of the ZEUS Forward and Rear Calorimeters with  $^{60}\text{Co}$  Sources,*  
Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) p.611-625
- [BER87] E. Bernardi et al.,  
*Performance of a Compensating Lead-Scintillator Hadronic Calorimeter,*  
Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) p.229-242
- [BÖH93] B. Böhnert,  
*Untersuchung des Antwortverhaltens der optischen Komponenten des ZEUS-Kalorimeters bei Bestrahlung durch ein  $^{60}\text{Co}$ -Präparat mit Hilfe eines Blei-Szintillator-Kalorimeters,*  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1993)
- [BLA90] R. Blankers et al.,  
*Construction of the ZEUS Forward/Rear Calorimeter modules at NIKHEF,*  
NIKHEF-H / 90-11, Amsterdam (1990)
- [BRU86] H. Brückmann,  
*A Precision Calibration Method (DU-CO) for the ZEUS Hadron Calorimeter,*  
ZEUS-Note 86-036 (1986)
- [BRU92] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zanarini,  
*PAW — Physics Analysis Workstation, The Complete Reference,*  
CERN Program Library Entry Q121, Genf (1992)
- [GLO91] G. Gloth,  
*Uniformitätsmessungen am ZEUS-Kalorimeter mit Hilfe von radioaktiven Präparaten und ihre Analyse,*  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991)
- [HAR89] J. Hartung,  
*Lehr- und Handbuch der angewandten Statistik,*  
R. Oldenbourg Verlag, München (1989)
- [KER83] B. W. Kernighan, D. M. Ritchie  
*Programmieren in C,*  
Carl Hanser Verlag, München (1983)



- [KLA88] R. Klanner,  
*Test Programm for the ZEUS Calorimeter,*  
Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988) p.200-209
- [KLE92] K. Kleinknecht,  
*Detektoren für Teilchenstrahlung,*  
Teubner Verlag, Stuttgart (1992)
- [KRE92] B. Krebs,  
*Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur longitudinalen Uniformität des ZEUS-Kalorimeters mit punktförmigen Präparaten,*  
Dissertation, Universität Hamburg (1992)
- [KRU90] R. Krüger,  
*Kalibration des ZEUS-Vorwärtskalorimeters mit radioaktiven Quellen,*  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)
- [LAN84] L.D. Landau, E.M. Lifschitz,  
*Lehrbuch der theoretischen Physik,*  
Band I Mechanik,  
Akademie Verlag Berlin (1984)
- [MEY91] F. Meyer,  
*Prüfung der mechanischen und optischen Eigenschaften des ZEUS-Kalorimeters,*  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991)
- [MUS88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger,  
*Kern- und Elementarteilchenphysik,*  
VCH Verlag, Weinheim (1988)
- [NEL85] W. R. Nelson, H. Hirajama, D. W. O. Rogers,  
*The EGS4 Code System,*  
SLAC Report 165, Stanford (1985)
- [NEU95] T. Neumann,  
*persönliche Mitteilung,*  
Hamburg(1995)
- [PER87] R. H. Perkins,  
*Introduction to High Energy Physics,*  
Addison-Wesley Comp. (1987)
- [PES87] J. de Peso, E. Ros,  
*Calibration of the ZEUS Calorimeter with Moving Sources,*  
ZEUS-Note 87-43 (1987)
- [RIM90] T. Rimkus,  
*Experimentelle Untersuchungen zur Quelleneichung von Hadronenkalorimetern und deren Analyse,*  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)
- [SPI80] M. R. Spiegel,  
*Statistik,*  
McGraw-Hill Inc. (1980)

- [STO93] H. Stöcker,  
*Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren*,  
Harry Deutsch Verlag, Frankfurt am Main (1993)
- [TAY88] J. R. Taylor,  
*Fehleranalyse*,  
VCH Verlag, Weinheim (1993)
- [WIC93] K. Wick,  
*persönliche Mitteilung*,  
Hamburg (1993)
- [ZEU93] ZEUS Collaboration,  
*The ZEUS Detector*,  
Status Report 1993, Hamburg (1993)