

Interner Bericht
DESY F35D-90-01
Juli 1990

Ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation bei HERA

von

H. Götschel

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang : Accession	29. AUG. 1990	
Leihzeit: Loan period:	7	in days

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"

**Ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter
zur Messung der Elektronenpolarisation
bei HERA**

Experimentelle Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Helene Götschel

Juli 1990

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
1.1	Der Speicherring HERA	2
1.2	Polarisation und Depolarisationseffekte	4
1.3	Polarisationsmessung bei HERA	5
2	Ein Polarimeter für HERA	6
2.1	Prinzip der Anordnung	6
2.2	Comptonstreuung von Laserlicht	6
2.3	Untergrund	11
3	Ein ortsauflösendes Kalorimeter	15
3.1	Grundlagen der Kalorimetrie	15
3.2	Anforderungen an den Detektor	16
3.3	Mechanischer Aufbau	17
3.4	Prinzip der ortsauflösenden Messung	20
4	Messungen mit dem Prototyp-Kalorimeter	22
4.1	Experimentelles Vorgehen	22
4.1.1	Testaufbau	22
4.1.2	Datenauslese	23
4.1.3	Einstellung der Hochspannung der Photoröhren	25
4.1.4	Bestimmung der Kalorimetermitte	25
4.2	Messung der Photostatistik	26

4.3	Eichung	28
4.3.1	Der Kalibrierungszyklus	28
4.3.2	Relative Kalibrierung der einzelnen Pulshöhen	29
4.4	Uniformität und Energieauflösung	31
4.4.1	Uniformität des gesamten Kalorimeters	31
4.4.2	Uniformität in Schlitznähe	32
4.4.3	Energieauflösung	32
4.5	Vertikale Ortsauflösung	33
5	Zusammenfassung	41
	Literaturverzeichnis	42
	Danksagung	45

Abbildungsverzeichnis

1.1	Layout des HERA Speicherringes	3
2.1	Layout des HERA Polarimeters	7
2.2	Comptonstreuung	8
2.3	Comptonspektrum, Energieabhängigkeit der Asymmetrie	10
2.4	Vertikales Profil der rückgestreuten Photonen	10
2.5	Gasbremsstrahlungsspektrum	12
2.6	Energiespektrum der Synchrotronstrahlung	14
3.1	Das Kalorimeter: Ansicht parallel zur Strahlachse	18
3.2	Das Kalorimeter: Ansicht senkrecht zur Strahlachse	18
3.3	Zusammenhang zwischen Einschußposition im Kalorimeter und Verteilung des transversalen Schauers auf obere und untere Hälfte	20
3.4	Asymmetrie als Funktion der Einschußhöhe	21
4.1	Experimenteller Aufbau des Testexperimentes	23
4.2	Die Ausleseelektronik	24
4.3	Spannungsabhängigkeit der Photoröhrenverstärkung	26
4.4	Auffinden der Kalorimetermitte	26
4.5	Pulshöhenverteilung des Leuchtdiodensignals	27
4.6	Stabilität der Leuchtdiode und der Photoverstärkung	28
4.7	Zeitliche Entwicklung der Kalibrierungskonstante	30
4.8	Abhängigkeit der vertikalen Energie vom Einschußort	31
4.9	Uniformitätsmessung in x- und y-Richtung	32

4.10 Horizontale und vertikale Energie als Funktion von y	33
4.11 Pulshöhensignal der vertikalen Energie	34
4.12 Energieauflösung als Funktion der Strahlenergie	34
4.13 Energieauflösung als Funktion der Einschußposition	35
4.14 Asymmetrie gegen den Einschußort bei einer Strahlenergie von 1 GeV	37
4.15 Asymmetrie gegen den Einschußort bei einer Strahlenergie von 3 GeV	37
4.16 Eine Anpassungsrechnung durch die Mittelwerte der Asymmetrie liefert die Schauerparameter	38
4.17 Fehler der Ortsbestimmung des Kalorimeters als Funktion von y bei einer Strahlenergie von 1 GeV	38
4.18 Fehler der Ortsbestimmung des Kalorimeters als Funktion von y bei einer Strahlenergie von 3 GeV	39
4.19 Darstellung der Verteilung des Fehlers in y für verschiedene Einschußpositionen	40

Tabellenverzeichnis

1.1 HERA - Hauptcharakteristika	3
3.1 Parameter des Kalorimeters	17
4.1 Photoelektronenzahl pro Photomultiplerröhre	27
4.2 Abweichung von der Uniformität.	32
4.3 Empirisch ermittelte Schauerparameter	36

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Der Speicherring HERA

Am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg wird Ende 1990 mit der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) der erste Teilchenbeschleuniger der Welt in Betrieb gehen, bei dem hochenergetische Protonen und Elektronen kollidieren werden (Siehe Abb. 1.1). In zwei getrennten Kreisbeschleunigern werden Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf maximal 820 GeV beschleunigt, so daß beim Zusammenstoß eine Schwerpunktsenergie von bis zu 314 GeV zur Verfügung steht. Bis zur Speicherung in HERA durchlaufen die Teilchen ein System von Vorbeschleunigern:

- Protonen:
 - Erzeugung durch H^+ -Ionenquelle
 - Linearbeschleuniger (50 MeV)
 - Protonenbeschleuniger Desy III (7.5 GeV)
 - Petra-Speicherring (40 GeV)
- Elektronen:
 - Linearbeschleuniger (220 MeV)
 - Elektronensynchrotron Desy II (7 GeV)
 - Petra-Speicherring (14 GeV)

Tabelle 1.1 zeigt die Hauptcharakteristika des neuen Teilchenbeschleunigers. Vorerst sollen an zwei der vier Wechselwirkungspunkte Experimente (ZEUS und H1) durchgeführt werden. Damit bietet HERA die Möglichkeit zu einer Vielzahl neuer Untersuchungen zur Elektron-Quark-Wechselwirkung in bisher nicht erreichten Energiebereichen:

- Suche nach einer eventuellen Struktur von Elektronen oder Quarks.

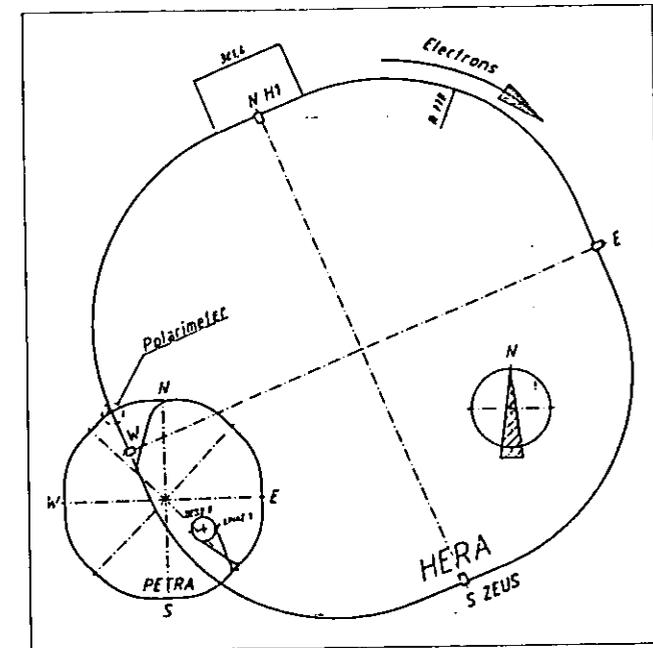


Abbildung 1.1: Layout des HERA Speicherrings

	e ⁻ Ring	p Ring
Energie	30 GeV	820 GeV
Injektionsenergie	14 GeV	40 GeV
Teilchenzahl	$5 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{13}$
Anzahl der Teilchenpakete	210	210
Wechselwirkungspunkte	4	
Umfang	6335 m	
Luminosität	$2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Magnetfeld	0.165 T	4.65 T
Krümmungsradius in den Dipolmagneten	608 m	584 m
maximaler Polarisationsgrad der Elektronen	92 %	
Polarisationszeit	20 min	

Tabelle 1.1: HERA - Hauptcharakteristika

- Bestimmung der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Quarks, speziell ihre Spinstruktur sowie die Suche nach Feldquanten jenseits der bekannten W- und Z-Bosonen,
- Bestimmung der Struktur des Protons bei den höchsten bisher erreichbaren Impulsüberträgen,
- Suche nach verschiedenen neuen Teilchen.

Darüber hinaus kann eine zweite Generation von HERA-Experimenten mit polarisierten Elektronen durchgeführt werden. Ein Strahl mit definierter Helizität ist nützlich bei der Untersuchung der Strukturfunktionen des Protons und Neutrons und unerlässlich für detaillierte Studien des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung [SCH85]. Ein Experiment zur Messung der spinabhängigen Strukturfunktion des Neutrons und des Protons bei HERA ist von der HERMES COLLABORATION vorgeschlagen worden [HER90].

Die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls in einem Speicherring ist jedoch ein maschinentechnisches Problem.

1.2 Polarisation und Depolarisationseffekte

In einem Speicherring wie HERA, in den unpolarisierte Elektronen injiziert werden, ist anfangs keine Polarisation vorhanden. Der Mechanismus, der zum Aufbau einer Polarisation führt, wurde von Sokolov und Ternov beschrieben [SOK64]. In dieser Arbeit wird die Dirac-Gleichung für relativistische Elektronen, die sich in homogenen Magnetfeldern bewegen, gelöst. Die Elektronen strahlen Synchrotronstrahlung ab, wobei es zu Spinübergängen kommen kann. Dabei sind solche Übergänge bevorzugt, bei denen der Spin des Elektrons nach der Abstrahlung antiparallel zum Magnetfeld steht. Daher kommt es zu einem zeitlichen Aufbau einer Polarisation, die folgendermaßen definiert ist:

$$P(t) = \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}} = 0.92 (1 - \exp(-t/\tau)) \quad (1.1)$$

mit:

- $N_{\uparrow\downarrow}$ ($N_{\uparrow\uparrow}$) ... Anzahl der Teilchen mit Spin antiparallel (parallel) zum Magnetfeld
- t ... Zeit
- τ ... Zeitkonstante der Polarisation

Der maximale Polarisationsgrad ist unabhängig von der Energie 92%. Die mit dem Aufbau der Polarisation verbundene Zeitkonstante τ hängt von der Energie und dem Radius des Speicherrings ab:

$$\tau[s] = 15.7 \frac{\rho^2 L}{E^5} \quad (1.2)$$

mit:

- ρ ... Ablenkradius des Magnetfeldes in m
- L ... Umfang des Speicherringes in m
- E ... Energie des Strahls in GeV

Für HERA ergibt sich bei einer Elektronenenergie von 30 GeV eine Zeitkonstante von ≈ 20 min.

Die bei der Abstrahlung angeregten Synchrotron- und Betatronschwingungen verursachen Spinbewegungen, die die Polarisation reduzieren bzw. zerstören können.

Durchläuft das Elektron einen ebenen Speicherring ohne Feldfehler, so präzediert der Spin um eine vertikale Achse. Der Spin eines Teilchens, das Synchrotron- oder Betatronschwingungen ausführt, erfährt zusätzliche Drehungen in den Quadrupolmagneten und Feldern höherer Ordnung. Das Zusammenspiel aller dieser Drehungen kann zu einem Auffächern der Spins führen, also zu stochastischen Depolarisationseffekten. Besonders stark wird die Depolarisation, wenn die Anzahl der Umdrehungen des Spins für Teilchen auf der idealen geschlossenen Bahn sich aus ganzen Vielfachen der Betatron- bzw. Synchrotronfrequenzen resonanzartig aufsummiert (Resonanzdepolarisation). Polarisationsrechnungen für HERA finden sich in [LIM88].

Da diese Maschinenfehler jedoch nicht mit einer für Korrekturenrechnungen nötigen Genauigkeit gemessen werden können, ist es notwendig, Bahnkorrekturen empirisch vorzunehmen, und dabei den gemessenen Polarisationsgrad als Erfolgsindikator zu benutzen. Deshalb ist eine schnelle (~ 1 min) und exakte ($\sim 1\%$) Polarisationsmessung erforderlich.

1.3 Polarisationsmessung bei HERA

Zur Messung der Polarisation der Synchrotronelektronen (~ 30 GeV) wird zirkular polarisiertes Laserlicht frontal auf die Elektronen geschossen und Compton gestreut. Die um 180° rückgestreuten Photonen sind aufgrund der Dopplerverschiebung hochenergetisch mit Energien bis maximal 15.77 GeV. Ihre örtliche Verteilung, die ein direktes Maß für den Polarisationsgrad darstellt, wird in 70 m Entfernung in einem Schauerzähler gemessen. Ähnliche Techniken wurden bereits bei anderen Speicherringen (PETRA [SCH80], DORIS [LIM84] und SPEAR [JOH78]) erfolgreich eingesetzt.

Die Schwierigkeit bei HERA besteht jedoch in der Geringfügigkeit dieses Effekts. Einer Änderung des Polarisationsgrades um 1% entspricht eine Änderung des Schwerpunktes der Photonenverteilung von nur $1 \mu\text{m}$. Daher ist es notwendig, einen Detektor zu entwickeln, der sich durch optimale Ortsauflösung bei gleichzeitig schneller und einfacher Handhabung auszeichnet.

In dieser Arbeit werden Aufbau und Testmessungen eines Prototypkalorimeters mit horizontal geschlitzten und optisch gegeneinander isolierten Szintillatorplatten vorgestellt.

Kapitel 2

Ein Polarimeter für HERA

2.1 Prinzip der Anordnung

Die bei HERA vorgesehene Anordnung zur Messung der Photonenverteilung wird in Abb. 2.1 veranschaulicht [BAR89].

In Halle West wird ein Argonlaser installiert, dessen Licht mit Hilfe einer Spiegelanordnung zum Wechselwirkungsgebiet im Oktanten West-Rechts gelenkt wird. Der zur Leistungserhöhung mit einem sogenannten Cavity-Dumper versehene Argonlaser ($\lambda=514$ nm) wird in [SCH80] ausführlich beschrieben. Durch ein Sichtfenster tritt das Licht vertikal in die Vakuumröhre ein und wird durch einen ferngesteuerten Spiegel unter einem Winkel von etwa 3.5 mrad gegen den Elektronenstrahl reflektiert. Elektronen und die um 180° rückgestreuten, hochenergetischen Photonen werden durch einen schwachen Ablenkmagneten getrennt. Nach Durchlaufen eines starken Ablenkmagneten verlassen die Photonen das Vakuum durch ein 0.5 mm dünnes Aluminiumfenster. In 70 m Entfernung treffen sie auf den Schauerzähler. Dieser sitzt auf einem ferngesteuert vertikal und horizontal fahrbaren Tisch und ist von einem Abschirmungshaus aus Blei umgeben.

2.2 Comptonstreuung von Laserlicht

Als Comptonstreuung wird die Streuung eines Photons an einem freien, ruhenden Elektron bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung wurde von Lipps und Tolhoek für beliebige Polarisationszustände der Photonen und Elektronen mit Hilfe des Diracformalismus abgeleitet [LIP54].

Werden die Polarisierungen der Endzustände von Elektronen und Photonen nicht beobachtet (dies ist im vorliegenden Experiment der Fall), vereinfacht sich der Wirkungsquerschnitt zu:

$$\frac{d^2\sigma}{d\theta d\varphi} = r_0^2 \left(\frac{k_f^2}{k_i^2} \right) (\Phi_0 + \Phi_1 + \Phi_2) \quad (2.1)$$

wobei:

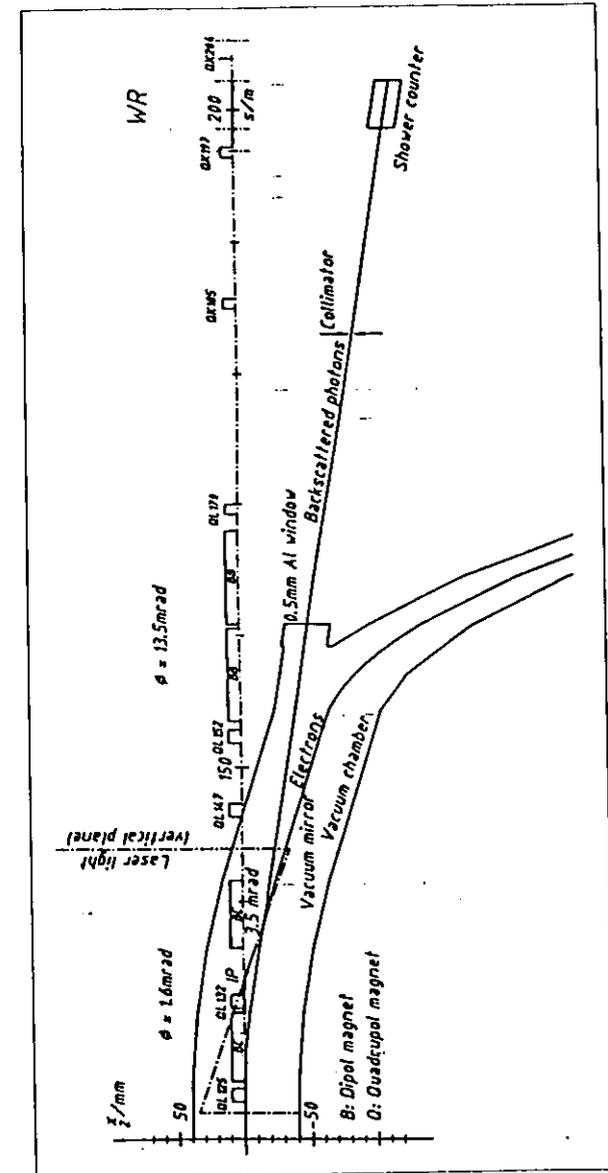


Abbildung 2.1: Layout des HERA Polarimeters

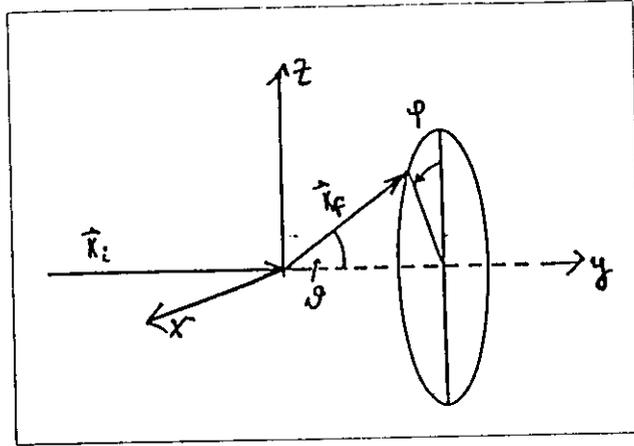


Abbildung 2.2: Comptonstreuung im Ruhesystem des Elektrons

$$\begin{aligned}\Phi_0 &= (1 + \cos^2 \vartheta) + (k_x - k_f)(1 - \cos \vartheta) \\ \Phi_1(\vec{\xi}) &= \xi_x \sin^2 \vartheta \\ \Phi_2(\vec{\xi}, \vec{\zeta}) &= \zeta_x (1 - \cos \vartheta) (\vec{k}_i \cos \vartheta + \vec{k}_f)\end{aligned}$$

mit:

- r_0 ... klassischer Elektronenradius
- \vec{k}_i ... Impuls des einfallenden Photons
- \vec{k}_f ... Impuls des gestreuten Photons
- $\vec{\xi}$... Polarisationsvektor des Photons
- $\vec{\zeta}$... Polarisationsvektor des Elektrons
- ϑ ... Polarwinkel
- φ ... Azimutwinkel
- P ... Polarisation (Def. siehe Gleichung 1.1)

Nur bei zirkular polarisierten Photonen und transversal polarisierten Elektronen ist eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Azimutwinkel φ gegeben, da mit

$$\vec{\xi}_{\text{zirk}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{\zeta}_{\text{trans}} = P \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

eingesetzt in Φ_2 folgt:

$$\Phi_2 = \mp (1 - \cos \vartheta) P (k_f \cos \varphi \sin \vartheta) \quad (2.3)$$

und somit:

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\varphi} \sim \Phi_0(\vartheta) \pm P f(\vartheta) \cos \varphi \quad (2.4)$$

Der Wirkungsquerschnitt hängt vom Azimutwinkel φ ab, für eine Streuung nach oben

($\varphi = 0^\circ$) ergibt sich ein anderer Wirkungsquerschnitt als für eine Streuung nach unten ($\varphi = 180^\circ$). Die Anzahl der nach oben gestreuten Photonen N_+ ist proportional zu $\Phi_0 + \Phi_2$ ($\varphi = 0^\circ$). Die Anzahl der nach unten gestreuten Photonen N_- ist proportional zu $\Phi_0 + \Phi_2$ ($\varphi = 180^\circ$) = $\Phi_0 - \Phi_2$ ($\varphi = 0^\circ$). Somit läßt sich als Asymmetrie A definieren:

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{\Phi_2(\varphi = 0^\circ)}{\Phi_0} \quad (2.5)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist auch eine Funktion des Streuwinkels ϑ , der mit der Energie des gestreuten Photons aufgrund des Energie- und Impulserhaltungssatzes zusammenhängt. Es gilt:

$$\left| \frac{\vec{k}_f}{m_e c^2} \right| = \left(1 - \cos \vartheta + \frac{m_e c^2}{|\vec{k}_i|} \right)^{-1} \quad (2.6)$$

Die Elektronen befinden sich jedoch nicht in Ruhe, sondern bewegen sich bei HERA bei einer Strahlenergie E_e von 30 GeV mit:

$$\gamma = \frac{E_e}{m_e c^2} \quad (2.7)$$

Nach der Rücktransformation ins Laborsystem liegen alle Photonen, die im Ruhesystem um den Winkel ϑ gestreut werden, im Laborsystem auf einem Kreisring mit dem Öffnungswinkel ϑ_{lab} zur Elektronenrichtung.

$$\vartheta_{lab} \simeq \sin \vartheta_{lab} = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \vartheta}{1 - \cos \vartheta} \quad (2.8)$$

Für die Energie der gestreuten Photonen im Laborsystem gilt in guter Näherung:

$$E_\gamma = |E_{\gamma,y}| = |\gamma (k_{f,y} - |\vec{k}_f|)| \quad (2.9)$$

Bei HERA mit 30 GeV Elektronen und einem Argon-Laser ($\lambda = 514 \text{ nm}$, $E_{\text{Laser}} = 2.41 \text{ eV}$) ergibt sich eine maximale Energie des gestreuten Photons von $E_{\gamma, \text{max}} = 15.77 \text{ GeV}$ und ein Öffnungswinkel ϑ_{lab} von typischerweise $15 \mu\text{rad}$. In Abb. 2.3 a) ist das Comptonpektrum dargestellt. Abbildung 2.3 b) zeigt die Abhängigkeit der Asymmetrie von der Energie des rückgestreuten Photons [LOM01].

Das vertikale Profil der rückgestreuten Photonen am Detektor, der in einer Entfernung von 70 m vom Wechselwirkungspunkt aufgestellt ist, hängt ab von den Polarisationszuständen von Elektronen und Laser und dem Energiefenster, in dem die gestreuten Photonen nachgewiesen werden.

Zur Berechnung des Profils wurde der Streuprozess von Mark Lomperski mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms simuliert. In Abb. 2.4 ist das vertikale Profil des rückgestreuten Photonenstrahls für die Streuung an einem vollständig polarisierten Elektronenstrahl dargestellt.

Der Abstand der beiden Schwerpunkte der Verteilungen für rechts- und linkszirkular polarisiertes Laserlicht bei 100% Elektronenpolarisation beträgt 0.2 mm, d.h. eine Änderung des Polarisationsgrades um 1% entspricht einer Änderung des Abstandes der Schwerpunkte um

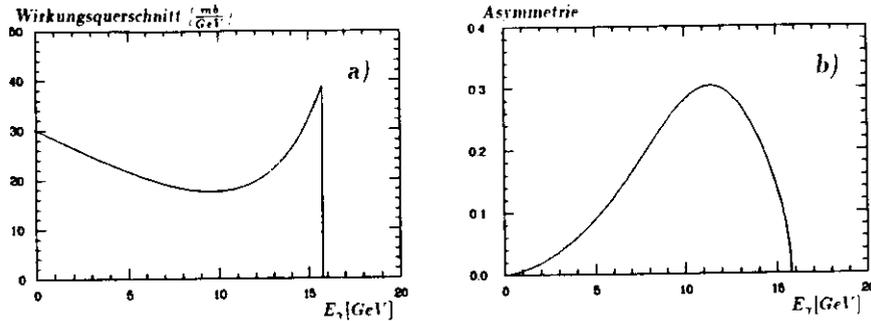


Abbildung 2.3: a) Comptonstreuungsspektrum und b) Energieabhängigkeit der Asymmetrie

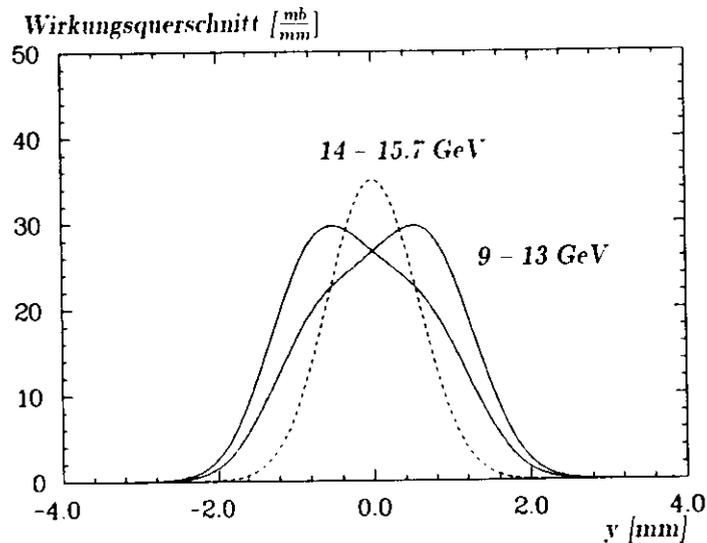


Abbildung 2.4: Vertikale Photonprofile im Abstand von 70 m vom Kollisionspunkt. Das Profil der Photonen im Energiefenster 14 - 15.7 GeV (gestrichelte Linie) ist praktisch unabhängig vom Polarisationszustand des Lichts. Das im Energiefenster zwischen 9 - 13 GeV gemessene Profil (durchgezogene Linien) hängt stark davon ab, ob das Licht rechts- oder linkszirkular polarisiert ist.

$2\mu m$ [LOM02]. Bei einer angenommenen Breite der Photonenverteilung von 1 mm (siehe Abb. 2.4) sind etwa $(\frac{1000}{2})^2 \sim 250\,000$ Photonen nötig, um eine Genauigkeit von $2\mu m$ zu erreichen. Die Rate der rückgestreuten Comptonphotonen ist

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L \quad (2.10)$$

mit:

- σ ... Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung
- L ... Luminosität

Wobei sich die Luminosität berechnet aus:

$$L = \frac{N_e N_\gamma}{\sqrt{2\pi} \alpha \sqrt{\sigma_{e,x}^2 + \sigma_{\gamma,x}^2}} \quad (2.11)$$

mit:

- N_e ... Anzahl der Elektronen pro Teilchenpaket
- N_γ ... Anzahl der Photonen pro cm
- 2α ... Winkel zwischen Elektronen- und Photonenstrahl
- $\sigma_{e,x}$... Standardabweichung des Elektronenstrahls in horizontaler Richtung
- $\sigma_{\gamma,x}$... Standardabweichung des Photonenstrahls in horizontaler Richtung

[SUZ76]. Die maximale Laserleistung (10 Watt in der 514nm Linie) erzeugt ein Comptonphoton pro 100 Teilchenpakete, d.h. im Mittel fällt alle $10\mu s$ ein Comptongestreutes Photon in den Detektor.

Um den Fehler in der Messung der Asymmetrie möglichst klein zu halten, ist eine totale Rückstreurrate von etwa 100 kHz erforderlich. Ein Detektor mit einem beweglichen Schlitz, wie er zum Beispiel bei PETRA verwendet wurde [SCH80], verwertet weniger als ein Drittel der rückgestreuten Photonen und kann daher nicht benutzt werden. Es muß ein Detektor gebaut werden, der die gesamte Verteilung gleichzeitig messen kann.

2.3 Untergrund

Der Untergrund, mit dem im Detektor zu rechnen ist, setzt sich aus der Bremsstrahlung am Restgas und der Synchrotronstrahlung zusammen. Außerdem muß mit einem generellen Strahlungsuntergrund im HERA-Tunnel gerechnet werden. Wird jedoch vor dem Detektor eine zwei Strahlungslängen dicke Platte aus Material mit hoher Kernladungszahl angebracht, kann die Beschädigung durch Synchrotronstrahlung vernachlässigt werden.

Gasbremsstrahlung

Beim Umlauf in der Vakuumröhre können die Elektronen auf Gasatome treffen. In deren Coulombfeld geben sie Bremsstrahlungsquanten ab. Der Wirkungsquerschnitt der Gasbrems-

strahlung wird von Bethe und Ashkin angegeben [BET59]:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{4Z^2r_0^2}{137k} \left\{ \left(1 + w^2 - \frac{2}{3}w\right) \ln \frac{183}{z} + \frac{w}{9} \right\} \quad (2.12)$$

mit:

- Z ... mittlere Kernladungszahl der Restgasatome
- r_0 ... klassischer Elektronenradius
- k ... Energie des emittierten Photons
- E_0 ... Strahlenergie
- $w = \frac{E_0 - k}{E_0}$

Für eine von der Strahlenergie unabhängige Darstellung des Bremsstrahlungsspektrums wird $\varepsilon_s = k/E_0$ gegen $N\varepsilon_s$ aufgetragen, wobei $N(\varepsilon_s)$ die Anzahl der Quanten pro Energieintervall ε_s ist.

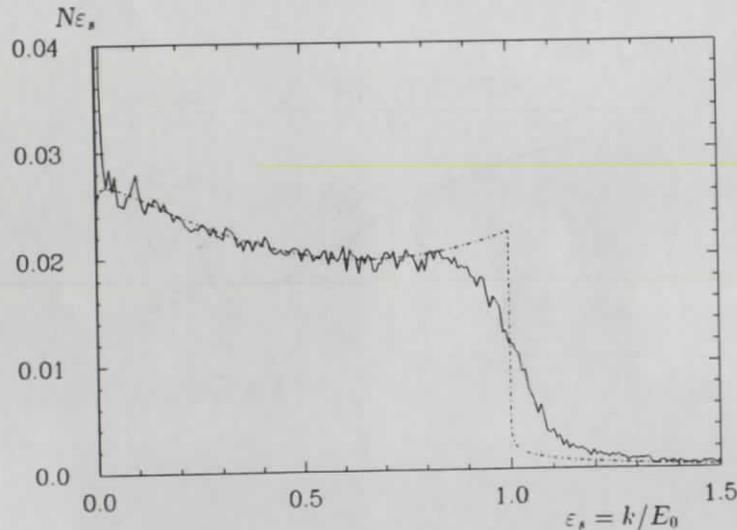


Abbildung 2.5: Gasbremsstrahlungsspektrum

Abb. 2.5 zeigt den Vergleich der bei den im September 1989 im HERA-Tunnel vorgenommenen Untergrund-Testmessungen [SEP89] gewonnenen Daten (durchgezogene Linie) mit der theoretisch für das Gasbremsstrahlungsspektrum vorhergesagten Kurve (strichpunktierte Linie) bei einer Strahlenergie von 13 GeV. Im Bereich 0.8 - 1.2 ε_s tritt eine starke Abweichung zwischen theoretischer Kurve und Messwerten auf, für die die endliche Auflösung des Schauerzählers verantwortlich ist. (Sie beträgt 6% bei einer Strahlenergie von 13 GeV.) Der lange Ausläufer der Verteilung mit Energien $\varepsilon_s > 1$ erklärt sich dadurch, daß die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Elektronen des gleichen Teilchenpaketes Gasbremsstrahlung abgeben und entsprechend mehr Energie liefern, ungefähr 4% beträgt.

Es stellte sich heraus, daß, um den Gasbremsstrahlungsuntergrund auf 10^{-3} Photonen pro Bunch mit Energien größer 7 GeV zu reduzieren, im Wechselwirkungsgebiet ein Druck in der Größenordnung von 10^{-10} Torr notwendig ist [LOM01].

Synchrotronstrahlung

Die bei der Kreisbeschleunigung eines Elektrons emittierte Leistung ist:

$$P_\gamma = \frac{cC_\gamma E_0^4}{2\pi \varrho^2} \quad (2.13)$$

mit:

- $C_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_0}{(m_e c^2)^3} = 8.85 \cdot 10^{-5} \text{ m GeV}^{-3}$
- E_0 ... Strahlenergie
- ϱ ... Krümmungsradius der Bahn

Die charakteristische Energie ist gegeben durch:

$$u_c = \frac{3hc_\gamma^3}{2\varrho} \quad (2.14)$$

Die Zahl der pro Sekunde emittierten Quanten ist gegeben durch:

$$N = 3.25 \frac{P_\gamma}{u_c} \quad (2.15)$$

[LOH81].

Da die emittierte Synchrotronstrahlung vom Krümmungsradius des Magneten abhängig ist, wurden im Wechselwirkungsbereich die bei HERA üblichen starken Ablenk magneten ($\varrho = 608 \text{ m}$) durch schwache Ablenk magneten ($\varrho = 3215 \text{ m}$) ersetzt. In den Detektor fällt Synchrotronstrahlung aus zwei schwachen Ablenk magneten und einem Quadrupolmagneten. Die kritische Energie in diesem Magnetfeld bei 30 GeV Strahlenergie beträgt 110 keV. Abb. 2.6 zeigt das Energiespektrum [LOH81]:

$$\frac{dP_\gamma}{du} = \frac{P_\gamma}{u_c} \cdot S(u/u_c) \quad (2.16)$$

mit:

- dP_γ ... zwischen u und $u + du$ ausgestrahlte Leistung
- u ... Quantenenergie der Synchrotronquanten.

In den Untergrund-Messungen [SEP89] hat die Synchrotronstrahlung eines Elektronenstrahls mit 25 GeV und 0.25 mA im Detektor eine Energie von 250 MeV pro Teilchenpaket deponiert. Dieser überraschend hohe Betrag der deponierten Energie kam - wie sich hinterher herausstellte - dadurch zustande, daß das Kalorimeter verkehrt herum auf die Aluminiumplatte gesetzt worden war und vor der ersten Szintillatorplatte des Detektors keine 6.22 mm dicke Wolframplatte angebracht war. [LOM02].

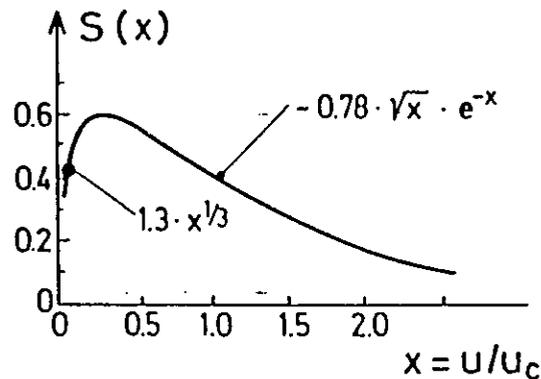


Abbildung 2.6: Energiespektrum der Synchrotronstrahlung

Kapitel 3

Ein ortsauffösendes Kalorimeter

3.1 Grundlagen der Kalorimetrie

Bevor der mechanische Aufbau des Prototyp-Kalorimeters im Detail geschildert wird, soll kurz die Funktionsweise eines Sampling Kalorimeters skizziert werden. Im Absorber auftreffende Photonen erzeugen Elektron-Positron-Paare, die wiederum durch Bremsstrahlung hochenergetische γ -Quanten abstrahlen. Es kommt zur Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers, dessen Energie mit Hilfe der Szintillatoren gemessen wird. Durch Ionisation wird im Auslesemedium ein Teil der Energie der geladenen Teilchen deponiert, das dabei in den Szintillatoren entstehende Fluoreszenzlicht wird mit Hilfe von Photomultipliern gemessen. Die Energie des Primärteilchens ist proportional zum Kalorimetersignal. Der im aktiven Medium im Mittel deponierte Anteil der Gesamtenergie ist - abhängig von der Teilchenart und der Dicken von Absorber- und Szintillatormaterial - konstant und heißt 'sampling fraction'.

Für das Maximum des longitudinalen Schauers gilt [LOH90]:

$$l_{max} \approx X_0 \ln \frac{E}{E_c} - \begin{cases} 1.1 & \text{für Elektronen als Primärteilchen} \\ 0.5 & \text{für Photonen als Primärteilchen} \end{cases} \quad (3.1)$$

Für die Strahlungslänge X_0 , die den mittleren Energieverlust durch Bremsstrahlung beschreibt, gilt näherungsweise [AMA81]:

$$X_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right] \approx 180 \frac{A}{Z^2} \quad (3.2)$$

mit:

A ... Massenzahl

Die Abschätzung für die kritische Energie E_c , bei der Energieverluste durch Bremsstrahlung und Ionisation gleich sind, liefert [AMA81]:

$$E_c [MeV] \approx \frac{550}{Z} \quad (3.3)$$

mit:

Z ... Kernladungszahl des Materials

Bei einer kritischen Energie von 7.4 MeV findet sich das Maximum der longitudinalen Ausdehnung bei ungefähr 7.2 Strahlungslängen.

Eine transversale Ausdehnung des Schauers kommt dadurch zustande, daß Elektronen und Positronen durch Vielfachstreuung aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt werden. Die radiale Ausdehnung im Schauermaximum wird durch den Molière-Radius beschrieben: [AMA81]:

$$R_M \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] \simeq \bar{\tau} \frac{A}{Z} \quad (3.4)$$

Innerhalb des dreifachen Molière-Radius wird 99% der Gesamtenergie deponiert.

Die Energieauflösung von Sampling Kalorimetern wird hauptsächlich durch Sampling Fluktuationen und Photostatistik bestimmt.

- **Sampling Fluktuationen:** Die totale Spurlänge der Schauerteilchen wird nicht vollständig nachgewiesen, sondern durch die Sandwichstruktur nur stichprobenmäßig abgetastet. Da die Anzahl der Durchquerungen der aktiven Lagen statistisch fluktuiert, erhält man eine relative Energieauflösung von etwa:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq 2.2 \sqrt{\frac{E_c d}{EX_0}} \quad (3.5)$$

mit:

d ... Dicke der Absorberplatten

- **Photostatistik:** Fluktuationen aufgrund von statistischen Prozessen im Auslesematerial werden hervorgerufen durch statistische Prozesse bei der Lichtentstehung, Lichtsammlung und beim Nachweis durch Photomultiplier. Da dieser Prozess durch die Poisson-Statistik beschrieben wird, ergibt sich zunächst die Fluktuation der Photoelektronenzahl N_{pe} zu:

$$\frac{\sigma_{N_{pe}}}{N_{pe}} = \frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} \quad (3.6)$$

und daraus erhält man, wegen der Proportionalität von N_{pe} zur Energie, die $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit der Photostatistik.

Eine Ausführliche Beschreibung elektromagnetischer Schauere findet sich z.B. bei [FUE90].

3.2 Anforderungen an den Detektor

Um das vertikale Profil der rückgestreuten Photonen ($\sigma_{theor} \simeq 1\text{mm}$, siehe Abb. 2.4) um nicht mehr als 10% zu verschmieren, ist eine entscheidende Anforderung an den Detektor eine vertikale Ortsauflösung von $\approx 0.5\text{mm}$, da sich die Fehler quadratisch addieren:

$$\sigma_{total} = \sqrt{\sigma_{theor}^2 + \sigma_{aufl}^2} \quad (3.7)$$

In horizontaler Richtung sind die Anforderungen weniger kritisch, die Genauigkeit sollte jedoch einige mm betragen, damit die Justierung des Detektors ermöglicht wird. Aufgrund der starken Energieabhängigkeit der Asymmetrie (siehe Abb. 2.3, a) ist eine Energieauflösung von 10% bei 10 GeV wünschenswert. Um Ansammlungseffekte der vorbeiziehenden Teilchenpakete zu vermeiden, sollte die Zeitauflösung besser als 96 nsec sein.

Bei einer Rückstrahlrate von 10^5 Photonen pro Sekunde mit im Mittel 10 GeV ist der Detektor im Schauermaximum einer Strahlung von 1 rad/s ausgesetzt, d.h. bei einer Betriebszeit von einem Jahr werden 10 Mrad elektromagnetische Strahlung und $3 \cdot 10^{11}$ Neutronen/cm² in den Detektor fallen [KLA89]. Dieser Strahlenbelastung sollte der Detektor standhalten.

3.3 Mechanischer Aufbau

Als technische Lösung wird ein Sampling Kalorimeter gewählt. In den Abbildungen 3.1 und 3.2 sind Schnittzeichnungen des Kalorimeters parallel und senkrecht zur Strahlachse dargestellt.

Der Prototyp des Kalorimeters besteht aus je 12 Lagen Wolfram- und Szintillatorplatten. Vor der ersten Lage befindet sich eine 15.0 mm dicke Aluminiumplatte. Das Sandwich-Kalorimeter sitzt auf einem Aluminiumtisch und vier Wellenlängenschieber leiten das Licht zu den vier Photomultipliern. Da die zur Verfügung stehenden Wolframplatten zu klein waren, sind sie mit einem Bleirahmen umgeben.

In Tabelle 3.1 sind alle wesentlichen Parameter zusammengefaßt.

Absorbermaterial	Wolfram (DENSIMET17) mit Bleirahmen
Wolfram-Dicke	6.22 mm
Strahlungslänge X_0	6.52 g/cm ²
Molière-Radius R_M	1 cm
Dichte	17.16 g/cm ³
Auslesematerial	SCSN-38 Szintillator
Szintillator-Dicke	2.6 mm
Transversale Segmentation	
- Wolfram	60 × 55 mm
- Blei	120 × 100 mm
Longitudinale Segmentation	20 X_0
Optische Auslese	2mm dicke Wellenlängenschieber
WLS-Material	PMMA-Y7
Photoröhren	Hamamatsu R580
Auslesekanäle	4

Tabelle 3.1: Parameter des Kalorimeters

Um zu einer guten Energieauflösung zu kommen, sollte einerseits der Schauer vollständig absorbiert werden, andererseits die Dicke der Szintillatorplatten möglichst groß sein. Der für das Polarimeter benutzte Schauerzähler hat Wolframplatten mit einer Dicke von 6.22 mm

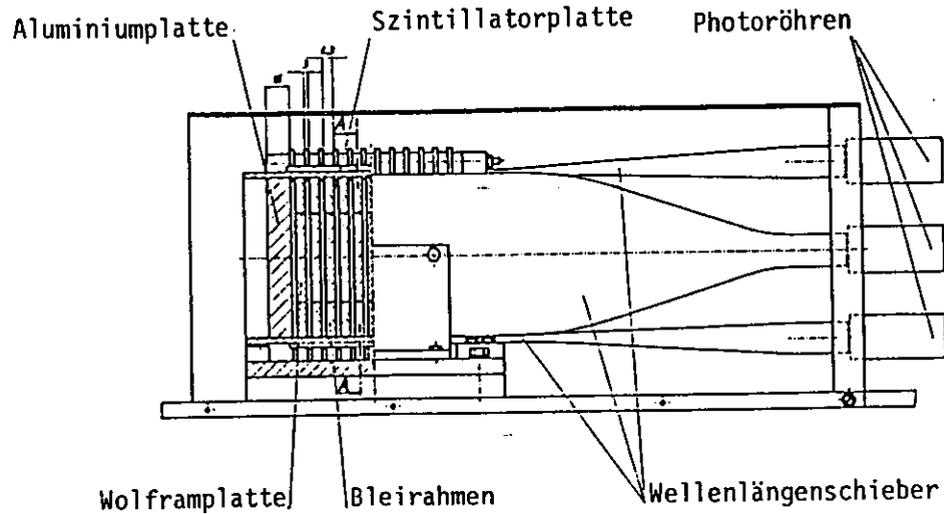


Abbildung 3.1: Das Kalorimeter: Ansicht parallel zur Strahlachse

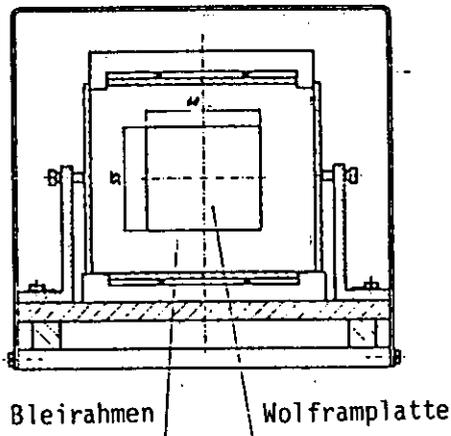


Abbildung 3.2: Das Kalorimeter: Ansicht senkrecht zur Strahlachse

und Szintillatorplatten, die 2.6 mm dick sind; dies sind insgesamt 12 Lagen, entsprechend 20 Strahlungslängen. Das Auslesemedium des Detektors ist der Szintillator SCSN38, der als Basismaterial aus einem 'Crosslinked Polyester' (CPS) besteht, welches mit Butyl-PBD (1%) und BDB (0.02 %) dotiert ist. Ähnlich wie andere aromatische Scintillatoren hat auch SCSN38 hervorragende Eigenschaften bezüglich Alterung und Strahlungsresistenz mit gleichzeitig hoher Lichtausbeute. Als Absorbermaterial wird DENSIMET17, eine Wolfram (90.5 %) - Nickel (6.5 %) - Eisen (3.0 %) (oder Kupfer) - Legierung mit einer Dichte von 17.16g/cm^3 und einer Strahlungslänge X_0 von 6.52g/cm^2 verwendet. Da die zur Verfügung stehenden Wolframplatten nur ein Ausmaß von 60×55 mm besitzen, werden sie in einen mit Füßchen versehenen Bleirahmen eingebettet (Maß ohne Füßchen: 119×99 mm). Die Szintillatorplatten besitzen eine Größe von 120×100 mm und überragen den Bleirahmen somit auf jeder Seite um 0.5 mm. Die Szintillatorplatten sind in der Mitte horizontal geschlitzt und durch eine Umwicklung aus 0.01 mm dünner Aluminiumfolie gegeneinander optisch isoliert. Nach einer ersten 15 mm dicken Bleiplatte zur Abschirmung des niederenergetischen Untergrundes werden Szintillator- und Wolframplatten auf vier Stäben abwechselnd gestapelt und so mechanisch stabilisiert. Dabei werden die Szintillatorplatten mit 3.0 mm starken Abstandhaltern befestigt, um ihre optischen Eigenschaften nicht durch mechanische Kräfte zu gefährden.

Die Lichtausbeute erfolgt durch vier Wellenlängenschieber. Zwei sind rechts und links angebracht. Sie transportieren das Licht, das im gesamten Kalorimeter erzeugt wurde. Die oben und unten montierten Wellenlängenschieber hingegen leiten jedoch nur das Szintillationslicht der oberen bzw. unteren Szintillatorhälfte.

Bei den Wellenlängenschiebern handelt es sich um mit dem Farbstoff Y-7 dotierte PMMA-Wellenlängenschieber. Um das Licht auf die Photomultiplier zu leiten, ist das Ende jedes Wellenlängenschiebers in Streifen geschnitten worden, die dann so gebogen und aufeinandergeklebt wurden, daß sie einen annähernd quadratischen Querschnitt ergaben. Die Wellenlängenschieber sind ebenfalls mit 0.01 mm dünner Aluminiumfolie umwickelt, mit Ausnahme der dem Szintillator zugewandten Fläche. Zwischen Szintillatoren und Wellenlängenschieber wird eine Angelschnur gespannt und die Wellenlängenschieber werden mit Federn gegen die Angelschnüre gedrückt. Der dadurch entstehende Schlitz stellt sicher, daß die Totalreflexion in den Wellenlängenschiebern nicht behindert wird. Jeder Wellenlängenschieber leitet das Licht in einen Photomultiplier.

Der hintere Träger des Kalorimeters ist mit zahlreichen Löchern versehen, in denen die Metallabschirmungen für die vier Photomultiplier und die Röhren selbst eingebaut sind. Es werden Photomultiplier vom Typ HAMAMATSU R580 mit einem konventionellen Widerstandsspannungsteiler verwendet, die gegen Magnetfelder mit μ -Metall abgeschirmt werden. Die Photoröhren werden mit Federn gegen die Enden der Wellenlängenschieber gedrückt.

Zur Kalibrierung ist ein Leuchtdiodenpulser über Lichtleiter mit jedem der vier Wellenlängenschieber verbunden. Das Signal des LED-Pulsers simuliert einen Schauer, der Überprüfungen der Photomultiplier und Tests zur Photostatistik ermöglicht.

Zur besseren mechanischen Befestigung sitzt das Sandwichkalorimeter auf einer Aluminiumplatte und ist von einer Aluminiumhülle umgeben, die neben ihrer Schutzfunktion als lichtdichte Verpackung dient. Kanten und mögliche Ritzen werden zusätzlich mit lichtdichter Folie beklebt.

SCSN38 Plastik-Szintillatoren und PMMA-Y7 Wellenlängenschieber werden auch im ZEUS-Detektor bei HERA für die optische Auslese verwendet und wurden in diesem Zusammenhang systematisch auf Strahlenschäden untersucht. Eine Übersicht über diese Strahlenschädentests und ihre Ergebnisse inklusive einer kurzen Beschreibung des ZEUS-Detektors liefert [KLA87].

3.4 Prinzip der ortsauflösenden Messung

Durch die geschlitzten Szintillatorplatten wird das Kalorimeter in zwei gegeneinander optisch isolierte Hälften geteilt. Trifft ein Teilchen den Detektor, entwickelt sich ein Schauer mit transversaler Ausbreitung. Ein bestimmter Anteil der Energie wird in der oberen Hälfte des Kalorimeters deponiert und vom oberen Photomultiplier registriert, der andere Anteil der Energie gelangt in die untere Hälfte und somit in den unteren Photomultiplier. Das Verhältnis der beiden deponierten Energieanteile verändert sich in Abhängigkeit von der transversalen Einschussposition y (Siehe Abb. 3.3).

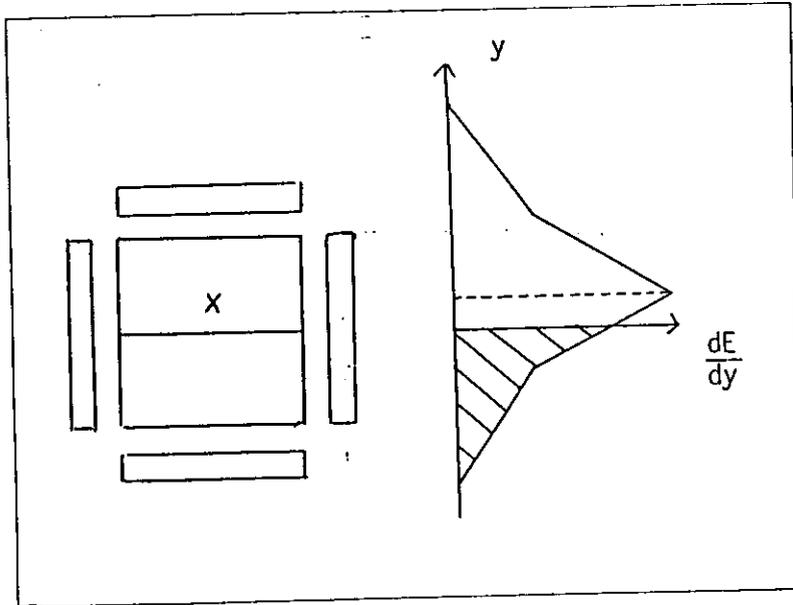


Abbildung 3.3: Zusammenhang zwischen Einschussposition (Kreuz, bzw. gestrichelte Linie), Verteilung der transversalen Schauerkomponente und Anteil der Energie, die in die untere (schraffierte Fläche) bzw. obere Hälfte (ungeschraffierte Fläche) des Kalorimeters deponiert wird.

Es gibt zwei verschiedene Mechanismen, die zur transversalen Verteilung des Schauers beitragen. Im zentralen Teil der Verteilung überwiegt die Mehrfachstreuung der Elektronen, während der periphere Teil der Verteilung hauptsächlich durch Ausbreitung der Photonen,

die in Materie weniger abgeschwächt werden als die Elektronen, bestimmt wird. Das transversale Schauerprofil wird beschrieben durch:

$$E_{ges} f(y) = E_{ges} (a_1 e^{-b_1 |y-y_0|} + a_2 e^{-b_2 |y-y_0|}) \quad (3.8)$$

mit:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(y, y_0) dy = 1 \quad (3.9)$$

und:

y_0 ... Einschussposition

Die Fläche unter der Funktion entspricht der gesamten deponierten Energie, die sich auf die beiden Kalorimeterhälften verteilt wie folgt:

$$E_{ges} = E_u + E_o = E_{ges} \int_{-\infty}^0 f(y, y_0) dy + E_{ges} \int_0^{+\infty} f(y, y_0) dy \quad (3.10)$$

Damit läßt sich die Asymmetrie η der Energieverteilung als Funktion von y_0 beschreiben:

$$\begin{aligned} \eta(y_0) &= \frac{E_u - E_o}{E_u + E_o} = \\ &= \frac{y_0}{|y_0|} [1 - e^{-b_2 |y_0|} + \frac{2a_1}{b_1} \cdot (\epsilon^{-b_2 |y_0|} - \epsilon^{-b_1 |y_0|})] \end{aligned} \quad (3.11)$$

$\eta(y_0)$ ist in Abb. 3.4 dargestellt.

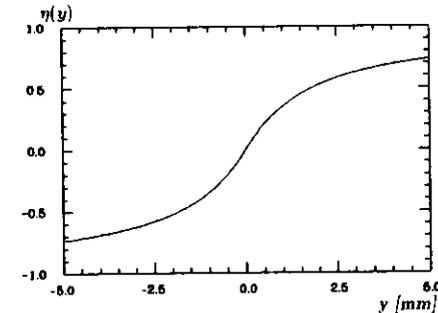


Abbildung 3.4: Asymmetrie als Funktion der Einschusshöhe

Kapitel 4

Messungen mit dem Prototyp-Kalorimeter

4.1 Experimentelles Vorgehen

4.1.1 Testaufbau

Um die Eigenschaften des Kalorimeters zu bestimmen, wurden am Teststrahl 21 des Elektronenbeschleunigers DESY Messungen durchgeführt. Es standen Elektronenenergien in einem Bereich von 1 bis 3 GeV zur Verfügung.

Ein kleiner Bruchteil der Elektronen von DESY durchläuft ein internes Target (Kohlefaden) und erzeugt Bremsstrahlungsphotonen, die in einem externen Target durch Paarerzeugung die Elektronen des eigentlichen Teststrahls generieren. Diese werden mit einem Strahlführungssystem fokussiert und nach Impulsen selektiert. Durch Veränderung der Magnetströme läßt sich die Strahlenergie variieren. Aufgrund eines Defekts im Ablenkmagneten war es jedoch nicht möglich, eine Strahlenergie größer als 3 GeV zu erhalten.

Den experimentellen Aufbau verdeutlicht Abb. 4.1. Das Triggersystem besteht aus einem 10 cm × 10 cm großen Szintillatortzähler (z_1) für die grobe Strahlbestimmung und zwei gekreuzten Fingerzählern, die sich in einer Fläche von 1 cm² überdecken (z_2, z_3). Zur Bestimmung der vertikalen Position (y -Position) der Strahlteilchen werden zwei Driftkammern mit je einem horizontal gespannten Signaldraht so gegeneinander verschoben vor dem Kalorimeter aufgebaut, daß die Drähte 7 mm oberhalb bzw. unterhalb ders Kalorimetermitte liegen.

Die im Experiment verwendeten Driftkammern bestehen aus einem Signaldraht (Anode) und einer Anzahl von parallelen Kathodendrähten, die mit geeignetem Potential eine möglichst konstante elektrische Feldstärke im gesamten Driftraum liefern. Die durch primäre Ionisationsprozesse erzeugten Elektronen werden zum Anodendraht hin beschleunigt. Übersteigt ihre Energie die Ionisationsenergie des Gases werden neue Ionen erzeugt. Dieser Prozeß führt schließlich zu einer Lawinenbildung. Die Zeitdifferenz Δt zwischen dem Teilchendurchgang und der Auslösung des Signals am Anodendraht hängt mit dem Abstand zwischen dem Ort der Primäronisation und dem Anodendraht zusammen.

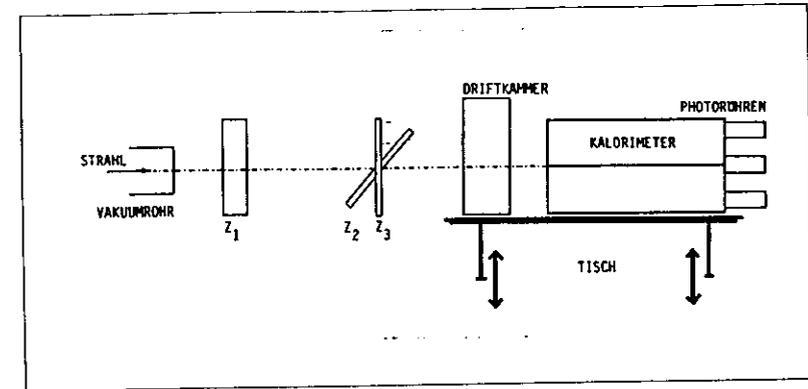


Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau am DESY Teststrahl 21.

Bei konstanter Driftgeschwindigkeit v_D gilt die lineare Beziehung:

$$y = v_D \cdot \Delta t \quad (4.1)$$

Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise einer Driftkammer findet sich z.B. in [KLE84].

An der mit Argon-Kohlendioxid-Gasgemisch (Ar 87%, CO₂ 13%) gefüllten Kammer lagen eine Spannung von 1320 Volt am Signaldraht und von -2500 Volt an den Potentialdrähten. Die Driftgeschwindigkeit betrug $6.44 \cdot 10^{-3}$ mm pro 100 ps [GEN89]. Bei der anschließenden Datenauswertung der Driftkammersignale bei horizontalen Positionen von $x = -10, 0, 10$ mm konnte innerhalb von $5.5 \cdot 10^{-2}$ mm keine Abweichung von der Parallelität der Signaldrähte zueinander gefunden werden. Über eine Abweichung von der Parallelität des Schlitzes relativ zu den Driftkammerdrähten konnte innerhalb des Meßfehlers von 0.06 mm, (das entspricht einem Winkel von 0.34°,) keine Aussage gemacht werden. Die Standardabweichung des Summensignals der beiden Driftkammern betrug 266 μ m, somit konnte mit den Driftkammern eine Ortsauflösung von 180 μ m erreicht werden.

Driftkammern und Kalorimeter saßen auf einem in horizontaler und vertikaler Richtung fahrbaren Tisch. Die Reproduzierbarkeit der Tischhöhe konnte experimentell bestätigt werden.

4.1.2 Datenauslese

Das Schaltbild der Trigger- und Ausleseelektronik ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Die Driftkammern liefern Signale zur Zeitmessung mit Hilfe von zwei Zeit-Digital-Wandlern (TDC). Die vier Photoröhrens signale des Kalorimeters werden mit Analog-Digital-Wandlern (ADC) ausgelesen.

Die von den Photoröhren der Szintillationszählern (Z_1, Z_2, Z_3) erzeugten Analogsignale werden von Diskriminatoren selektiert und durch eine Koinzidenz zum Strahlensignal verknüpft. Die Einzelzählraten und die Zählrate der Koinzidenz können in zwischengeschalteten Zählern

überprüft werden. Zur Nullpunktseichung der ADCs wird direkt auf das Master OR ein Puls gegeben. Für die eigentlichen Messungen werden diese Pedestals im Computer vom Signal subtrahiert. Zur laufenden Überprüfung der Photomultiplier und insbesondere der Photostatistik steuert der Computer einen Leuchtdioden-Pulser. Dieser gibt über Lichtleiter das Signal auf die Photoröhren. Zeitlich darauf abgestimmt wird ein Puls auf das Master OR gegeben. Das Master OR liefert das Startsignal für den TDC und das Gatesignal für den ADC.

Zur Digitalisierung der Photomultiplier-Signale wurde ein ladungsempfindlicher 10 Bit ADC (LeCroy 2249A), zur Digitalisierung der Driftkammersignale ein LeCroy TDC 2228 in einem CAMAC System benutzt, die von einem Motorola MVME 135 Rechner mit einem 68020 Microprozessor mit VERSAdos ausgelesen wurde. Die Daten konnten auf zwei Festspeicherplatten mit je 70 Mbyte Kapazität gespeichert werden. Ein Trigger aktivierte den Rechner, um die Auslesen des ADCs und TDCs zu starten. Während dieser Zeit sperrte das BUSY-Signal den Trigger. Über eine serielle Schnittstelle bestand eine Verbindung zwischen dem MVME 135 und einem ATARI 1040 ST Rechner. Der ATARI ermöglichte eine graphische Darstellung der gemessenen Daten und ihre Manipulation. Es konnten Mittelwert und Standardabweichung berechnet werden. Es bestand auch eine Verbindung über ein MICOM Modul zu der IBM Großrechenanlage, auf der die Daten mit GEP (Graphical Editor Program) ausgewertet wurden.

4.1.3 Einstellung der Hochspannung der Photoröhren

Um die Signalhöhen der einzelnen Photoröhren ungefähr abzugleichen, wurde die Hochspannung der Photomultiplier so lange verändert, bis sich eine Pulshöhe von 500 Kanälen bei 3 GeV ergab, wenn der Strahl in die Mitte der jeweiligen Kalorimeterhälfte geschossen wurde. Es gilt der Zusammenhang:

$$\langle x \rangle = aV^b \quad (4.2)$$

bzw.

$$V_{\text{soil}} = V \sqrt{\frac{\langle x_{\text{soil}} \rangle}{\langle x \rangle}} \quad (4.3)$$

mit:

- $\langle x \rangle$... Mittelwert des Pulshöhenspektrums
- V ... Hochspannung
- a, b ... Parameter

Die Parameter a und b wurden dafür aus Daten einer Messung zur Spannungsabhängigkeit der Photoröhrenverstärkung entnommen. Diese sind in Abb. 4.3 dargestellt. Die Werte für b lagen zwischen 6.5 und 6.9.

4.1.4 Bestimmung der Kalorimetermitte

Zum Auffinden der Kalorimetermitte ($x = 0$ mm, $y = 0$ mm) werden a) das Summensignal aus rechter plus linker Photoröhre gegen die x -Position des Tisches und b) das Signal der

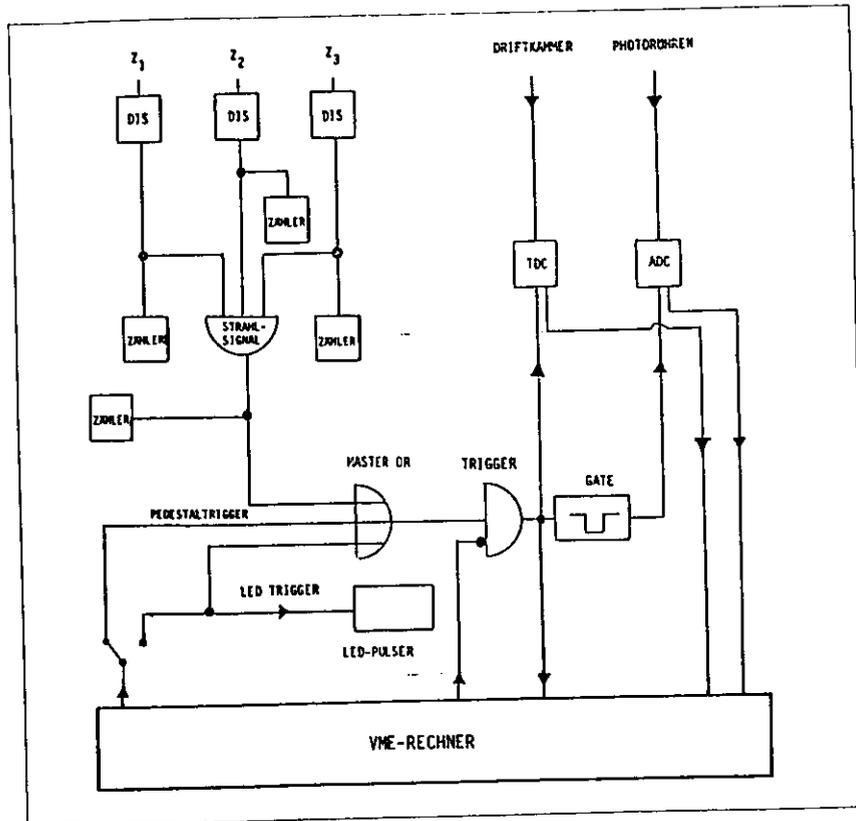


Abbildung 4.2: Die Ausleseelektronik

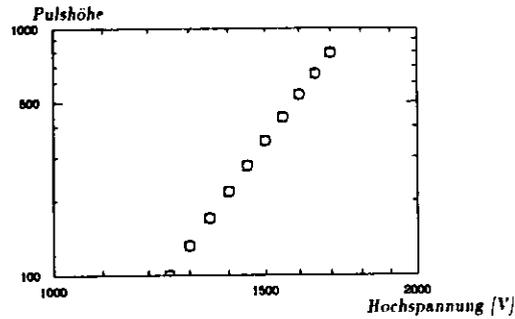


Abbildung 4.3: Spannungabhängigkeit der Photoröhrenverstärkung der oberen Röhre.

oberen und unteren Röhre gegen die y -Position des Tisches aufgetragen (Siehe Abb. 4.4). Aus der Symmetrie der x -Abhängigkeit finden wir als Tischposition für die Kalorimetermitte $x_0 = 1609 \pm 1 \text{ mm}$ aus dem Schnittpunkt der beiden Kurven in b) $y_0 = 612 \pm 1 \text{ mm}$.

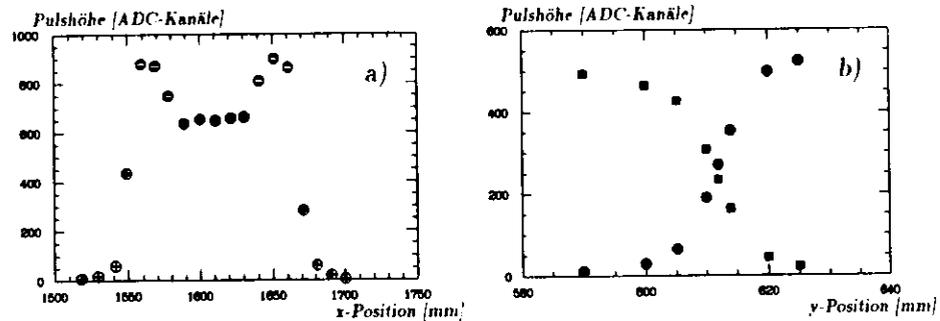


Abbildung 4.4: Pulshöhen a) des Signals aus rechter plus linker Photoröhre gegen die x -Position des fahrbaren Tisches und b) des Signals der oberen Röhre (Kreise) und des Signals der unteren Röhre (Vierecke) gegen die y -Position des Tisches.

4.2 Messung der Photostatistik

Da die Lichtausbeute der Wellenlängenschieber-Szintillator-Kombination die Energie- und Ortsauflösung mit beeinflusst, wurde die Zahl der Photoelektronen mit einer Leuchtdiode bestimmt. Beim Stabilitätstest der Photomultiplier konnte gezeigt werden, daß die Verteilungsbreite des Pulshöhenspektrums allein durch Photostatistik determiniert ist, solange der Mittelwert des Pulshöhenspektrums $\langle x \rangle$ größer als 10 ADC-Kanäle ist. In diesem Fall ist

die Breite des Leuchtdiodensignals ein direktes Maß für die Photoelektronenzahl:

$$N_{pe} = \left(\frac{\langle x \rangle}{\sigma} \right)^2 \quad (4.4)$$

mit:

- N_{pe} ... Photoelektronenzahl
- $\langle x \rangle$... Mittelwert des Pulshöhenspektrums
- σ ... Standardabweichung von x

Damit diese Zahl mit der Strahlungsmessung vergleichbar wird, muß das Leuchtdiodensignal so eingestellt werden, daß es so groß wie das Strahlungssignal ist. Dabei wird die zusätzliche Verbreiterung des Pulshöhenspektrums um etwa 20% durch statistische Fluktuationen beim Vielfachfähigkeitsprozess an den Dynoden der Photomultiplier nicht berücksichtigt, da man letztendlich daran interessiert ist, den Anteil der Photostatistik an den Kalorimereigenschaften zu bestimmen.

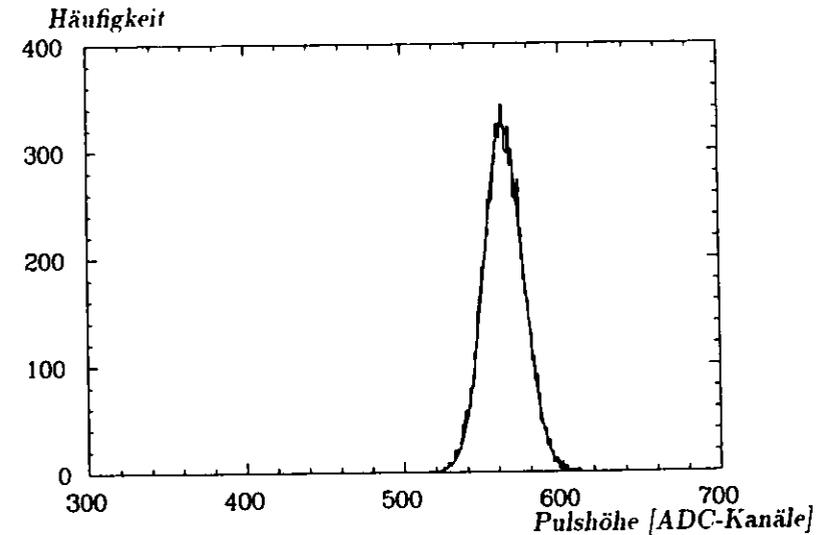


Abbildung 4.5: Pulshöhenverteilung eines willkürlichen Leuchtdiodensignals - entsprechend einem Strahlungssignal von 8.4 GeV, sowie daran angepaßte Gaußfunktion.

Ein Pulshöhenspektrum zeigt Abb. 4.5. Die mittlere Anzahl der Photoelektronen bezogen auf 1 GeV ist in Tabelle 4.1 gezeigt. Der sich aus diesen Zahlen ergebende Anteil der Photostatistik an der relativen Energieauflösung beträgt für eine Photoröhre bei einer Strahlenergie von 1 GeV 6.6%. Diese Zahl ist zu verstehen als der Beitrag, der quadratisch zu den Schauerfluktuationen addiert werden muß, um die Gesamtfuktuation zu erhalten.

	Mittelwert
PMT oben	216.3 ± 16.8
PMT unten	231.2 ± 17.8
PMT rechts	220.1 ± 13.5
PMT links	268.3 ± 16.5
Mittelwert	234.0

Tabelle 4.1: Photoelektronenzahl pro Photomultiplieröhre, bezogen auf ein Elektron mit 1 GeV

4.3 Eichung

4.3.1 Der Kalibrierungszyklus

Während der eigentlichen Messungen wurde das Kalorimeter etwa alle 6 – 8 Stunden geeicht. Der Kalibrierungszyklus bestand aus:

- Pedestalmessung
- Leuchtdiodenmessung
- Eichung mit dem Teststrahl

Da die Nullpunkte der Analog-Digital-Converter (ADC) einer Drift, bzw. Temperaturabhängigkeit unterliegen, ist es notwendig, die Pedestale zu bestimmen. Es stellte sich jedoch heraus, daß die Pedestalwerte über die ganze Meßperiode innerhalb eines ADC Kanales konstant waren.

Um die Stabilität der Leuchtdiode zu Überprüfen wurde die Anzahl der Photoelektronen nach Gleichung 4.4 berechnet. Es zeigte sich, daß das Leuchtdiodensignal mit einer Ausnahme stabil war (Abb. 4.6 a)). Die Schwankungen, die durch die Verstärkungsfaktoren der Photoröhren verursacht wurden, waren für die vier Photoröhren korreliert. Eine mögliche Ursache ist die Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsfaktors. In Abb. 4.6 b) ist das Signal der oberen Photoröhre aufgetragen. Die Abweichungen lagen innerhalb 1%.

Bei der Eichung mit dem Teststrahl wurden in das Zentrum des Kalorimeters jeweils 5000 Elektronen mit 3 GeV geschossen. Auch mit dem Strahlensignal ist die Verstärkung innerhalb 0.5 % stabil. Eine Veränderung der Hochspannung während der Messung war nicht erforderlich.

4.3.2 Relative Kalibrierung der einzelnen Pulshöhen

Bei der Auswertung der Daten wird eine relative Kalibrierung der Röhren in der Größenordnung von etwa 0.1 % Genauigkeit angestrebt. Dies ist möglich, da sich durch die Bauweise des Kalorimeters die Energie auf zwei unabhängige Arten als Summe der Pulshöhen der oberen

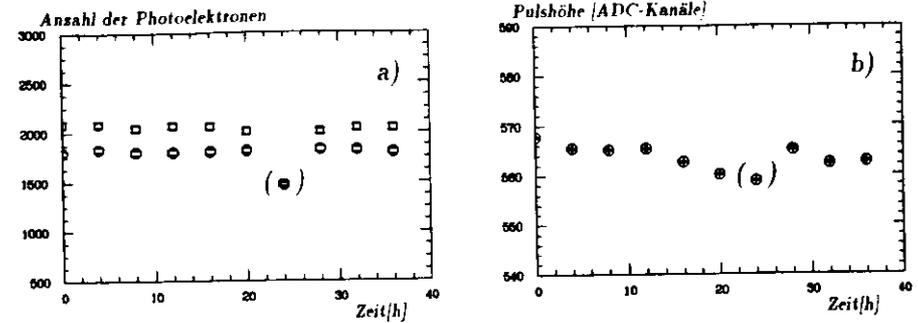


Abbildung 4.6: Stabilität a) der Leuchtdiode und b) der Photoverstärkung. Kreise symbolisieren das Signal der oberen Photoröhre, Vierecke das Signal der unteren Röhre.

und unteren Röhre, sowie der rechten und linken Röhre bestimmen läßt. Die Gleichheit der beiden Messungen, unabhängig vom Einschußpunkt ergibt die Kalibrierungsbedingung:

$$V_o + V_u = V_l + V_r \tag{4.5}$$

wobei:

- V_o, V_u, V_l, V_r ... die kalibrierten Pulshöhen der oberen, unteren, linken und rechten Photoröhren
- v_o, v_u, v_l, v_r ... die unkalibrierten Pulshöhen
- c_u, c_l, c_r ... die Kalibrationskonstanten sind,

so daß

$$V_o = c_o v_o \tag{4.6}$$

etc.

Mit der Methode kann nur die relative Kalibrierung bestimmt werden, so daß eine Kalibrierungskonstante (hier c_o) gleich Eins gesetzt wurde. Für die einzelnen Ereignisse ist die Kalibrierungsbedingung nicht exakt, sondern nur innerhalb der Fluktuationen der Photoelektronen, welche proportional zur Wurzel des Signals sind, erfüllt. Die Kalibrierungskonstanten c wurden dadurch bestimmt, daß die Kalibrierungsbedingung möglichst gut erfüllt ist. Das wurde mit der χ^2 -Methode gelöst, indem ein Minimum von

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\vec{X}^i \cdot \vec{X}^i}{\sigma_i^2} \tag{4.7}$$

gesucht wird, wobei

$$\vec{X}^i = v_o^i + c_u v_u^i - c_l v_l^i - c_r v_r^i \tag{4.8}$$

die Kalibrierungsbedingung der gemessenen Pulshöhen der oberen, unteren, rechten und linken Photoröhre für jedes Ereignis i darstellt und der Fehler der Photostatistik σ , konstant ist. Aus:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial c_l} = 0 \tag{4.9}$$

ergibt sich:

$$\sum_{i=1}^N (v_o^i v_u^i) + c_u \sum_{i=1}^N (v_u^i v_u^i) - c_l \sum_{i=1}^N (v_l^i v_u^i) - c_r \sum_{i=1}^N (v_r^i v_u^i) = 0 \quad (4.10)$$

analog für c_l und c_r :

$$\sum_{i=1}^N (v_o^i v_l^i) + c_u \sum_{i=1}^N (v_u^i v_l^i) - c_l \sum_{i=1}^N (v_l^i v_l^i) - c_r \sum_{i=1}^N (v_r^i v_l^i) = 0 \quad (4.11)$$

und

$$\sum_{i=1}^N (v_o^i v_r^i) + c_u \sum_{i=1}^N (v_u^i v_r^i) - c_l \sum_{i=1}^N (v_l^i v_r^i) - c_r \sum_{i=1}^N (v_r^i v_r^i) = 0 \quad (4.12)$$

Dies sind drei Gleichungen mit drei Unbekannten, die nach nach c_u , c_l und c_r aufgelöst werden.

Als Werte für die Kalibrierungskonstanten ergaben sich:

$$\begin{aligned} c_U &= 1.056 \pm 0.004 \\ c_R &= 0.565 \pm 0.012 \\ c_L &= 0.695 \pm 0.012 \end{aligned}$$

Der Fehler der Kalibrierungskonstanten c wurde dabei experimentell aus der zeitlichen Schwankung von c im Lauf von 36 Stunden ermittelt. Die zeitliche Entwicklung der

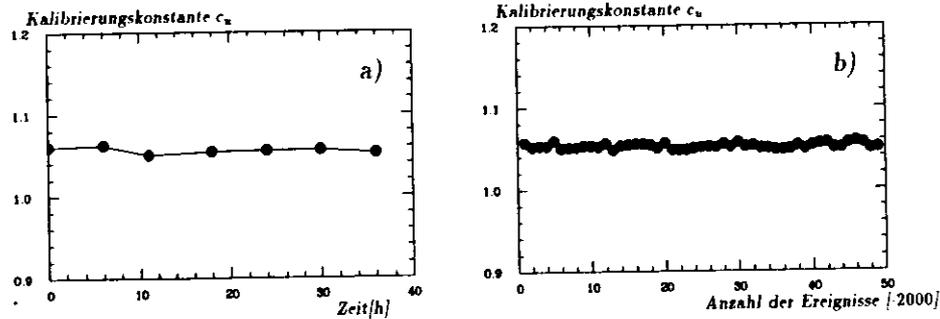


Abbildung 4.7: Zeitliche Entwicklung der Kalibrierungskonstante c_u a) während der gesamten Eichmessung mit dem Teststrahl und b) während einer 6-stündigen Messung der Ortsauflösung in der Mitte des Kalorimeters bei einer Strahlenergie von 3 GeV.

Kalibrierungskonstante c_u während der gesamten Eichmessungen mit dem Teststrahl ist in Abb. 4.7 a) ersichtlich. Um die zeitliche Entwicklung der Kalibrierungskonstante c_u während einer 6-stündigen Messung der Ortsauflösung des Kalorimeters bei einer Strahlenergie von 3 GeV zu untersuchen, wurden die Daten in 50 Stichproben von je 2000 Ereignissen unterteilt. Sowohl im Zeitraum der gesamten Eichmessung von 36 Stunden, als auch während der Kurzzeitmessung von 6 Stunden, war die Kalibrierungskonstante c_u innerhalb 0.5 bzw. 0.7% stabil.

Es wird erwartet, daß für die korrigierten Werte

$$\frac{V_o + V_u}{V_l + V_r} = 1 \quad (4.13)$$

gilt. Dies war jedoch nicht der Fall (siehe Abb. 4.8). Da dieser Effekt jedoch so klein war,

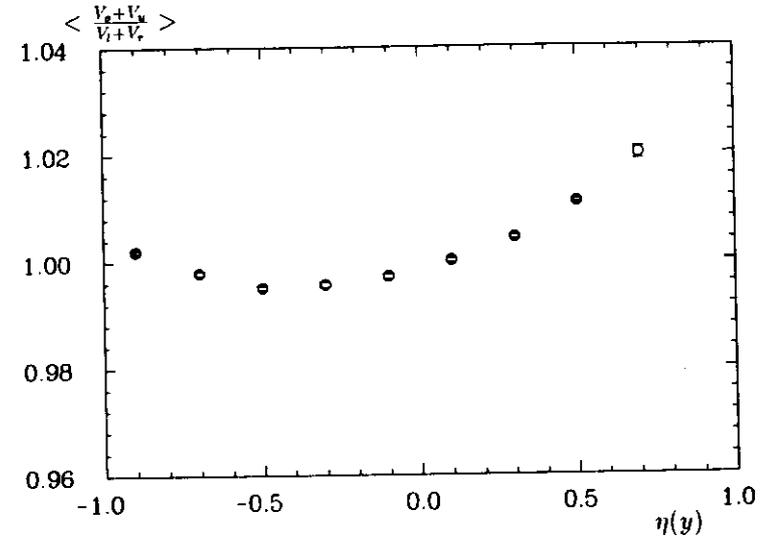


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der vertikalen Energie von der Asymmetrie η , d.h. vom Einschubort (vgl. Abb. 3.4).

wurde eine weitere Korrektur der Kalibrierungskonstante c_u im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht berücksichtigt.

4.4 Uniformität und Energieauflösung

4.4.1 Uniformität des gesamten Kalorimeters

Um eine gute Energieauflösung des Kalorimeters zu erreichen, ist eine gute Uniformität der Lichtauslese notwendig, d.h. die vom Photomultiplier registrierte Lichtmenge soll unabhängig vom Ort der Lichtentstehung sein. Zur Durchführung der Uniformitätsmessung wurde das Kalorimeter in senkrechter und waagrechter Richtung in 10 mm Schritten bewegt und mit jeweils 5000 Elektronen bei einer Strahlenergie von 3 GeV beschossen.

Für die Abweichung von der Uniformität über das gesamte Kalorimeter ergab sich:

- für die obere und untere Photoröhre 2.95%
- für die rechte und linke Photoröhre 1.49%
- für alle vier Photoröhren 1.96%

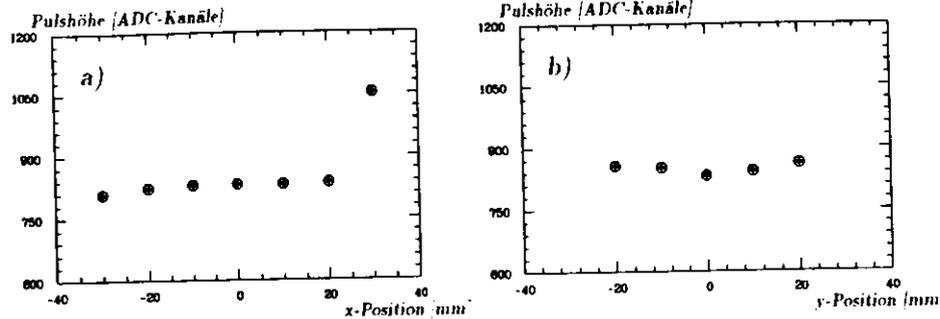


Abbildung 4.9: Uniformitätsmessung für die Gesamtenergie a) in x-Richtung und b) in y-Richtung. Der hohe Meßwert bei 30 mm erklärt sich durch die Bleiumrahmung der Wolf-rampplatten. Diese Meßpunkte wurden zur Berechnung der Abweichung von der Uniformität nicht herangezogen.

	-30 mm	-20 mm	-10 mm	-0 mm	+10 mm	+20 mm
-20 mm	-2.96%	+1.61%	+3.91%	+3.82%	+3.21%	+1.44%
-10 mm	-4.43%	-0.72%	+1.89%	+2.53%	+1.05%	+0.04%
0 mm	-6.53%	-2.71%	-1.09%	-0.89%	-1.43%	-2.90%
+10 mm	-6.38%	-2.03%	+0.60%	+0.95%	+0.11%	+0.07%
+20 mm	-3.67%	+1.80%	+3.12%	+4.17%	+3.31%	+2.18%

Tabelle 4.2: Abweichung von der Uniformität für die vertikale Energie.

Abb. 4.9 zeigt Beispiele für eine Uniformitätsmessung in x- und y-Richtung. Die Abweichung der Pulshöhen der einzelnen Meßpunkte für obere und untere Photoröhre von der über alle Meßpunkte gemittelten Pulshöhe sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

4.4.2 Uniformität in Schlitznähe

Von besonderem Interesse ist die Uniformität des Kalorimeters in der Nähe des Schlitzes. Dafür wurden jeweils 100 000 Elektronen mit 3 GeV ausgewertet, die in die Mitte des Kalorimeters geschossen wurden. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.10 dargestellt. Die Uniformität wird am Schlitz in vertikaler Richtung um 1.8% und in horizontaler Richtung um weniger als 1.5% verschlechtert.

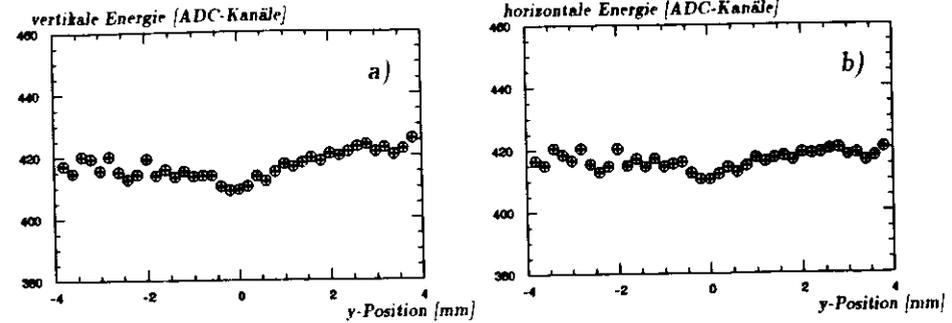


Abbildung 4.10: a) Horizontale und b) vertikale Energie als Funktion von y.

4.4.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde bei 1, 2 und 3 GeV Strahlenergie gemessen. Die Energieauflösung wurde aus den gemessenen Verteilungen der oberen plus unteren Photoröhre (E_{ver}), der linken plus rechten Photoröhre (E_{hor}) und der Summe aller Photoröhren (E_{ges}) sowohl durch Anpassung einer Gaußfunktion, als auch aus der mittleren quadratischen Abweichung vom Mittelwert der Verteilung bestimmt. Die Ergebnisse beider Methoden unterschieden sich nur unwesentlich. Abb. 4.11 zeigt eine Pulshöhenverteilung bei 3 GeV Strahlenergie.

Die relative Energieauflösung (aus dem Gaußfit) als Funktion der Strahlenergie ist in Abb. 4.12 dargestellt. Sie hat die Form $\sigma_E/E = 0.228/\sqrt{E} \pm 0.66\%(E \text{ in GeV})$. Als Vergleich dient der nach Gleichung 3.5 erwartete Wert der relativen Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{20\%}{\sqrt{E}} \quad (4.14)$$

Addiert man dazu die Unschärfe der Strahlenergie (etwa 5%) und Photostatistik (etwa 3.3% aus vier Photoröhren) quadratisch, so erhält man einen Wert von $0.209/\sqrt{E}$, in guter Übereinstimmung.

Abb. 4.13 zeigt die Energieauflösung der horizontalen, vertikalen und Gesamtenergie des Kalorimeters als Funktion der Einschufposition bei einer Strahlenergie von 3 GeV. Die aus dem quadratischen Mittelwert der Verteilungsfunktion erhaltenen Werte wurden dabei nicht auf die Impulsunschärfe des Teststrahls (etwa 5%) korrigiert.

4.5 Vertikale Ortsauflösung

Für die Bestimmung der Polarisation der Elektronen ist die vertikale Ortsauflösung die entscheidende Größe. Um die Messung des vertikalen Profils der rückgestreuten Photonen um nicht mehr als 10 % zu verschlechtern wurde eine Genauigkeit der vertikalen Ortsbestimmung

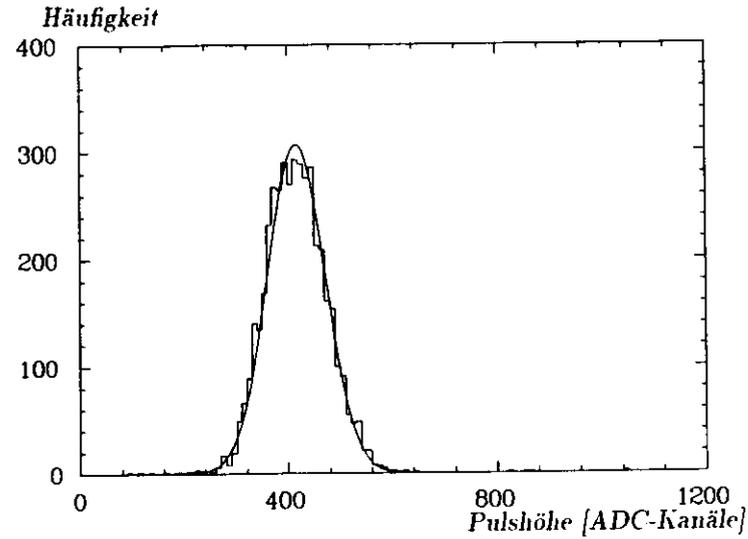


Abbildung 4.11: Pulshöhensignal der vertikalen Energie für 3 GeV Elektronen, sowie daran angepaßte Gaußfunktion.

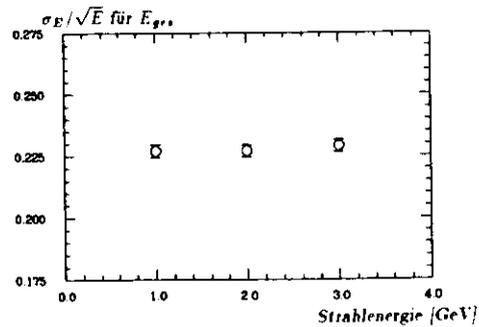


Abbildung 4.12: σ_E/\sqrt{E} der Gesamtenergie (gemessen in GeV) als Funktion der Strahlenergie.

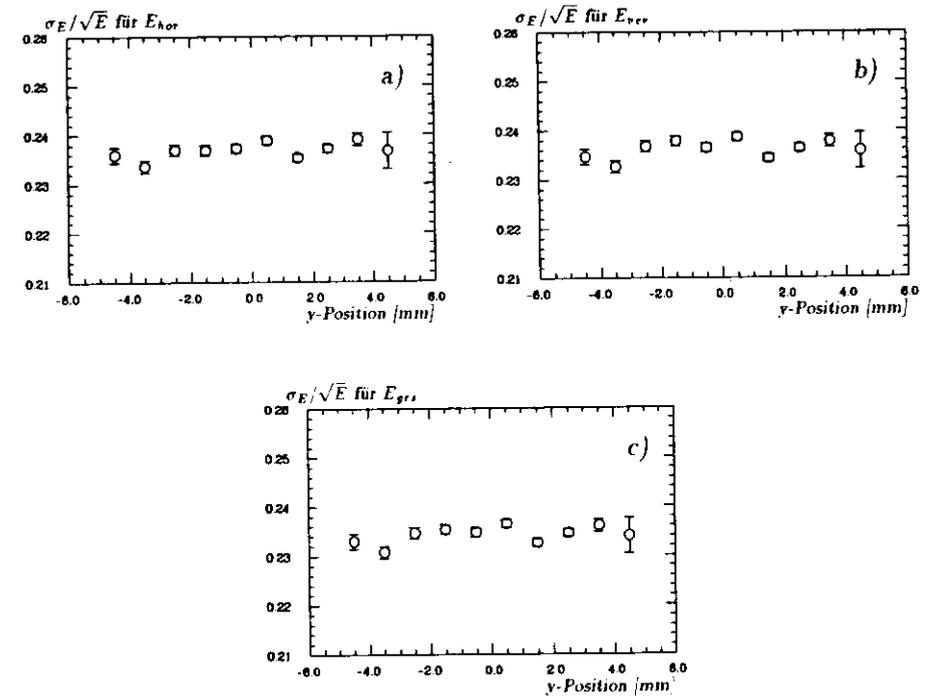


Abbildung 4.13: σ_E/\sqrt{E} der a) horizontalen, b) vertikalen und c) Gesamtenergie des Kalorimeters (gemessen in GeV) als Funktion der Einschubposition bei 3 GeV.

besser als 0.5 mm gefordert.

Jeweils 100 000 Elektronen mit 1 bzw. 3 GeV wurden in die Mitte des Kalorimeters geschossen. Bei der Auswertung der Daten wurden die mit den Driftkammern bestimmten y -Werte in Beziehung gesetzt zur Asymmetrie $\eta(y)$ bzw. den daraus gewonnenen y_{kal} -Werten:

$$\eta(y) = \frac{V_o - V_u}{V_o + V_u} \quad (4.15)$$

mit:

V_o, V_u ... kalibrierte Pulshöhen der oberen und unteren Photoröhre

In den Abb. 4.14 und 4.15 ist die Asymmetrie η gegen die y -Position für eine Strahlenergie von 1 und 3 GeV aufgetragen. An die gemessenen Mittelwerte der Asymmetrie wurde die in Kapitel 3.4 hergeleitete Gleichung:

$$\eta(y_0) = \frac{y_0}{|y_0|} \left[1 - e^{-b_2|y_0|} + \frac{2a_1}{b_1} \cdot (e^{-b_2|y_0|} - e^{-b_1|y_0|}) \right] \quad (4.16)$$

mit Hilfe der Parameter a_1, b_1 und b_2 angepaßt (siehe Abb. 4.16). Die Parameter sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Die Funktion $\eta(y)$ wurde numerisch invertiert, um die y_{kal} -Position des Kalorimeters zu erhalten.

	1 GeV	3 GeV
a_1	0.037 ± 0.004	0.036 ± 0.003
$b_1 [mm^{-1}]$	0.145 ± 0.015	0.140 ± 0.010
$b_2 [mm^{-1}]$	0.812 ± 0.052	0.880 ± 0.035

Tabelle 4.3: Empirisch ermittelte Schauerparameter für 1 und 3 GeV Strahlenergie.

Die Standardabweichung des y_{kal} -Wertes von dem mit der Driftkammer gemessenen y -Wert ist in den Abbildungen 4.17 und 4.18 für eine Strahlenergie von 1 bzw. 3 GeV dargestellt. Am besten ist die Ortsauflösung in Schlitznähe. Sie beträgt bei einer Strahlenergie von 1 GeV 1.6 mm und bei 3 GeV 0.62 mm. Nur bei $y = 0.0$ mm sind die Verteilungen gaußförmig, während sie zum Rand hin stark asymmetrisch werden. Diese Abhängigkeit veranschaulicht Abb. 4.19. Wird an die Verteilungsfunktionen am Schlitz eine Gaußkurve angepaßt, ergibt sich für den Wert σ der Gaußverteilung bei einer Strahlenergie von 1 GeV ein Wert von 1.04 mm, bei 3 GeV von 0.52 mm.

Eine Monte-Carlo-EGS-Simulation [LOM02] ergab bei einer Strahlenergie von 3 GeV eine vertikale Ortsauflösung von 0.39 mm. Diese Genauigkeit in der Ortsbestimmung wurde nicht erreicht. Da aber bereits eine Ortsauflösung von ≤ 0.5 mm genügt, das vertikale Profil der rückgestreuten Comptonphotonen um nicht mehr als 10% zu verschlechtern, wurde die gewünschte Ortsauflösung somit bei 3 GeV knapp erreicht. Eine weitere Korrektur der Kalibrierungskonstanten, die berücksichtigt, daß das Licht am Schlitz nur unvollständig reflektiert wird, dürfte sie noch etwas verbessern. Da die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung näherungsweise durch $1/\sqrt{E}$ beschrieben werden kann, ist zu erwarten, daß sich diese zu höheren Energien weiter verbessert. Experimente mit Elektronen von 3 bis 15 GeV sind in Planung.

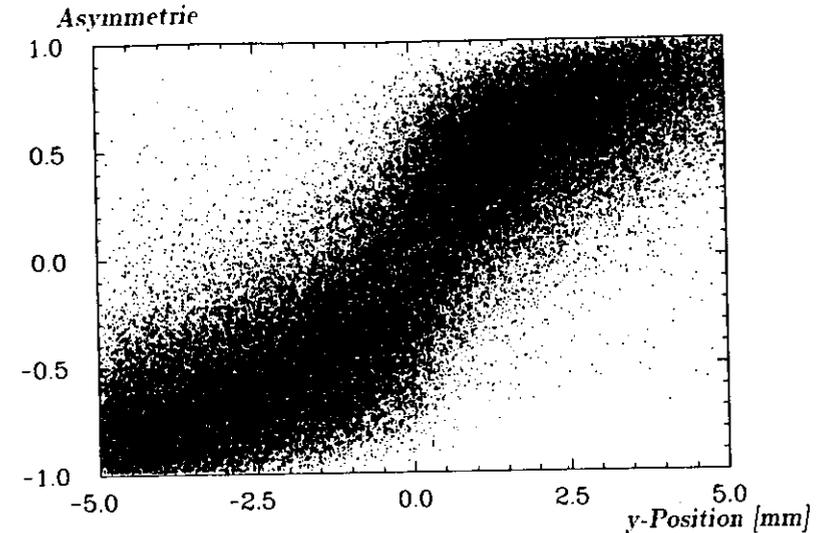


Abbildung 4.14: Asymmetrie gegen den Einschußort bei einer Strahlenergie von 1 GeV.

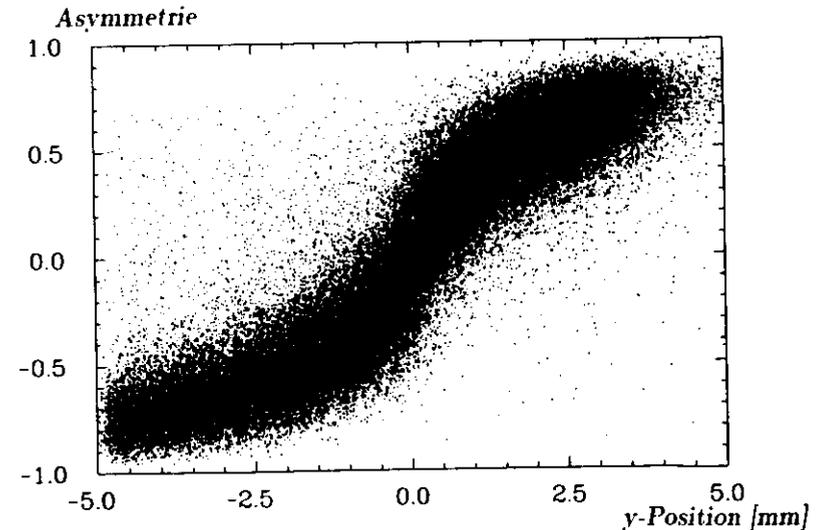


Abbildung 4.15: Asymmetrie gegen den Einschußort bei einer Strahlenergie von 3 GeV.

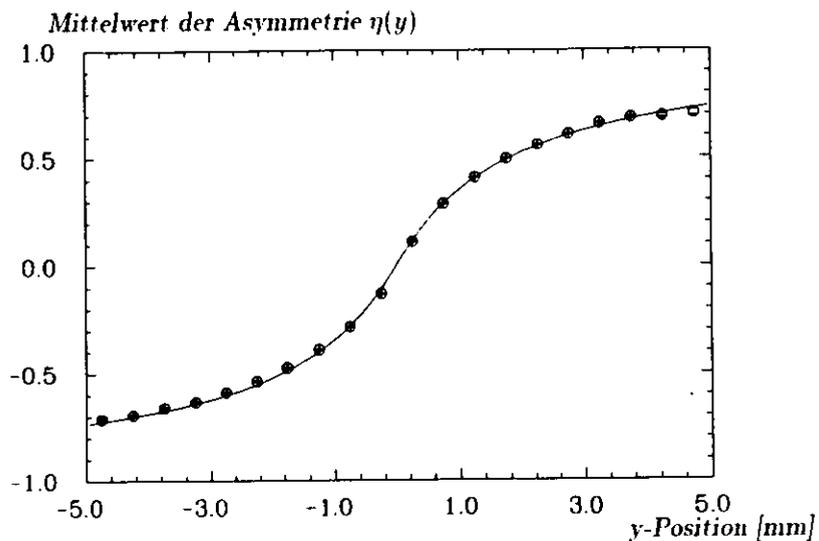


Abbildung 4.16: Eine Anpassungsrechnung durch die Mittelwerte der Asymmetrie liefert die Schauerparameter.

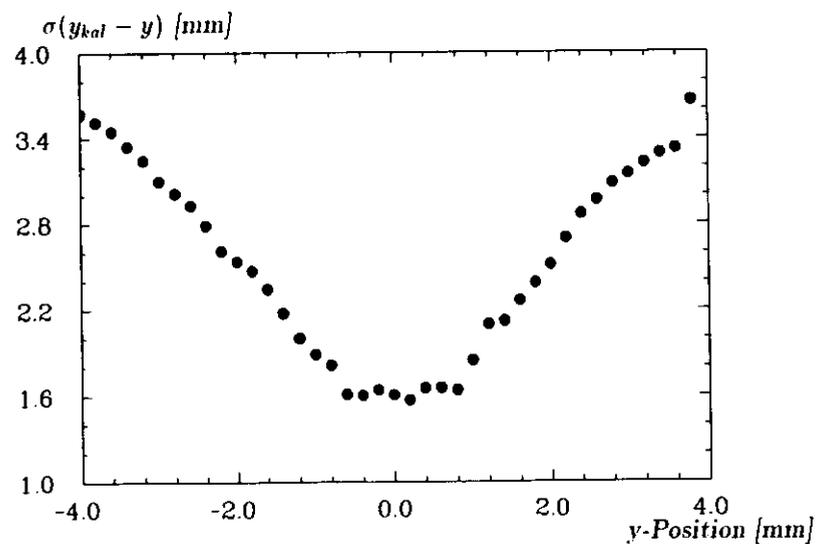


Abbildung 4.17: Fehler der Ortsbestimmung des Kalorimeters als Funktion von y bei 1 GeV.

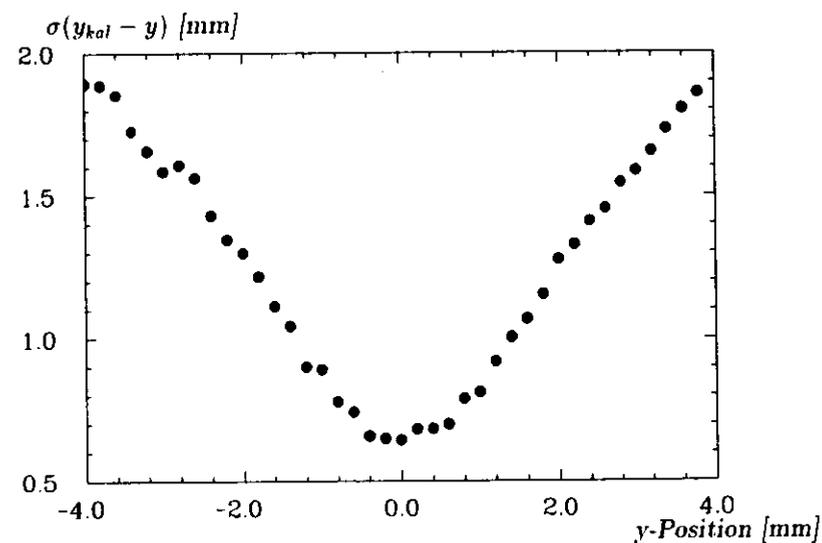


Abbildung 4.18: Fehler der Ortsbestimmung des Kalorimeters als Funktion von y bei 3 GeV.

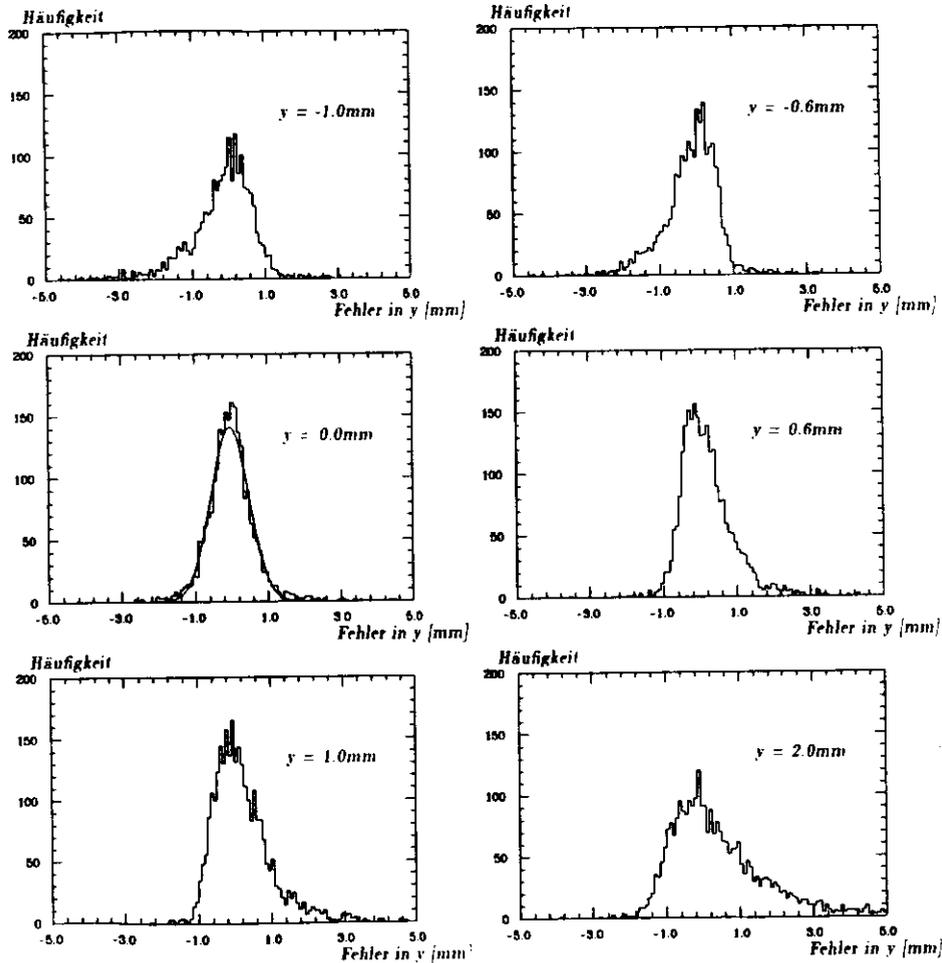


Abbildung 4.19: Darstellung der Verteilung des Fehlers in y für verschiedene Einschubpositionen bei einer Strahlenergie von 3 GeV. Der Verteilung bei $y = 0.0$ mm wurde eine Gaußkurve angepaßt.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Zur Messung des Polarisationsgrades der Elektronen bei HERA wurde ein Kalorimeter-Prototyp gebaut. Es besteht aus Wolframplatten mit einer Dicke von 6.22 mm und in horizontaler Richtung geschlitzten Szintillatorplatten von 2.6 mm Dicke; insgesamt 12 Lagen mit einer Gesamtstrahlungslänge von $20X_0$. Die Lichtauslese erfolgt mit Wellenlängenschiebern aus PMMA dotiert mit Y7 und vier Photoröhren.

Um die Eigenschaften des Kalorimeters zu untersuchen, wurden Messungen am DESY Teststrahl 21 mit Elektronen in einem Energiebereich von 1 - 3 GeV durchgeführt. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Messungen sind:

- Die Abweichung von der Uniformität über das gesamte Kalorimeter ist kleiner als 3%, in Schlitznähe sogar kleiner als 2%.
- Die Energieauflösung beträgt im Mittel $22.6\%/\sqrt{E}$ in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von $20.9\%/\sqrt{E}$.
- Die experimentell bestimmte vertikale Ortsauflösung betrug bei 1 GeV 1.04 mm und verbesserte sich bei 3 GeV auf 0.52 mm. Die gewünschte Ortsauflösung von 0.5 mm wurde somit bei 3 GeV erreicht.

Ein Detektor mit horizontal geschlitzten und optisch gegeneinander isolierten Szintillatorplatten ist folglich zur Messung des Polarisationsgrades der Elektronen bei HERA geeignet.

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi.
Fluctuations in Calorimetry Measurements.
Physica Scripta 23 (1981), 409
- [BET59] H. Barber und J. Ashkin,
Passage of Radiation through Matter,
in: E. Segre(ed.),
Experimental Nuclear Physics, Vol. 1, Part 2, New York, 1959.
- [BAR89] D. Barber et al.,
A Polarimeter for HERA,
DESY, internes Papier, 1989
- [FUE90] A. Fürtjes,
Verhalten des ZEUS Uran-Szintillator-Kalorimeters für niederenergetische Teilchen mit Energien von 0.2 - 10.0 GeV.
DESY F35-90-02, 1990
- [GEN89] K. Genser,
Persönliche Mitteilungen
- [HER90] The HERMES Collaboration.
A Proposal to Measure the Spin-Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA,
Januar 1990.
- [JOH78] J.R. Johnson et al.,
Measurements of SPEAR Beam Polarisation using a Back-Scattered Laser Technique.
in: *High Energy Physics with Polarised Beams and Polarised Targets (ARGONNE 1978)*, S. 110
AIP - Konferenz No. 51
- [KLA87] R. Klanner,
Test Program for the ZEUS Calorimeter.
DESY 87-058, Juni 1987
- [KLA89] R. Klanner,
Vortrag: Polarimeter Group Meeting am 28.11.89
- [KLE84] K. Kleinknecht,
Detektoren für Teilchenstrahlung.
Teubner, Stuttgart, 1984
- [LIM84] T. Limberg,
Eine genaue Bestimmung der Masse des Y^+ Teilchens.
DESY M-84/03, Februar 1984
- [LIM88] T. Limberg,
Polarisationsrechnungen für Speicherringe bei sehr hohen Energien.
Dissertation, Universität Hamburg, 1988.
- [LIP54] F.W. Lipps und H.A. Tolhoek,
Polarisation Phenomena of Electrons and Positrons, II,
Physica XX (1954), 395 - 405
- [LOH81] E. Lohrmann,
Hochenergiephysik.
Teubner, Stuttgart, 1981.
- [LOH83] E. Lohrmann,
Einführung in die Elementarteilchenphysik,
Teubner, Stuttgart, 1983.
- [LOH90] E. Lohrmann,
Persönliche Mitteilung
- [LOM01] M. Lomperski,
Vortrag: Polarimeter Group Meeting am 28.11.89
- [LOM02] M. Lomperski,
Persönliche Mitteilungen
- [PAR88] Particle Data Group,
Review of Particle Properties.
Physics Letters B 204 (1988)
- [PER82] D.H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics.
Menlo Park, Addison-Wesley (1982)
- [SEP89] An den *Untergrund Testmessungen in Hera* waren beteiligt:
D. Barber, W. Bialowons, H.-C. Lewin, R. Klanner,
T. Romanowski, P. Patel und M. Lomperski.
- [SCH80] R. Schmidt,
Aufbau und Test des Polarisationsmonitors an PETRA,
DESY M-80/04, April 1980
- [SCH85] P. Schmüser,
Experiments with Polarized Elektron Beams at HERA,
6th Int. Symposium at High Energy Spin Physics,
Marseille 1984.
Journal de Physique. Colloque C2 (1985), 583-592
- [SOK64] A.A. Sokolov und I.M. Ternov,
On Polarisation and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation.
Sov. Phys. Doklady 8 (1964), 1203-1205.

- [SUZ76] T. Suzuki.
General Formulae of Luminosity for Various Types of Colliding Beam Machines.
KEK-76-3. Tsukuba. July 1976
- [ZEU86] ZEUS Collaboration.
Technical Proposal.
DESY-Hamburg (1986)
- [ZEU89] ZEUS Collaboration.
Status Report 1989.
DESY-Hamburg (1989)

Danksagung

Prof. Dr. Erich Lohrmann, Dr. Robert Klanner, Mark Lomperski und Dr. Karsten Dierks danke ich für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit.

Außerdem danke ich Ulrike Büchler, Dörte David, Irmgard Harm, Hans-Helmut Sabath, Volkert Sturm, Klaus Westphal, meinen Kommilitonen Andreas Andresen, Andreas Fürtjes, Holger Großmann, Helge Kröger, Wilko Kröger, Johannes Mainusch, Ralf Ritter und meinen FreundInnen Axel Scheithauer, Barbara Tolkehn und Manou Wins.

Hamburg, den 23. Juli 1990

Ich versichere, daß ich die vorliegende Diplomarbeit unter Angabe
aller verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.