

liegt aus

Interner Bericht

DESY F35D-96-02

Januar 1996

Untersuchung der elastischen QED-Compton-Streuung
 $ep \rightarrow ep\gamma$ mit dem ZEUS-Detektor

von

A. Ebel



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.

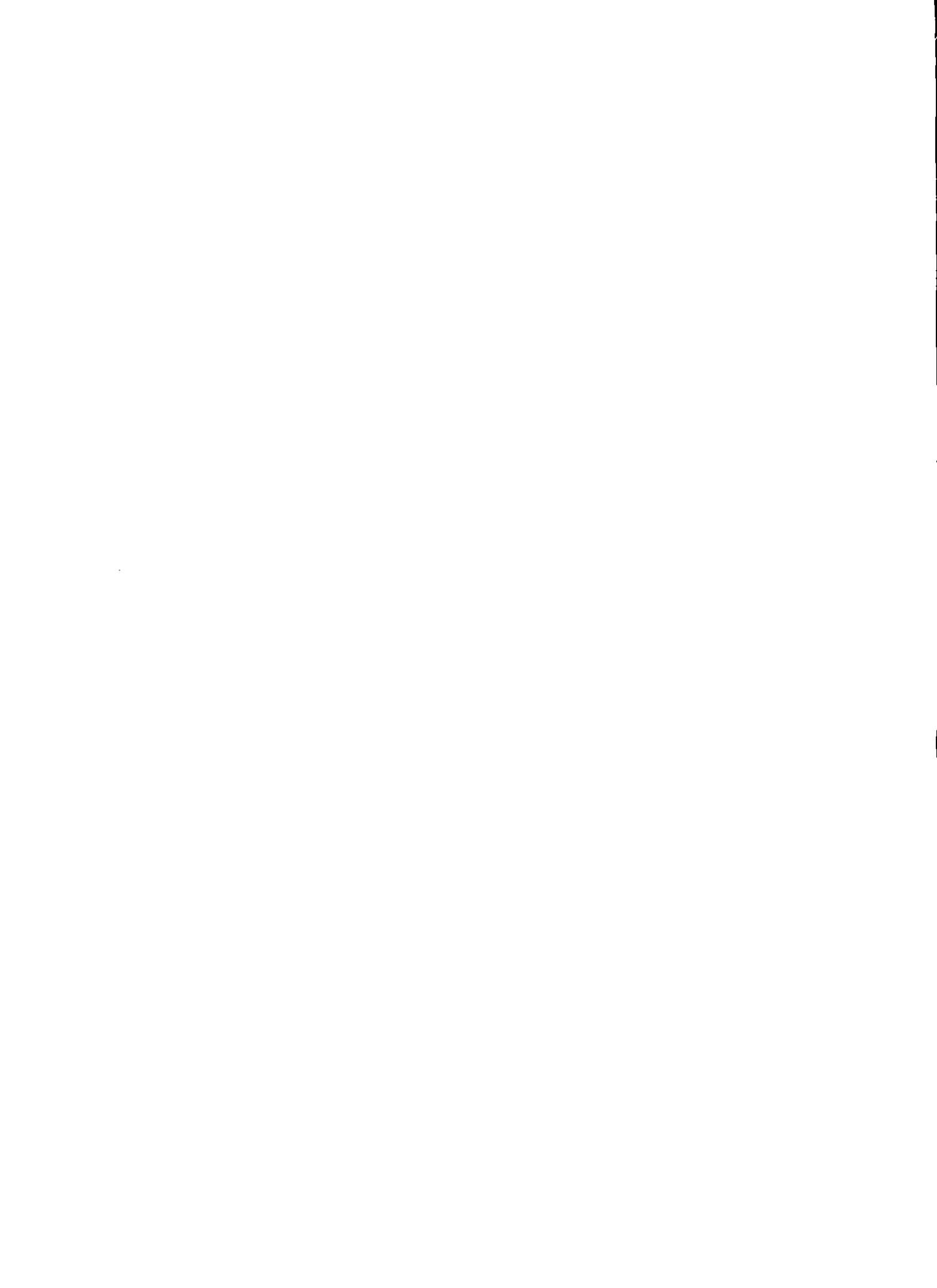
**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Untersuchung der elastischen
QED-Compton-Streuung
 $ep \longrightarrow ep\gamma$
mit dem ZEUS-Detektor

Experimentelle Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

Andreas Ebel ✓

Januar 1996



Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Tabellenverzeichnis	iii
Abbildungsverzeichnis	iv
1 Einleitung	1
2 Das ZEUS-Experiment bei HERA	3
2.1 Die HERA-Betriebsbedingungen 1994	3
2.2 Der ZEUS-Detektor	4
3 Einführung in die QED-Compton-Streuung	10
3.1 Klassischer Compton-Effekt	10
3.1.1 Compton-Streuung im Elektron-Ruhesystem	10
3.1.2 Lorentz-Transformation in das ZEUS-Laborsystem	10
3.2 QEDC in der hochenergetischen Elektron-Proton-Kollision	13
4 Monte-Carlo-Simulation	17
4.1 Der Ereignis-Generator COMPTON2.0	17
4.2 Die generierten Ereignisse	18
5 Ereignis-Auswahl	22
5.1 Grundlagen	22
5.1.1 Programm-Umgebung der Datenanalyse	22
5.1.2 Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse	23
5.1.3 Auswahl-Kriterien	25
5.2 Die ausgewählten Ereignisse	27
5.2.1 Ortsauflösung im simulierten und realen ZEUS-Detektor	28
5.2.2 Ergebnisse der Auswahl	30
5.3 Untergrund-Abschätzungen	36
6 Überprüfung der Kalibrierung des ZEUS-Kalorimeters	38
6.1 Grundlagen	38
6.2 Ergebnisse	40

7	Effizienzbestimmungen für den Elektron-Finder SINISTRA	44
7.1	Elektron-Finder-Effizienz \mathcal{E}	44
7.1.1	Grundlagen	44
7.1.2	Untergrund-Betrachtungen	45
7.1.3	Ergebnisse	50
7.2	Compton-Finder-Effizienz \mathcal{C}	55
7.2.1	Grundlagen	55
7.2.2	Ergebnisse	56
8	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	59
8.1	Grundlagen	59
8.2	Ergebnisse	61
8.2.1	Bestimmung der Anzahl von Satelliten-Ereignissen mit VCTRAK-Vertex	61
8.2.2	Bestimmung der CTD-Akzeptanz und der C5-Migration	62
8.2.3	Bestimmung des Akzeptanz-Verhältnisses a	63
8.2.4	Berechnung des Wirkungsquerschnitts	63
	Zusammenfassung	66
A	Anhang zur Berechnung des QEDC-Wirkungsquerschnitts	68
B	Anhang zur Herleitung der Energie-Winkel-Beziehungen elastischer QEDC-Ereignisse	70
C	Anhang zur Integration des klassischen Compton-Wirkungsquerschnitts	73
	Literaturverzeichnis	75

Tabellenverzeichnis

2.1	Charakteristische Größen des 1994er HERA-Betriebs	3
4.1	Generator-Parameter von COMPTON2.0	18
4.2	Parameter der generierten Ereignisse	18
5.1	Schnitt-Parameter der Ereignis-Auswahl	26
5.2	Auflösungen in x , y , φ und θ vor und nach der Monte-Carlo-Korrektur	30
5.3	Akzeptierte Anzahl von Ereignissen nach Anwendung der einzelnen Auswahl-Schnitte	31
7.1	Elektron-Finder-Effizienz \mathcal{E} für SINISTRA für Energien zwischen 5 GeV und 20 GeV	52
7.2	Compton-Finder-Effizienz \mathcal{C} für SINISTRA	57
8.1	Zur Bestimmung der Zahl $N_{\text{p}}^{\text{SAT, VC}}$	61
8.2	Zusammenstellung der für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts relevanten Größen	64

Abbildungsverzeichnis

2.1	HERA-Luminosität 1994	4
2.2	Schematischer Aufbau des Zeus-Detektors	5
2.3	Schematischer Aufbau des Rückwärts-Kalorimeters	6
2.4	Anordnung des SRTD im 1994er Detektor-Aufbau	6
2.5	Verteilung des toten Materials im ZEUS-Detektor	7
2.6	ZEUS-Offline- und Monte-Carlo-Programme	7
3.1	Die Feynman-Diagramme der klassischen Compton-Streuung in niedrigster Ordnung	11
3.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt der klassischen Compton-Streuung im Elektron-Ruhsystem	11
3.3	Lorentz-Transformation vom Elektron-Ruhsystem in das ZEUS-Laborsystem	12
3.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt der klassischen Compton-Streuung im ZEUS-Laborsystem	12
3.5	Bruchteil der zwischen $\theta = 5^\circ$ und 175° im ZEUS-Detektor nachweisbaren klassischen Compton-Ereignisse	13
3.6	Die Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für die QED-Reaktion $ep \rightarrow e\gamma X$	14
4.1	Verteilungen einiger Ereignisgrößen auf Generator-Niveau und Vergleich mit den Energie-Winkel-Beziehungen	19
4.2	Korrelation der Elektron- und Photon-Polarwinkel und Verteilung ihrer Betragsdifferenz auf Generator-Niveau	20
4.3	Auftrefforte von Elektron und Photon im RCAL auf Generator-Niveau	20
5.1	Vergleich der generierten und rekonstruierten Verteilungen einiger Ereignisgrößen	24
5.2	Effektiver Wirkungsquerschnitt σ_{eff} als Funktion der ZEUS-Luminosität	28
5.3	Verteilung des FCAL-Anteils der hadronischen Energie über die 1994er e^+ -Meßperiode	28
5.4	Differenz von SRTD- und ELECPO-bestimmter Position bzgl. x und y für den ZEUS-Datensatz sowie für die Monte-Carlo-Ereignisse vor und nach der Monte-Carlo-Korrektur	29
5.5	Akoplanaritätswinkel vor und nach der Monte-Carlo-Korrektur	29
5.6	Gegenüberstellung von Polarwinkel-Korrelation, invarianter Masse und δ für ZEUS- und Monte-Carlo-Ereignisse	33

5.7	Gegenüberstellung von Gesamt-Transversalimpuls, Akoplanaritätswinkel, Polarwinkel-Differenz und Energie-Summe für ZEUS- und Monte-Carlo-Ereignisse . . .	34
5.8	Verteilung der QEDC-Cluster im RCAL	35
5.9	LAZE-Darstellung eines 1994er QEDC-Ereignisses	35
5.10	Logarithmierter Gesamt-Transversalimpuls des elektromagnetischen Systems für die QEDC-Datensätze	36
5.11	Logarithmierter Gesamt-Transversalimpuls des elektromagnetischen Systems für Untergrund-Ereignisse	36
6.1	Korrelation der SRTD-korrigierten und der mit den Energie-Winkel-Beziehungen ("EWB") berechneten Energie	38
6.2	Verteilung der Energie-Differenz $E - E_{EWB}$ in verschiedenen Intervallen der berechneten Energie E_{EWB} (ZEUS 1994)	41
6.3	Verteilung der Energie-Differenz $E - E_{EWB}$ in verschiedenen Intervallen der berechneten Energie E_{EWB} (Monte Carlo)	41
6.4	Verteilung der Energie-Differenz $E_{EWB} - E_{GEN}$ in verschiedenen Intervallen der berechneten Energie E_{EWB} (Monte Carlo)	42
6.5	Mittlere relative Energie-Abweichung für ZEUS- bzw. Monte-Carlo-Ereignisse sowie für die Energie-Winkel-Beziehungen	42
6.6	Mittlere relative Energie-Auflösung des RCAL	43
7.1	Verteilung der SINISTRA-Wahrscheinlichkeit für den ZEUS- und den Monte-Carlo-Datensatz	46
7.2	Energie-Verteilung der fraglichen Cluster des ZEUS-Datensatzes und des angepaßten Monte-Carlo-Datensatzes	49
7.3	Effizienz \mathcal{E} als Funktion der Elektron-Energie für verschiedene φ -Schnitte	51
7.4	SINISTRA-Effizienz für Elektronen mit nachgewiesener Spur bei $\varphi > 90\%$	54
7.5	SINISTRA-Effizienz für Elektronen und Photonen des Monte-Carlo-Datensatzes nach Identifizierung aufgrund der Generator-Information sowie deren Effizienz-Verhältnis	54
7.6	Elektron-Finder-Effizienz mit Anpassung der Funktion nach Gl. (7.5) für $\varphi > 90\%$	57
8.1	Verteilung der z -Vertizes für ZEUS- und Monte-Carlo-Ereignisse	60
8.2	Zum Nachweis von Satelliten-Ereignissen im RCAL	60
8.3	CTD-Akzeptanz auf Monte-Carlo-Rekonstruktionsniveau für $\varphi > 90\%$	62

Kapitel 1

Einleitung

Seit Inbetriebnahme der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY im Jahre 1992 bietet sich den Physikern des ZEUS-Experiments die Möglichkeit, die Streuung hochenergetischer Elektronen und Protonen in bisher nicht zugänglichen kinematischen Bereichen zu untersuchen. Bei den dabei beobachteten Reaktionen, die oftmals durch Vermittlung eines elektrisch neutralen Austauschteilchens zustandekommen, ist die sichere Identifizierung des gestreuten Elektrons ein wichtiger Aspekt der Ereignis-Rekonstruktion. Ebenso von Bedeutung für die Berechnung der kinematischen Variablen ist die präzise Messung der Elektron-Energie. Außerdem ist von besonderem Interesse, aus der Anzahl N der beobachteten Ereignisse eines bestimmten Reaktionstypus dessen Wirkungsquerschnitt σ zu bestimmen. Dazu dient die Messung der *integrierten Luminosität* \mathcal{L} . \mathcal{L} ist dabei das zeitliche Integral der Luminosität \mathcal{L} , die als Maß für die effektive Strahlintensität von HERA mit der Zählrate N einer Reaktion des Wirkungsquerschnitts σ über $N = \mathcal{L} \cdot \sigma$ zusammenhängt.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der elastischen QED-Compton-Streuung (*QEDC*) $ep \rightarrow ep\gamma$, die sich aufgrund ihrer charakteristischen Eigenschaften für die Behandlung der genannten Aufgaben eignet:

Wegen der kinematischen Überbestimmtheit des Prozesses ist die Überprüfung der mit dem ZEUS-Kalorimeter rekonstruierten Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen möglich. Es wird die Kalibrierung und die Auflösung der Energiemessung untersucht werden.

Darüberhinaus erlaubt die aufgrund des charakteristischen Erscheinungsbildes, der *Signatur*, dieser Reaktion ermöglichte klare Abgrenzung von Ereignissen anderer Prozesse (*Untergrund*), eine Menge elektromagnetischer Teilchen zu isolieren. Durch die Anwendung des zum Auffinden von Elektronen bei ZEUS gebräuchlichsten Algorithmus, des *Elektron-Finders* SINISTRA, auf diese Teilchen-Menge kann die Effizienz dieses Algorithmus ermittelt werden. Die Kenntnis der Elektron-Finder-Effizienz ist von entscheidender Bedeutung für die Rekonstruktion der tatsächlichen aus der beobachteten Ereignis-Anzahl, z.B. bei der künftig im Rahmen des ZEUS-Experiments durchgeführten Bestimmung der longitudinalen Proton-Strukturfunktion F_L . Die in dieser Arbeit behandelte Methode ermöglicht erstmalig, die Effizienz aus den gemessenen Daten zu bestimmen und damit die Unsicherheiten der allein aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnenen Effizienz zu beseitigen.

Zur Luminositätsmessung wird üblicherweise die Bremsstrahlungsreaktion benutzt, die einem

kinematisch von der QEDC-Reaktion unterschiedenen Typus des radiativen Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ entspricht. Für den Bremsstrahlungsprozeß kann der Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Quantenelektrodynamik sehr genau berechnet werden, und seine Signatur ermöglicht eine klare Abgrenzung von Untergrund-Ereignissen. Da auch für die elastische QED-Compton-Streuung der Wirkungsquerschnitt gut bekannt ist und die Signatur eine hohe Reinheit der Menge identifizierter Ereignisse sicherstellt, bietet sich der Prozeß zur Überprüfung der für die Datenanalysen sehr wichtigen Größe \mathcal{L} an. Hierzu dient der Vergleich des aus den Daten bestimmten Wirkungsquerschnitts mit dem theoretischen Wert.

Eventuelle Abweichungen des beobachteten vom theoretischen Wirkungsquerschnitt können Hinweise auf die Existenz bislang hypothetischer, angeregter Elektronen e^* geben. Die beiden aus dem Zerfall $e^* \rightarrow e\gamma$ hervorgehenden Teilchen können ein ähnliches Erscheinungsbild im Detektor wie die QEDC-Ereignisse aufweisen und würden im Spektrum der invarianten Masse von gestreutem Elektron und Photon resonanzartig bei der Masse des angeregten Elektrons in Erscheinung treten.

Nach einer kurzen Vorstellung des ZEUS-Experiments bei HERA wird eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der Compton-Streuung gegeben. Anschließend wird die Monte-Carlo-Simulation des QEDC-Prozesses beschrieben. Es folgt die Behandlung der Auswahl von Compton-Ereignissen aus den im Jahre 1994 mit dem ZEUS-Detektor nachgewiesenen Reaktionen. Die Analyse dieser Ereignisse unter den o.g. Gesichtspunkten bildet dann den Abschluß der Untersuchungen.

Kapitel 2

Das ZEUS-Experiment bei HERA

2.1 Die HERA-Betriebsbedingungen 1994

HERA verfügt über zwei Speicherringe, in denen jeweils Elektronen und Protonen in Form von Teilchenbündeln in entgegengesetzten Richtungen umlaufen und in den Wechselwirkungszonen der Experimente H1 und ZEUS zur Kollision gebracht werden. Näheres zum Aufbau und den physikalischen Zielsetzungen von HERA ist in [WO94] zu finden.

In der vom 2. Juni bis 1. November 1994 dauernden Meßperiode lief die Anlage sehr stabil und effektiv, so daß den Experimenten 20% mehr Luminosität als geplant zur Verfügung gestellt werden konnte. Der über die 160 Tage "Lumi"-Betrieb aufsummierte Wert (s. Abb. (2.1)) ergibt 6186 nb^{-1} und liegt damit um mehr als das Sechsfache über dem Wert von 1993.

Die Dauer für das Füllen und Optimieren der beiden Speicherringe sowie die durch technische Ausfälle verursachte Totzeit konnte gegenüber dem Vorjahr um insgesamt 4% gesenkt werden. Die mit der Umstellung des Betriebs von Elektronen auf Positronen Ende Juli von zwei auf acht Stunden erhöhte Strahllebensdauer ermöglichte ruhige und lange Meßperioden. Als Grund für die so erreichte Stabilisierung wird vermutet, daß der negativ geladene Elektronenstrahl im Kupfer-Vakuumrohr positiv geladene Mikropartikel einfängt, was ihn schon nach kurzer Zeit unbrauchbar macht. Fortan bezieht sich jede Aussage über *Elektronen* in vollkommen äquivalenter Weise auch auf *Positronen*, wenn nicht ausdrücklich auf einen physikalisch relevanten Unterschied hingewiesen wird. Die Lebensdauer des Protonenstrahls betrug zwar (ohne Kollisionen) an die 300 Stunden, aber wegen des mit der Zeit anwachsenden Strahlquerschnitts und der durch die Kollisionen hervorgerufenen Abnahme des Stromes wurde dieser in der Regel schon nach 24 Stunden erneuert. Tabelle (2.1) faßt die wichtigsten Parameter des 1994er Speicherringbetriebs zusammen (nach [DE95b], [SC95] und [DE95a]).

Die typische Konfiguration der HERA-Teilchenbündel besteht aus aufeinanderfolgenden, mit Protonen bzw. mit Elektronen gefüllten Paketen, die in zeitlichen Abständen von 96 ns auf das entgegenkommende Bündel der jeweils anderen Teilchensorte treffen. In den beiden Ringen wurden jeweils 153 solcher kollidierender Teilchenpakete gespeichert (1993 waren es 84, im Jahr davor 9). Zusätzlich gibt es ungepaarte Proton-Bündel, sogenannte *pilot bunches*, die keinen Elektron-Partner haben und umgekehrt. 1994 gab es 17 Proton- und 15 Elektron-Bündel dieser Art. Diese ungepaarten Teilchenpakete werden zur Untersuchung von strahlinduziertem Untergrund und

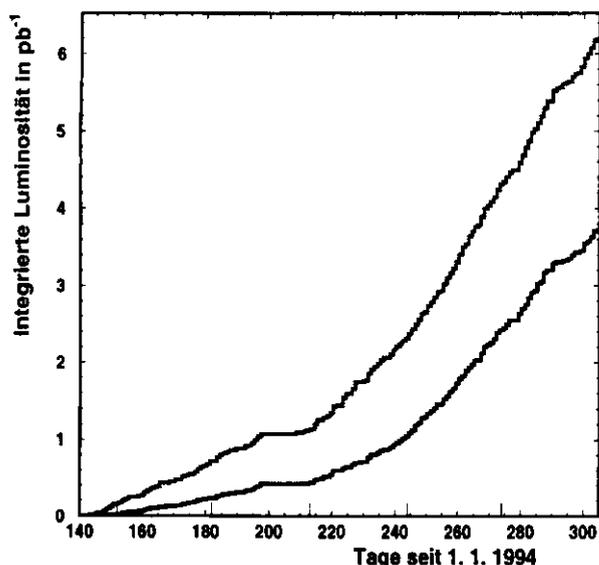


Abbildung 2.1: Von HERA 1994 gelieferte (obere Kurve) und vom ZEUS-Experiment davon genutzte Luminosität (untere Kurve) (nach [SC95]).

Größe	Wert
Strahlenergien:	
Elektron (E_{e0})	27.52 GeV
Proton (E_{p0})	820 GeV
HERA-Luminosität:	
e^-	1080.13 nb $^{-1}$
e^+	5106.37 nb $^{-1}$
Strom-Verhältnis:	
ep : e -pilot	10.17 ± 1.19
ep : p -pilot	9.95 ± 1.36
ep -Kollisionsfrequenz	10.4 MHz

Tabelle 2.1: Charakteristische Größen des 1994er HERA-Betriebs.

bei der Luminositätsmessung benutzt. Für die herkömmliche Methode zur Luminositätsbestimmung, die *Bremsstrahlungsmethode* (s. [PI95]), ist das Verhältnis der (elektrischen) Ströme, die von den gepaarten Bündeln ep bezogen auf die ungepaarten Piloten-Bündel e -pilot bzw. p -pilot getragen werden, von Bedeutung. Es dient zur Subtraktion des aus Elektron-Restgas-Wechselwirkungen hervorgehenden Untergrundes, der sich der (elastischen) Bremsstrahlungsreaktion $ep \rightarrow ep\gamma$ überlagert. 1994 waren die Ströme der Piloten-Bündel jeweils etwa um einen Faktor 10 geringer als die der kollidierenden Teilchenpakete (s. Tab. (2.1)).

Das beim Beschleuniger-Betrieb von HERA zur Reduzierung der Länge der Proton-Pakete bereits in der Meßperiode des Jahres 1993 eingeführte 208-MHz-System ermöglicht zwar eine Bündel-Länge von etwa 20 cm (RMS-Wert), besitzt jedoch die Eigenschaft, zusätzliche sogenannte *Satelliten*-Bündel zu erzeugen, die während der Vorbeschleunigungs- und Injektionsphase aus den eigentlichen Proton-Paketen herausgelöst werden und zwischen jeweils zwei aufeinanderfolgenden *nominellen* Bündeln mit einem zeitlichen "Vorsprung" von 4.8 ns in die Wechselwirkungszone gelangen. Der mittlere Wechselwirkungspunkt der Satelliten-Protonen ist dementsprechend gegenüber dem nominellen versetzt, und zwar um durchschnittlich +72 cm entlang der Proton-Strahlrichtung. Auf die Bedeutung der Elektron-Proton-Kollisionen, die den Satelliten zuzurechnen sind, wird in Kapitel 8 eingegangen.

2.2 Der ZEUS-Detektor

Die Abbildung (2.2) zeigt einen Längsschnitt durch den ZEUS-Detektor. Eine ausführliche Beschreibung des Detektor-Aufbaus ist in [HO93] zu finden. An dieser Stelle werden lediglich

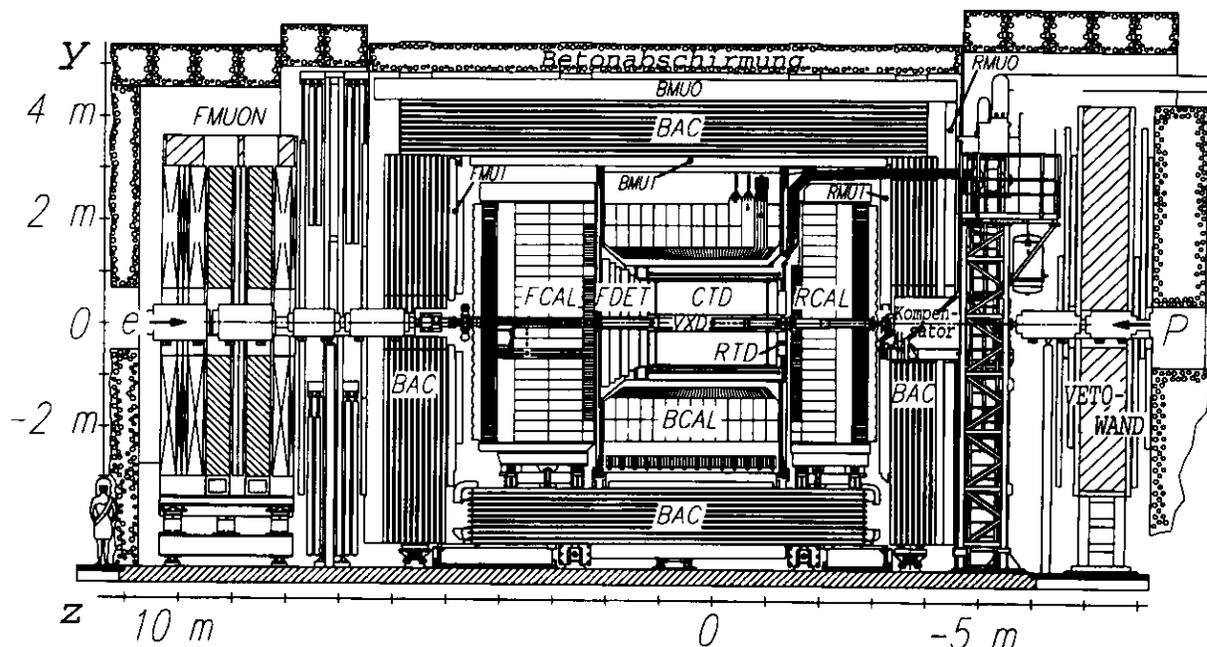


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des Zeus-Detektors (Längsschnitt).

die für die weiteren Analysen wesentlichen Detektor-Komponenten vorgestellt. Außerdem wird kurz auf die Daten-Rekonstruktion sowie auf die Kriterien der Ereignis-Vorauswahl (*Trigger*) eingegangen.

Das rechtshändige ZEUS-Koordinaten-System zeigt mit der z -Achse in die Proton-Strahlrichtung (*Vorwärtsrichtung*); die x -Achse verläuft horizontal und weist in die Mitte des HERA-Speicherrings; der Koordinaten-Ursprung liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt der ep -Kollision.

Geladene Teilchen als Reaktionsprodukte dieser Kollision werden mit den inneren Spurkammern, bestehend aus dem Vertex-Detektor (VXD, engl. *VerteX* Detector) und der zentralen Spurkammer (CTD, engl. *Central Tracking Detector*), nachgewiesen. VXD und CTD werden von einer dünnen supraleitenden Spule (Solenoid) umschlossen, die ein axiales Magnetfeld von 1.43 T liefert und die Bestimmung des Impulses geladener Teilchen aus deren Spurkrümmung ermöglicht. Aus der Extrapolation der gemessenen Spuren in die Strahlröhre läßt sich der Wechselwirkungspunkt (*Vertex*) mit einer Auflösung von 0.4 cm in z -Richtung und 0.1 cm senkrecht dazu ermitteln.

Zur Bestimmung der Teilchenenergien dient das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter (CAL, engl. *CAL*orimeter), das gegliedert ist in Vorwärts- (FCAL, engl. *Forward CAL*orimeter), Rückwärts- (RCAL, engl. *Rear CAL*orimeter, siehe Abb. (2.3)) und Ring-Kalorimeter (BCAL, engl. *Barrel CAL*orimeter), das sich zylinderförmig um die Strahlachse schließt. Jede der drei Teilkomponenten besteht aus einem elektromagnetischen (EMC) und einem (RCAL) bzw. zwei (FCAL, BCAL) hadronischen Detektorteil(en) (HAC). Deren kleinste Einheiten, die Zellen, decken in der EMC-Sektion jeweils $5 \times 20 \text{ cm}^2$ (FCAL) bzw. $10 \times 20 \text{ cm}^2$ (RCAL), die HAC-Zellen $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ab. Das ZEUS-Kalorimeter ist ein sogenanntes kompensierendes Sampling-

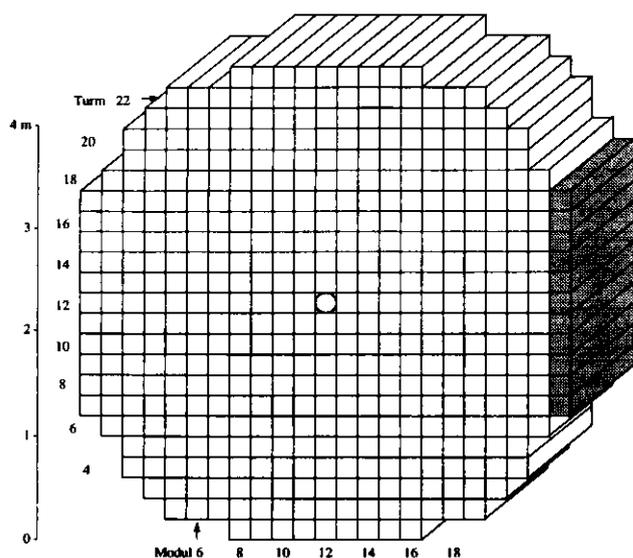


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des Rückwärts-Kalorimeters in Parallel-Projektion vom Detektor-Innern her gesehen.

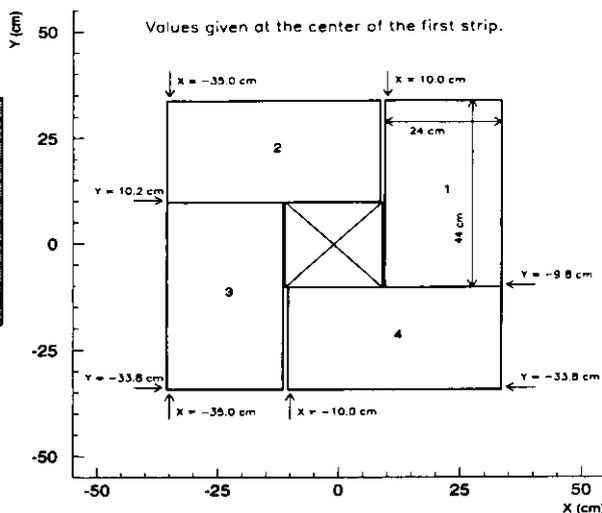


Abbildung 2.4: Anordnung des SRTD im 1994er Detektor-Aufbau. Das Quadrat mit dem diagonalen Kreuz stellt die Strahlrohr-Öffnung dar (nach [NG95]).

Kalorimeter, d.h., es besteht aus einander abwechselnden Schichten aus abgereichertem Uran als Absorbermaterial einerseits und Szintillatoren als aktivem Material andererseits. Es wird mit Hilfe von Wellenlängenschiebern und Photomultipliern ausgelesen. Unter Teststrahlbedingungen hat es eine Energie-Auflösung von $\sigma_E/E = 0.18/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ für Elektronen und $\sigma_E/E = 0.35/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ für Hadronen. Einer Kompensation bedarf dabei das von Hadronen ausgelöste Kalorimeter-Signal, das für Elektronen der gleichen Energie höher ist. Die von den Hadronen im Uran hervorgerufenen Kernreaktionen vergrößern das hadronische Signal, und mit Hilfe geeigneter gewählter Uran-Schichtdicken können die Impulshöhen elektromagnetischer und hadronischer Schauer derselben Energie einander angeglichen werden. Die Zeitauflösung der Kalorimeter-Zellen beträgt $\sigma_t < (1.5/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 0.5)$ ns (\oplus bezeichnet quadratische Addition).

Abb. (2.3) zeigt schematisch den Aufbau des RCAL, dessen dem Detektor-Inneren zugewandte Oberfläche bei $z = -148.9$ cm liegt. In seiner Mitte befindet sich eine Aussparung für das Strahlrohr von der Größe einer HAC-Zelle. Für den 1994er Detektor-Betrieb ist von Bedeutung, daß die HERA-Strahlachse nicht genau mit der z -Achse des ZEUS-Detektors zusammenfiel, sondern dieser gegenüber im Mittel eine Ablage von $+1$ cm in x - und $+0.3$ cm in y -Richtung aufwies [LA95]. Wie [FL95] zu entnehmen ist, beträgt die Ortsauflösung des RCAL für Elektronen in x (9.5 ± 0.9) mm und in y (6.5 ± 0.9) mm.

Ebenfalls in Rückwärtsrichtung befindet sich, vor dem RCAL angeordnet, der den Polarwinkel-Bereich $162^\circ < \theta < 176^\circ$ abdeckende Szintillator-Streifen-Detektor SRTD (engl. Small Angle Rear Track Detector, [NG93], [NG95]). Dieser Detektor besteht aus zwei parallel angeordneten Schichten, die eine aus horizontal, die andere aus vertikal verlaufenden Szintillator-Streifen. Jeder Streifen ist 10 mm breit, 5 mm dick und 240 mm oder 440 mm lang. Das SRTD dient

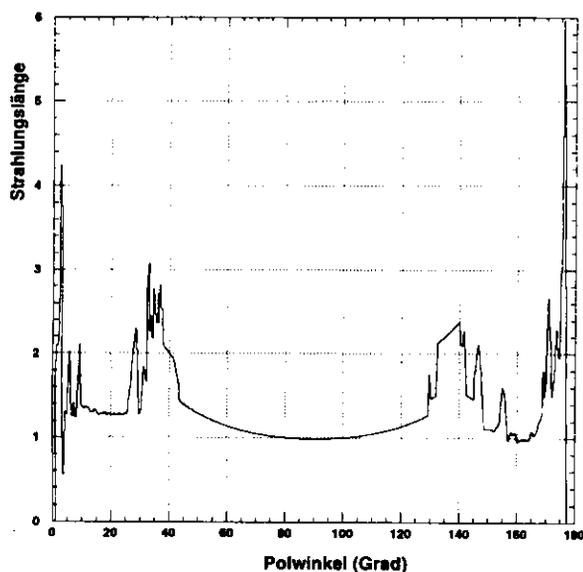


Abbildung 2.5: Verteilung des toten Materials im ZEUS-Detektor in Einheiten der Strahlungslänge X_0 (nach [IG95]).

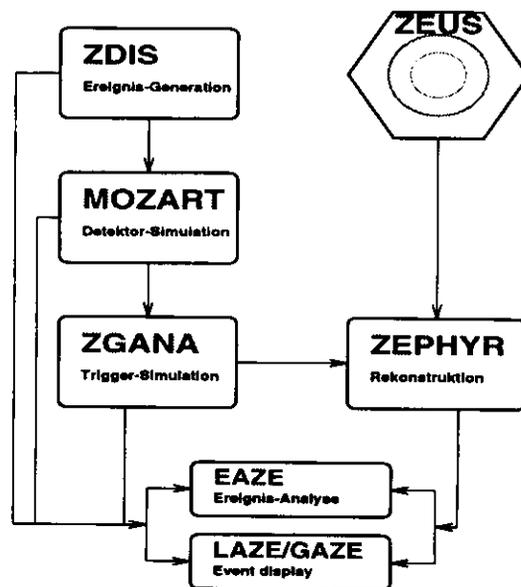


Abbildung 2.6: ZEUS-Offline- und Monte-Carlo-Programme.

vornehmlich zum Nachweis von Elektronen (und Photonen), die besonders im Bereich großer Polarwinkel mehrere Strahlungslängen sogenannten *toten* Materials durchqueren und dort elektromagnetische Schauer unter z.T. erheblichem Energieverlust erzeugen. Mit Hilfe der im SRTD deponierten Energie kann die Energiemessung des Kalorimeters bzgl. dieses Verlustes korrigiert werden. Außerdem ermöglicht die im Vergleich zum RCAL feinere Segmentierung des SRTD eine Verbesserung der Positionsbestimmung für stark aufgeschauerte Elektronen/Photonen. Die Anordnung des SRTD im ZEUS-Koordinaten-System sowie die Verteilung des toten Materials, wie sie für die 1994er Detektor-Simulation zugrundegelegt wurde, ist in Abb. (2.4) bzw. (2.5) zu sehen. Die Ortsauflösung des SRTD beträgt sowohl in x als auch in y etwa 0.3 cm, die Zeitauflösung 2 ns.

Zur Bestimmung von mittlerer Ereignis-Zeit und mittlerem Wechselwirkungspunkt eines Ereignislaufes dient der nach dem gleichnamigen HERA-Kollimator "C5" benannte Szintillations-Zähler, der, an der Rückseite des RCAL, etwa bei $z \simeq -315$ cm, gelegen, $\frac{3}{4}$ des Strahlrohres umgibt.

Bei $z = -107$ m bzw. $z = -35$ m befinden sich schließlich die elektromagnetischen Kalorimeter des Luminositäts-Detektors (LUMI) zum Nachweis des in der Bremsstrahlungsreaktion erzeugten Photons bzw. des gestreuten Elektrons, aber auch zur Messung der sogenannten *ISR-Photonen* der Anfangs-Bremsstrahlung (engl. Initial State Radiation) anderer Prozesse. Es handelt sich i.w. um Blei-Szintillator-Kalorimeter mit einer Orts- bzw. Energie-Auflösung von 0.2 cm bzw. $\sigma_E/E = 26.5\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$.

Die Informationen der einzelnen Detektor-Komponenten sind im sogenannten *Datenfluß* abgelegt, d.i. die Gesamtheit der für ein Ereignis registrierten und in Form von ADAMO-Tabellen (engl. **A**leph **D**Ata **M**ODule, [GR92]) gespeicherten Daten. Die Rekonstruktion der Ereignisse wird mit Hilfe des Programm-Pakets ZEPHYR (engl. **Z**EUS **P**HYSics **R**econstruction program) durchgeführt. Abb. (2.6) zeigt schematisch das Zusammenwirken der verschiedenen ZEUS-Offline- und Monte-Carlo-Programme. Die vom ZEUS-Detektor gelieferten Daten durchlaufen mehrere Vorauswahl-Stufen, sogenannte Trigger (s.u.), bevor sie der Rekonstruktion durch ZEPHYR zugeleitet werden. Diese Trigger-Stufen werden für die vom Ereignis-Generator ZDIS erzeugten und in dem von MOZART (engl. **M**ONte **C**arlo for **Z**EUS **A**nalysis, **R**econstruction and **T**rigger) simulierten Detektor nachgewiesenen Monte-Carlo-Ereignisse durch das Programm ZGANA simuliert. Zur individuellen Analyse der somit verfügbaren Daten mittels der Zentralen Analyse RechenAnlage für HERA (ZARAH, [BA93]) stehen das Programmgerüst EAZE (engl. **E**ffortless **A**nalysis of **Z**EUS **E**vents) sowie die Routinen zur graphischen Ereignis-Darstellung (*event display*) LAZE (engl. **L**ook **A**t **Z**EUS **E**vent) und GAZE (engl. **G**raphical **A**nalysis of **Z**EUS **E**vents) bereit.

Auf die Informationen der in diesem Abschnitt beschriebenen Detektor-Komponenten kann über die im folgenden genannten ADAMO-Tabellen zugegriffen werden:

- Die Kalorimeter-Signale werden, in GeV umgerechnet, neben dem Zeitpunkt der Energie-Deposition in der Tabelle Caltru gespeichert.
- Die Tabellen SrtTru bzw. SreHit enthalten die gemessenen Zeiten und Energien des SRTD bzw. die mit dem SRTD rekonstruierten Auftreff-Positionen.
- Die Information des C5-Zählers ist in der Tabelle CTime2 zu finden, und
- die Energien beider LUMI-Detektoren sind der Tabelle LMRESU zu entnehmen.

Speziell zum Auffinden der Ereignisse, die der tiefunelastischen *ep*-Streuung zuzurechnen sind, dient der im folgenden beschriebene Trigger (s. [DE95a]). Die zentrale Forderung nach der Existenz eines Elektrons steht dabei auch für die Auswahl der QEDC-Ereignisse im Vordergrund. Der Trigger ist in drei Stufen unterteilt:

- Die erste Stufe besteht aus einem logischen UND zweier Bedingungen, von denen die erste eine isolierte elektromagnetische Energie-Deposition im Kalorimeter größer als 2.5 GeV mit einer hadronischen Deposition unter 0.95 GeV bzw. geringer als ein Drittel der elektromagnetischen verlangt. Die zweite Bedingung erfordert mindestens 3.75 GeV in der EMC-Sektion. Die Zeitsignale verschiedener Zähler, unter ihnen das SRTD, werden zur Abweisung von strahlinduziertem Untergrund benutzt.
- In der zweiten Stufe werden Ereignisse akzeptiert, sofern sie die Bedingung

$$\delta \equiv \sum_i E_i (1 - \cos \theta_i) > 24 \text{ GeV} - 2E_\gamma$$

erfüllen, wobei E_i und θ_i die Energien und Polarwinkel der Kalorimeter-Zellen und E_γ die Energie-Deposition im (Photon-)LUMI-Detektor sind. Für tiefunelastische *ep*-Kollisionen

und QEDC-Ereignisse wäre δ idealerweise gleich der doppelten Elektron-Strahlenergie, für Photoproduktions-Ereignisse wesentlich kleiner.

- Bei der letzten Trigger-Stufe werden strengere Zeit-Schnitte und Algorithmen zur Abweisung von im Protonenstrahl erzeugten oder kosmischen Myonen sowie ein der zweiten Stufe ähnlicher δ -Schnitt angewendet; darüberhinaus muß ein Elektron-Kandidat mit mehr als 4 GeV vorhanden sein.

Kapitel 3

Einführung in die QED-Compton-Streuung

In diesem Kapitel wird zunächst auf den klassischen Compton-Effekt eingegangen, um durch eine Lorentz-Transformation in das ZEUS-Laborsystem ein erstes, vereinfachtes Modell der Compton-Streuung unter den Bedingungen der HERA-Kinematik zu diskutieren. Anschließend werden die theoretischen Grundlagen des QED-Compton-Prozesses vorgestellt.

3.1 Klassischer Compton-Effekt

3.1.1 Compton-Streuung im Elektron-Ruhesystem

Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von unpolarisierten Photonen an ebenfalls unpolarisierten Elektronen zu bestimmen, sind die allgemeinen Feynman-Regeln auf die entsprechenden QED-Graphen niedrigster Ordnung (s. Abb. (3.1)) anzuwenden.

Als Ergebnis dieser Rechnung (s. [NA91]) erhält man die bekannte Klein-Nishina-Formel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2} \cdot \frac{1}{[m_e + \omega(1 - \cos\vartheta)]^2} \cdot \left\{ \frac{\omega^2(1 - \cos\vartheta)^2}{m_e[m_e + \omega(1 - \cos\vartheta)]} + 1 + \cos^2\vartheta \right\}. \quad (3.1)$$

Dabei ist m_e die Elektronruhemasse, ω die Photonenergie, α die QED-Kopplungskonstante, und ϑ bzw. Ω sind der Streuwinkel bzw. der Raumwinkel der Streuung im Elektron-Ruhesystem.

Die graphische Darstellung dieses Wirkungsquerschnitts für $\omega = 100$ MeV ist in Abb. (3.2) zu sehen. Es fällt der sehr starke Anstieg des Wirkungsquerschnitts über drei Größenordnungen zu kleinen Photon-Streuwinkeln hin auf. Inwiefern sich dieses Verhalten ändert, wenn anstelle des klassischen Bezugssystems das ZEUS-Laborsystem zugrundegelegt wird, soll der nächste Abschnitt zeigen.

3.1.2 Lorentz-Transformation in das ZEUS-Laborsystem

Um den (hypothetischen) Fall der Beobachtung klassischer Compton-Ereignisse im ZEUS-Detektor zu diskutieren, wird zunächst, eine Quelle *reeller* Photonen voraussetzend, eine Lorentz-Transformation vom Elektron-Ruhesystem in das ZEUS-Bezugssystem durchgeführt, also in

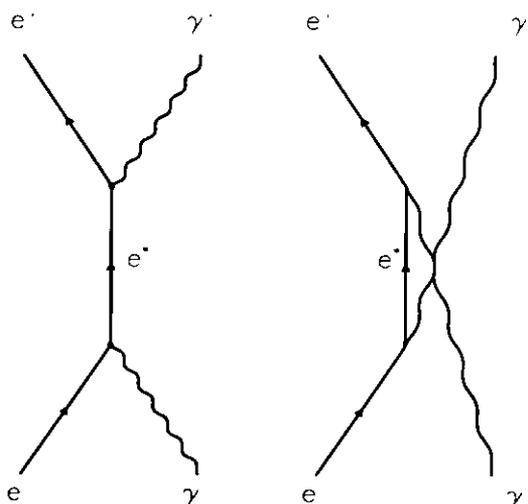


Abbildung 3.1: Die Feynman-Diagramme der klassischen Compton-Streuung in niedrigster Ordnung.

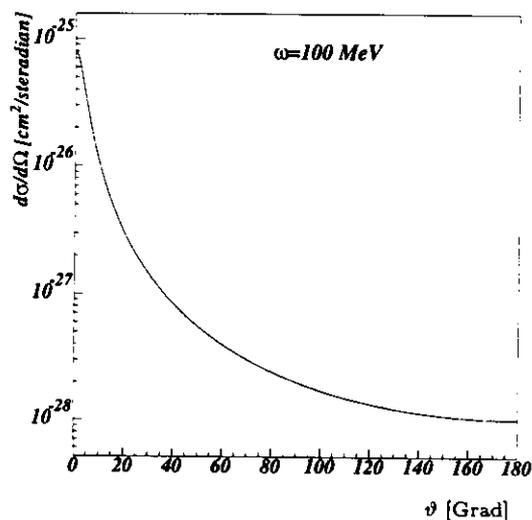


Abbildung 3.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt der klassischen Compton-Streuung im Elektron-Ruhesystem für feste Photonenergie gemäß Gl. (3.1).

das System, in dem das Elektron (Strahlenergie $E_{e0} = 27.52$ GeV) frontal mit einem Proton kollidiert. An die Stelle des Protons tritt in diesem Gedankenexperiment das Photon (s. Abb. (3.3)).

Als Resultat des Lorentz-Boosts entlang der Photon-Einfallrichtung erhält man den Wirkungsquerschnitt, ausgedrückt durch die das Photon im ZEUS-Laborsystem beschreibenden Größen ω_{ZEUS} , Ω_{ZEUS} und ϑ (s. [LA65]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{ZEUS}}(\omega_{ZEUS}, \vartheta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega_{ZEUS}, \theta) \cdot \frac{d(\cos \vartheta)}{d(\cos \theta)} \quad (3.2)$$

Dabei ist mit dem Boost-Faktor $\beta = \sqrt{E_{e0}^2 - m_e^2}/E_{e0}$ und dem Lorentz-Faktor $\gamma_L = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = E_{e0}/m_e \approx 53855$:

$$\begin{aligned} \cos \vartheta &= \frac{\beta + \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta}, \\ \frac{d(\cos \vartheta)}{d(\cos \theta)} &= \frac{1 - \beta^2}{(1 + \beta \cos \theta)^2} \quad \text{und} \\ \omega_{ZEUS} &= \omega \cdot \gamma_L (1 - \beta). \end{aligned}$$

Die vorstehenden Gleichungen, in (3.2) eingesetzt, liefern den gesuchten Wirkungsquerschnitt, dessen Darstellung für die (willkürlich gewählte) Photon-Energie $\omega_{ZEUS} = 2$ GeV in

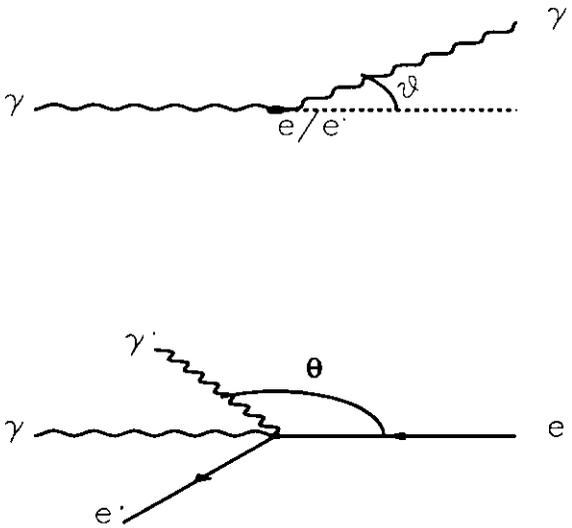


Abbildung 3.3: Graphische Darstellung zur Lorentz-Transformation vom Elektron-Ruhsystem (oben) in das ZEUS-Laborsystem (unten).

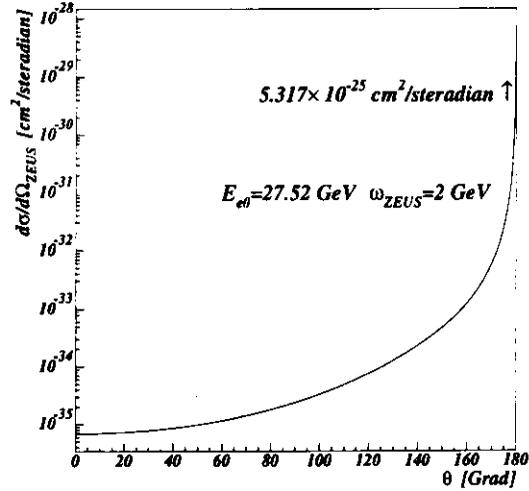


Abbildung 3.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt der klassischen Compton-Streuung im ZEUS-Laborsystem für feste Photonenergie gemäß Gl. (3.2).

Abb.(3.4) zu finden ist. Wiederum fällt der enorme Anstieg des Wirkungsquerschnitts — hier über neun Größenordnungen — auf; nunmehr wird jedoch das Photon überwiegend in Rückwärtsrichtung gestreut, d.h. entlang der Elektron-Strahlrichtung im ZEUS-Experiment. Die starke Bevorzugung des Streuwinkelbereichs nahe 180° , letztendlich hervorgerufen durch den großen Wert des Lorentz-Faktors, läßt erahnen, daß aufgrund der Strahlrohr-Lücke im RCAL erhebliche *Akzeptanz-Einbußen* auftreten könnten. Von Interesse ist daher, wie groß der Anteil der klassischen Compton-Ereignisse wäre, der im ZEUS-Detektor unter Berücksichtigung der Strahlrohr-Öffnung nachgewiesen werden könnte.

Als untere und obere Nachweisgrenzen werden dabei für den Polarwinkel θ im folgenden 5° und 175° angenommen. Den gesuchten Bruchteil erhält man dann mit dem über diesen Winkelbereich integrierten Wirkungsquerschnitt (3.2), dividiert durch den totalen, also den über den gesamten Polarwinkelbereich integrierten Wirkungsquerschnitt. Die Integration liefert (s. Anhang C):

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{\omega m_e} \cdot \left[\begin{array}{l} \frac{m_e}{\omega^2} (a_- - a_+) + \left(1 - \frac{2m_e}{\omega} - \frac{2m_e^2}{\omega^2}\right) \cdot \ln\left(\frac{a_-}{a_+}\right) \\ - \left(\frac{m_e^2}{\omega^2} + \frac{2m_e^2}{\omega}\right) \cdot \left(\frac{1}{a_-} - \frac{1}{a_+}\right) - \frac{m_e^2}{2} \left(\frac{1}{a_-^2} - \frac{1}{a_+^2}\right) \end{array} \right]. \quad (3.3)$$

$$\text{Dabei ist} \quad a_{\pm} = m_e + \omega \left(1 - \frac{\beta \pm \cos \delta}{1 \pm \beta \cos \delta} \right).$$

Für $\delta = 0^\circ$ erhält man den totalen und für $\delta = 5^\circ$ den gesuchten Bruchteil des Wirkungsquerschnitts. Abb. (3.5) zeigt die Darstellung des Quotienten dieser beiden Größen als Funktion der Photonenergie ω_{ZEUS} .

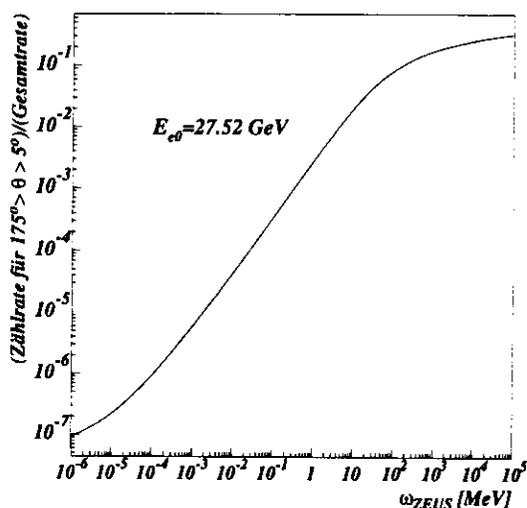


Abbildung 3.5: Bruchteil der zwischen $\theta = 5^\circ$ und 175° im ZEUS-Detektor nachweisbaren klassischen Compton-Ereignisse gemäß Gl. (3.3).

Hier sieht man, daß im Energiebereich oberhalb einiger GeV die für dieses hypothetische Experiment zu erwartende Zählrate immerhin noch einige Prozent der Gesamtzählrate ausmachen würde. Damit ist natürlich noch nichts über die Größenordnung dieser Zählrate selbst gesagt. Außerdem sollten die mit den Grenzen des Polarwinkelbereichs beschriebenen kreisrunden Lücken realistischerweise jeweils durch eine der Geometrie der Strahlrohr-Öffnungen angepasste, quadratische Aussparung ersetzt werden. Inwiefern nun die bisher diskutierten Eigenschaften der von reellen Photonen ausgelösten Compton-Ereignisse auf die im ZEUS-Experiment auftretenden, unter Vermittlung von *quasireellen* Photonen (siehe Abschnitt 3.2) zustandekommenden Ereignisse übertragen werden können, ist daraus nicht unmittelbar zu folgern. Den Grundlagen dieser Ereignisse widmet sich der nächste Abschnitt.

3.2 QEDC in der hochenergetischen Elektron-Proton-Kollision

Die QED-Compton-Streuung $ep \rightarrow eX\gamma$ in frontaler Elektron-Proton-Kollision kann dazu genutzt werden, die Proton-Strukturfunktion bei kleinen Vierimpulsüberträgen Q^2 zu bestimmen, wie in [BL93b] beschrieben wird. Überdies können eventuelle Abweichungen des beobachteten vom theoretischen Wirkungsquerschnitt Hinweise auf die Existenz bislang hypothetischer, angeregter Elektronen e^* geben (s. [CO92]), deren Zerfallsprodukte gemäß $e^* \rightarrow e\gamma$ im Detektor ein ähnliches Erscheinungsbild wie die QEDC-Ereignisse aufweisen können.

In dieser Arbeit wird der QEDC-Prozeß zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts und damit zur Verifizierung der gemessenen Luminosität sowie zur Überprüfung der Energiemessung des RCAL herangezogen. Desweiteren wird diese Reaktion zur Bestimmung der Effizienz des Elektron-Finders SINISTRA (s. [AB95]) benutzt. Eine Einführung in die theoretischen und experimentellen Aspekte der QEDC-Streuung findet sich in [CO92]. Der Prozeß wird durch die in Abb. (3.6) wiedergegebenen Feynman-Graphen beschrieben, wobei im linken Teilbild

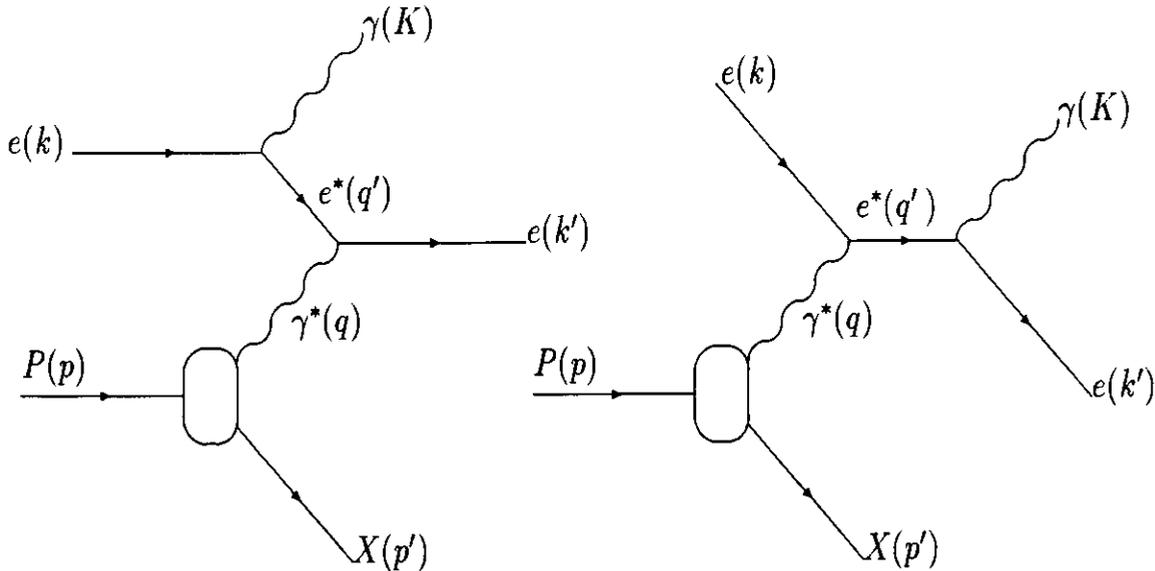


Abbildung 3.6: Die Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für die QED-Reaktion $ep \rightarrow e\gamma X$ (nach [AH95]).

der sogenannte *ISR-Graph* (engl. **I**nitial **S**tate **R**adiation) gezeigt ist, bei dem das Elektron des Anfangszustands das Compton-Photon abstrahlt. Der rechte, der *FSR-Graph* (engl. **F**inal **S**tate **R**adiation), stellt die Abstrahlung des Photons durch das Elektron des Endzustands dar. Im folgenden bezeichnen wie in der Abbildung q bzw. q' die Vierimpulse, die vom virtuellen Austausch-Photon bzw. dem virtuellen Elektron getragen werden.

Es werden drei kinematische Bereiche unterschieden:

- Der **Bremsstrahlungsprozeß** ist charakterisiert durch $q^2 \rightarrow 0$ und $q'^2 \rightarrow 0$; Elektron und Photon entweichen in Rückwärtsrichtung in die Strahlröhre.
- Die **Strahlungskorrektur** der tiefunelastischen ep -Streuung wird durch $q^2 > 0$ und $q'^2 \rightarrow 0$ beschrieben; im Detektor nachweisbar ist das Elektron oder Elektron und Photon als nicht auflösbare Einheit.
- Der **QED-Compton-Prozeß** ist gekennzeichnet durch $q^2 \rightarrow 0$ und $q'^2 > 0$; beide Teilchen des elektromagnetischen Endzustands sind im Detektor nachweisbar.

Eine experimentelle Untersuchung der ersten beiden Prozesse, speziell zur Luminositätsbestimmung für den H1-Detektor, ist in [AH95] zu finden. Im folgenden wird ausschließlich der letztgenannte Reaktionstypus betrachtet. Dieser Prozeß, gelegentlich auch als *Weit-Winkel-Bremsstrahlung* bezeichnet, ist charakterisiert durch einen geringen Vierimpulsübertrag $Q^2 \equiv -q^2 \approx 0$, d.h. $Q^2 \ll m_p^2$, getragen von dem damit *quasireellen* Photon γ^* . Dies ist ein reiner QED-Prozeß, da die neutrale schwache Wechselwirkung, vermittelt durch das Austausch-Boson Z_0 der Masse M_Z , wegen $Q^2 \ll M_Z^2$ keinen nennenswerten Beitrag liefert. Im Endzustand

der Reaktion entweicht das hadronische System X größtenteils entlang der Vorwärtsrichtung in die Strahlröhre, und im Detektor beobachtet man das Elektron (Impuls-Vektor \mathbf{k}') und das Photon (Impuls-Vektor \mathbf{K}) mit Gesamt-Transversalimpuls

$$P_t := |\mathbf{k}'_{\text{trans.}} + \mathbf{K}_{\text{trans.}}| \approx 0. \quad (3.4)$$

Der vollständig analytisch berechnete, alle kinematischen Bereiche einschließende Wirkungsquerschnitt ist in [CO92] angegeben. Es sind dabei i.w. drei nach der invarianten Masse des hadronischen Endzustands m_X klassifizierte Beiträge zu berücksichtigen (m_p bzw. m_π sind die Ruhemassen des Protons bzw. des neutralen Pions):

- Der elastische Beitrag mit $m_X = m_p$,
- der resonante Beitrag mit $m_p + m_\pi < m_X < 1.8 \text{ GeV}$ und
- der Beitrag des inelastischen Kontinuums mit $m_X > 1.8 \text{ GeV}$.

Anhand des unmittelbar aus der Vierimpuls-Erhaltung folgenden Zusammenhangs zwischen m_X und dem quadrierten Vierimpulsübertrag Q^2 (s. [BL93b])

$$m_X^2 = m_p^2 + Q^2 \left(\frac{1 - x_h}{x_h} \right)$$

$$\text{mit } 0 \leq x_h \leq 1$$

wird erkennbar, daß für $Q^2 \rightarrow 0$ der elastische Beitrag $ep \rightarrow ep\gamma$ dominierend in Erscheinung treten wird. Die Kinematik dieser elastischen Reaktion ist überbestimmt und zeichnet sich durch einige ebenfalls aus der Vierimpuls-Erhaltung herleitbare Beziehungen (s. Anhang B), im folgenden *Energie-Winkel-Beziehungen* genannt, aus.

Für die Energien des gestreuten Elektrons E_e bzw. des Compton-Photons E_γ gilt näherungsweise (vgl. Gl. (B.8) und (B.9)):

$$E_e = 2E_{e0} \frac{\sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \quad (3.5)$$

$$E_\gamma = 2E_{e0} \frac{\sin \theta_e}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}. \quad (3.6)$$

Die invariante Masse des elektromagnetischen Endzustands $M_{e\gamma}$ ist gegeben durch (vgl. Gl. (B.10)):

$$M_{e\gamma} = 2E_{e0} \sqrt{\frac{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma + \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}}, \quad (3.7)$$

wobei die Polarwinkel wie üblich auf die Proton-Strahlrichtung bezogen sind. Für die Energie des Strahl-Elektrons E_{e0} gilt unter Berücksichtigung der Energie E_{ISR} , die das Photon der Anfangs-Bremsstrahlung trägt:

$$E_{e0} = 27.52 \text{ GeV} - E_{\text{ISR}} .$$

Desweiteren von Bedeutung ist die über sämtliche Teilchen (Index i) des Endzustands summierte Differenz von Energie E_i und Longitudinal-Impuls $|i_{\text{long.}}| \equiv |i| \cdot \cos \theta_i$, für die aufgrund von Energie- und Impuls-Erhaltung gilt:

$$\delta := \sum_i (E_i - |i_{\text{long.}}|) \approx 2E_{e0} . \quad (3.8)$$

Dabei liefern der hadronische Anfangs- bzw. Endzustand wegen $|\mathbf{p}| \approx E_{p0}$ nebst $\theta_p \equiv 0$ bzw. (vgl. Gln. (B.6) und (B.7)) $|\mathbf{p}'| \approx E_{p'}$ nebst $\theta_{p'} \approx 0$ jeweils keinen Beitrag, so daß die Summe nur über Elektron und Photon sowie — sofern vorhanden — das ISR-Photon erstreckt werden muß. $p := (E_{p0}, \mathbf{p})$ bzw. $p' := (E_{p'}, \mathbf{p}')$ sind die Vierimpulsvektoren des Strahl-Protons bzw. des gestreuten Protons.

Ferner ist für das Verschwinden des Transversalimpulses P_t des elektromagnetischen Endzustands die notwendige Bedingung der *Koplanarität* seiner beiden Teilchen zu erfüllen, d.h., die Impuls-Vektoren von Elektron und Photon müssen in der Ebene senkrecht zum Strahl antiparallel zueinander verlaufen; sie fallen daher mit der Elektron-Strahlrichtung in eine Ebene. Es ist für den als Maß für die Abweichung von der Koplanarität definierten *Akoplanaritätswinkel* ψ demnach zu fordern:

$$\psi := |\pi - |\varphi_e - \varphi_\gamma|| \approx 0 , \quad (3.9)$$

wobei φ_e und φ_γ die in der Transversalebene definierten Azimut-Winkel von gestreutem Elektron und Compton-Photon sind. Die Richtung der positiven x -Achse entspricht $\varphi \equiv 0$.

Die Forderung nach Koplanarität stellt das wesentliche Kriterium für die Separation der QEDC-Ereignisse von anderen Prozessen dar. Die Trennung der elastischen von den resonanten und inelastischen Ereignissen wird außerdem wesentlich auf der nur für elastische Prozesse vollständig fehlenden hadronischen Aktivität im Detektor beruhen.

Um noch weitere Unterscheidungsmerkmale aufzufinden und sichere Auswahl-Kriterien entwickeln zu können, ist eine gründliche Untersuchung der Eigenschaften der Ereignisse erforderlich, wie sie aufgrund der dargestellten Theorie in der hochenergetischen Elektron-Proton-Kollision erwartet werden können. Erste Ansätze dazu soll die Behandlung der Monte-Carlo-Simulation im nächsten Kapitel liefern.

Kapitel 4

Monte-Carlo-Simulation

4.1 Der Ereignis-Generator COMPTON2.0

Für die Monte-Carlo-Simulation der QEDC-Ereignisse wird das Programm COMPTON2.0 benutzt, dessen Beschreibung in [BU91] zu finden ist. Im folgenden sollen die wesentlichen Eigenschaften dieses Generators zusammengefaßt werden. In Tab. (4.1) sind die vom Benutzer zu wählenden Parameter zusammengestellt.

Es werden sowohl elastische als auch resonante und inelastische Ereignisse erzeugt. Die Wirkungsquerschnitte der beiden letztgenannten Prozesse machen zusammen etwa 28% des gesamten Wirkungsquerschnitts aus. Der Generator erzeugt für jedes Ereignis die Vierimpulsvektoren des gestreuten Elektrons, des Compton-Photons sowie nach Maßgabe des Wirkungsquerschnitts den Vierimpulsvektor des ISR-Photons. Er berücksichtigt damit bereits den wesentlichen Beitrag zur Korrektur, die Strahlungskorrektur zweiter Ordnung, des Prozesses, wie er in Abb. (3.6) dargestellt ist. Nicht generiert wird der hadronische Endzustand, was im Falle elastischer Ereignisse aber, wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, ohne Belang ist. In Tab. (4.1) nicht enthalten ist der Wert des elastischen Wirkungsquerschnitts σ , der bei Ausführung des Programms nach der in [CO92] angegebenen Formel berechnet und in die Protokoll-Datei geschrieben wird. Bei der Erzeugung verschiedener Datensätze¹ einer ebenfalls vom Benutzer anzugebenden, jeweils gleichen Anzahl von Ereignissen muß zur Gewährleistung statistischer Unabhängigkeit der Datensätze jeweils mit unterschiedlichen Start-Parametern des vom Programm benutzten Zufallszahl-Generators gearbeitet werden. Die bei diesen verschiedenen Programm-Ausführungen errechneten Werte von σ weisen deshalb gewisse Schwankungen auf, die aber bei Betrachtung 31 solcher Ausführungen i.w. innerhalb einer Standardabweichung ($\sigma_\sigma/\sigma \sim 0.1\%$) blieben. Der theoretische Fehler des Wirkungsquerschnitts, bestimmt durch die Unsicherheit des elastischen Formfaktors des Protons (s. [PE87]), kann dagegen im folgenden vollständig vernachlässigt werden.

Um die theoretischen Vorhersagen des vorangehenden Kapitels zu prüfen und weitere Charakteristika der Monte-Carlo-Ereignisse kennenzulernen, werden im folgenden Abschnitt einige ihrer wesentlichen Eigenschaften behandelt.

¹Der Begriff *Datensatz* bezeichnet hier und im folgenden die Gesamtheit der gleichen Kriterien genügenden Ereignisse.

Parameter	Wertebereich	
	Minimum	Maximum
ψ [Grad]	0	45
E_e, E_γ [GeV]	5	-
$E_e + E_\gamma$ [GeV]	10	-
E_{c0} [GeV]	27.52	
E_{p0} [GeV]	820	
P_t [GeV/c]	0	20
θ_e, θ_γ [Grad]	3	177
$M_{e\gamma}$ [GeV/c ²]	1	300

Tabelle 4.1: Generator-Parameter von COMP-
TON2.0.

Parameter	Wert	
	nomineller Datensatz	Satelliten- Datensatz
N_M^0	32179	4979
$\langle z_v \rangle$ [cm]	3.2 ± 11.4	65.0 ± 11.4
σ [pb]	2281.7 ± 9.05	-

Tabelle 4.2: Parameter der generierten Ereig-
nisse.

4.2 Die generierten Ereignisse

Die vom Generator erzeugte Ereignis-Datei elastischer QEDC-Ereignisse enthält die Komponenten der Vierimpulsvektoren im ASCII-Format, nicht wie bei den in Abschnitt 2.2 erwähnten ZDIS-Ereignis-Generatoren in Form von ADAMO-Tabellen. Insbesondere fehlt in der Datei jeweils der Ereignis-Vertex; dieser wird erst bei Ausführung des Programms zur Detektor-Simulation, MOZART, erzeugt. Die bei der Programm-Ausführung von COMPTON2.0 ebenfalls erstellten Dateien nicht-elastischer Compton-Ereignisse werden nicht weiter verarbeitet; in allen folgenden Untersuchungen werden ausschließlich elastische Monte-Carlo-Ereignisse betrachtet. Die wesentlichen Parameter der mit der MOZART-Version *num12v6* verarbeiteten Monte-Carlo-Datensätze sind in Tab. (4.2) aufgeführt.

N_M^0 bedeutet dabei die Anzahl der von MOZART verarbeiteten Ereignisse, und $\langle z_v \rangle$ ist der mittlere, unter Zugrundelegung einer Normalverteilung generierte z -Vertex. Es wurden vier einzelne Datensätze elastischer Ereignisse erzeugt, drei *nominelle* und ein *Satelliten*-Datensatz (s. Abschnitt 2.1). Der nominelle Vertex ($\langle z_v \rangle = (3.2 \pm 11.4)$ cm), d.i. der in den 1994 mit dem ZEUS-Detektor aufgenommenen Positron-Ereignisläufen im Mittel beobachtete Wechselwirkungspunkt, wurde von [IG95] übernommen, der mittlere Satelliten-Vertex ($\langle z_v \rangle = (65.0 \pm 11.4)$ cm) aus dem in Kapitel 5 gewonnenen ZEUS-Datensatz ermittelt. Der angegebene Wirkungsquerschnitt σ ergibt sich, wie im vorangehenden Abschnitt erläutert, durch Mittelung über die Werte der drei nominellen Datensätze. Die geringe relative Schwankung von etwa 0.4% bestätigt die Stabilität, mit der der Generator die drei statistisch unabhängigen Datensätze erzeugt hat. Da die generierten Satelliten-Ereignisse lediglich zur Ermittlung der Detektor-Akzeptanz dienen (s. Kapitel 8), ist hier auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verzichtet worden.

Die von MOZART verarbeiteten und in dem für die Analyse mit EAZE erforderlichen ADAMO-Format bereitgestellten Daten zeigen die in Abb. (4.1) dargestellten Eigenschaften. Dabei wurden die Vierimpulsvektoren der ADAMO-Tabelle FMCKin, die Vertizes der Tabelle FMCVtx entnommen.

Auf der Ordinate ist jeweils die Anzahl der Ereignisse aufgetragen. Das Histogramm gibt dabei die Verteilung der jeweiligen Größe auf Generator-Niveau wieder, während in Abb. (4.1a)

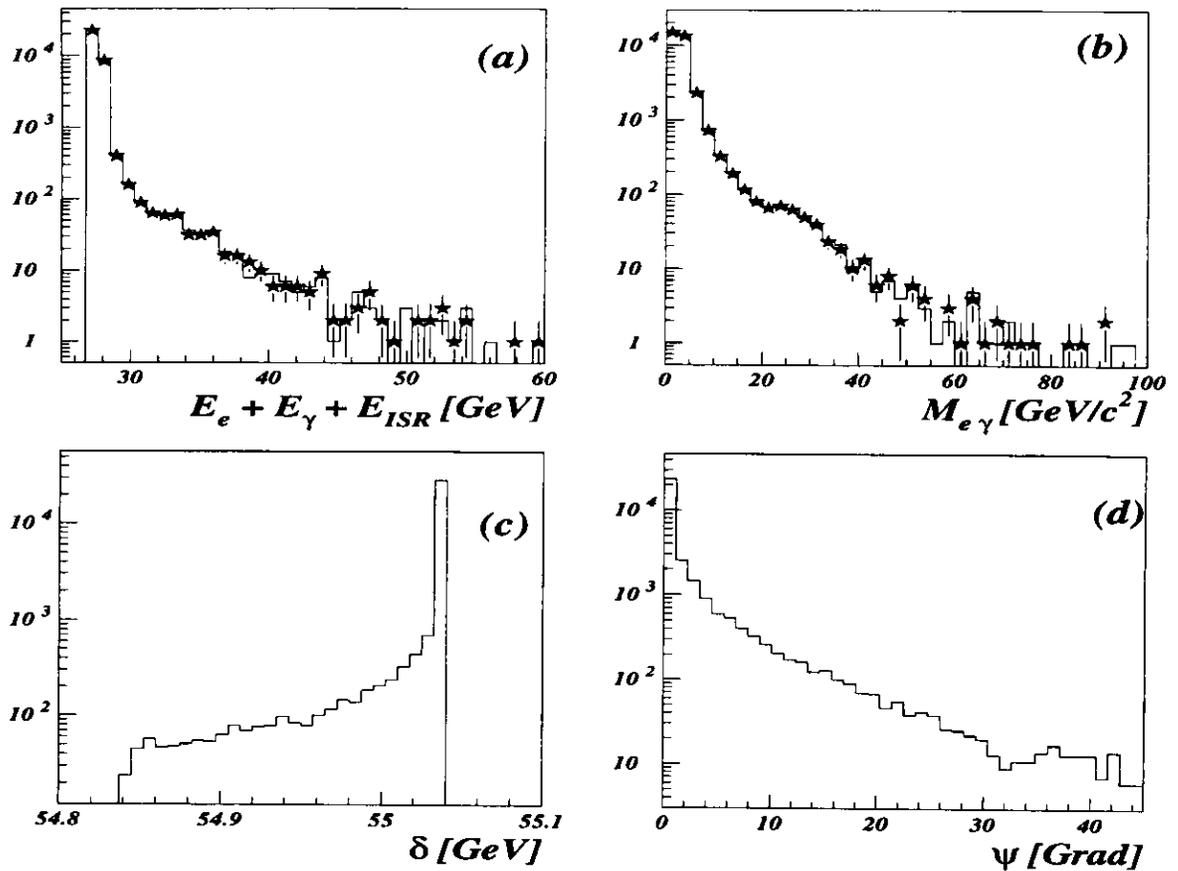


Abbildung 4.1: Verteilungen einiger Ereignisgrößen auf Generator-Niveau (\square) und Vergleich mit den Energie-Winkel-Beziehungen (\star) (Erläuterungen im Text).

und (4.1b) das Symbol \star die Verteilung derselben Größe, berechnet mit Hilfe der Energie-Winkel-Beziehungen aus Kapitel 3, bezeichnet. Die erste dieser beiden Darstellungen zeigt die Summe der Elektron- und Photon-Energie sowie der Energie des ISR-Photons (sofern vorhanden). Die Verteilung der berechneten Energie hat in sehr guter Übereinstimmung mit der generierten ein scharfes Maximum bei der Elektron-Strahlenergie und nimmt zu hohen Energien hin rasch ab. In Abb. (4.1b) ist die Verteilung der invarianten Masse $M_{e\gamma}$ zu sehen, die wiederum in guter Übereinstimmung mit der Berechnung nach Gl. (3.7) überwiegend bei kleinen Werten zu finden ist. Die Verteilung der Größe δ (s. Gl. (3.8)), dargestellt in Abb. (4.1c), besitzt wie erwartet ein deutliches Maximum bei der doppelten Elektron-Strahlenergie, weist aber auch einen gewissen "Ausläufer" zu kleineren Werten auf. Die Größenordnung dieser Abweichung, abgeschätzt aus der relativen Differenz des kleinsten auftretenden Werts zum Maximum, beträgt etwa 10^{-3} , und lässt sich aus der Vernachlässigung des Proton-Beitrags im Endzustand, insbesondere durch endliche Polarwinkel ($\theta_{p'} \leq 1^\circ$ bei $E_{p'} \simeq E_{p0}$), erklären. Der Akoplanaritätswinkel ψ (vgl. Gl. (3.9)) in Abb. (4.1d) schließlich zeigt wie erwartet ein ausgeprägtes Maximum bei kleinen Werten und ebenso wie die Energie-Summe und die invariante Masse eine rapide Abnahme der

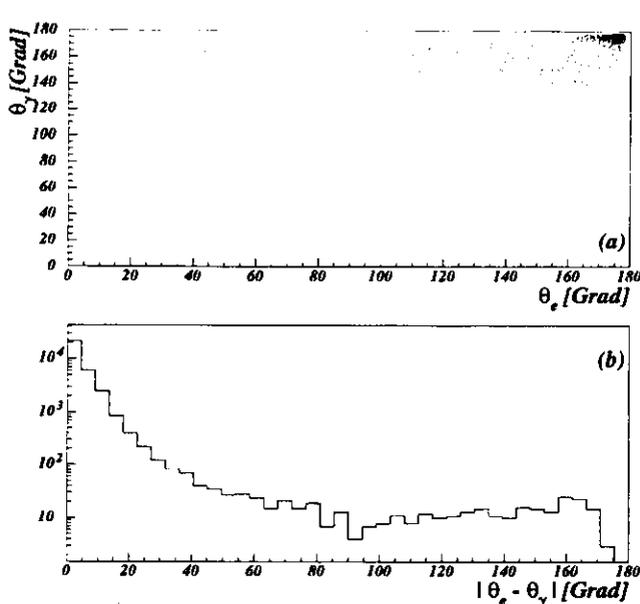


Abbildung 4.2: Korrelation der Elektron- und Photon-Polarwinkel (a) und Verteilung ihrer Betragsdifferenz (b) auf Generator-Niveau.

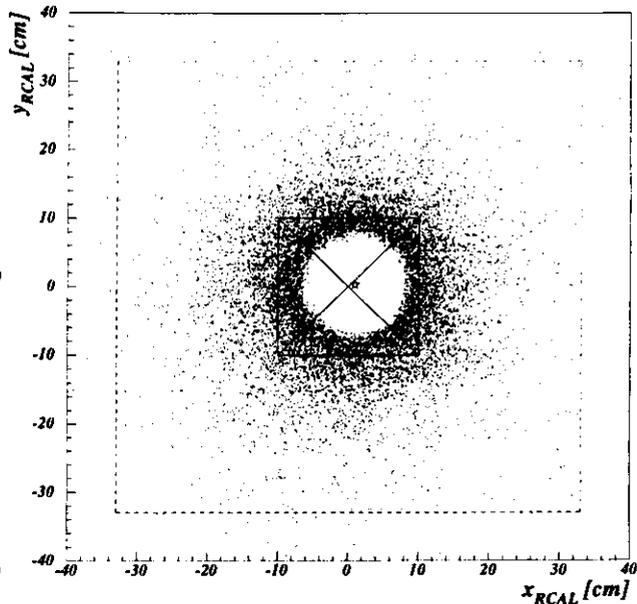


Abbildung 4.3: Auftrefforte von Elektron und Photon im RCAL auf Generator-Niveau (Erläuterungen im Text).

Ereignisanzahl zu größeren Werten. Endliche Werte von ψ sind im Einklang mit Werten von $Q^2 > 0$. Die im vorangehenden Kapitel benutzten Ausdrücke " $Q^2 \rightarrow 0$ " oder " $Q^2 \approx 0$ " sind dabei im Sinne von $Q^2 \ll m_p^2$ zu verstehen, wie aus der Herleitung der Energie-Winkel-Beziehungen (s. Anhang B) hervorgeht.

Abb. (4.2) zeigt im Teilbild (a) die Korrelation von Elektron- und Photon-Polarwinkel, wonach beide Teilchen überwiegend in Rückwärtsrichtung gestreut werden, das Photon allerdings deutlich häufiger als das Elektron. Die Betragsdifferenz beider Polarwinkel im Teilbild (b) steht mit dieser Feststellung im Einklang: Die Differenz ist vorwiegend nahe 0° zu finden; die Häufigkeit nimmt zu größeren Werten rasch ab und bleibt dann oberhalb von etwa 90° auf niedrigem Niveau weitgehend konstant. Da erwartungsgemäß also die meisten Ereignisse in Rückwärtsrichtung zu finden sein werden, wird dem RCAL und dem SRTD besondere Aufmerksamkeit zu widmen sein.

In Abb. (4.3) ist die Verteilung der Auftrefforte der generierten Teilchen wiedergegeben. Jeder einzelne dieser Orte ergibt sich durch Projektion des Impuls-Vektors des Teilchens in die Ebene des RCAL unter Berücksichtigung des generierten Vertex. Die dargestellte Fläche deckt dabei den gemäß Abb. (4.2a) wichtigsten Polarwinkel-Bereich oberhalb etwa 160° (bezogen auf den nominellen Wechselwirkungspunkt) ab. Das Quadrat mit dem diagonalen Kreuz in der Bild-Mitte bezeichnet die Strahlrohr-Lücke, wobei der offene Stern in der Nähe des Mittelpunkts die mittlere Strahlage für die 1994er Betriebsbedingungen markiert. Das gestrichelte Quadrat gibt die äußere Begrenzung der vom SRTD abgedeckten Fläche an. Man erkennt deutlich, daß, wie schon in Kapitel 3 bemerkt wurde, ein erheblicher Teil der Ereignisse in die Strahlrohr-

Lücke unentdeckt entweichen wird. Um trotzdem eine möglichst hohe Akzeptanz und somit eine ausreichende Statistik erzielen zu können, wird es erforderlich sein, die Rekonstruktion der Auftrefforte so weit wie möglich auf den Bereich nahe dieser Lücke auszudehnen. Mit den damit verbundenen Problemen und anderen Belangen der Ereignis-Auswahl beschäftigt sich das nächste Kapitel.

Kapitel 5

Ereignis-Auswahl

Um die Auswahl der QEDC-Kandidaten aus den 1994er Ereignisläufen durchführen zu können, wird nach einer kurzen Einführung in die Programm-Umgebung zunächst das im vorangehenden Kapitel kennengelernte, charakteristische Erscheinungsbild der generierten QEDC-Ereignisse mit dem aus der ZEUS-Rekonstruktion gewonnenen verglichen. Danach werden die Auswahl-Kriterien diskutiert und schließlich der durch deren Anwendung gewonnene Datensatz von ZEUS-Compton-Kandidaten den Monte-Carlo-Ereignissen gegenübergestellt.

5.1 Grundlagen

Die Ereignis-Auswahl gliedert sich in zwei Schritte: Bei Ausführung des Auswahl-Programms mit ZARAH wird unter Benutzung weniger strenger Kriterien zunächst ein sogenanntes *Ntuple* erzeugt, d.i. eine Datei, in der die Einträge ähnlich einer Tabelle mit einer Zeile für jedes Ereignis und einer Spalte für jede Größe gespeichert werden. In einem zweiten Schritt wird dann die Auswahl mit Hilfe des Programm-Pakets PAW (Physics Analysis Workstation, [PA94]) mit strengeren Auswahl-Parametern ausgeführt. Zur Überprüfung der Empfindlichkeit, mit der der so ausgewählte Datensatz auf Variationen der Parameter reagiert, ermöglicht dieses Verfahren die interaktive Bearbeitung des Datensatzes ohne die wiederholte und zeitaufwendige Inanspruchnahme der Rechenanlage ZARAH.

5.1.1 Programm-Umgebung der Datenanalyse

Zum Auffinden der beiden elektromagnetischen, d.h. elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen des QEDC-Endzustandes wird der Elektron-Finder SINISTRA benutzt. Dabei handelt es sich um ein mit einem neuronalen Netz arbeitendes Programm, das, wie in [AB95] beschrieben, einem fraglichen Objekt die Größe φ zuordnet ($0 \leq \varphi \leq 1$). Als "Objekt" gilt dabei eine im folgenden als *Cluster* bezeichnete Gruppe von Kalorimeter-Zellen, deren Energie-Inhalte nach dem sogenannten ISLAND-Algorithmus als von einem einzigen Primär-Teilchen hervorgerufene Deposition identifiziert wurden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Cluster einem elektromagnetischen Teilchen zuzuordnen ist, ist mit der Größe φ streng korreliert: Elektronen sind vorwiegend bei großen, Hadronen bei kleinen Werten von φ zu finden. Im folgenden wird φ als SINISTRA-*Wahrscheinlichkeit* bezeichnet.

Da sowohl Elektronen als auch Photonen im toten Material vor Erreichen des Kalorimeters oftmals einen erheblichen Teil ihrer Energie verlieren und ausgedehnte Kaskaden elektromagnetischer Sekundär-Teilchen erzeugen, wird zur verbesserten Energie- und Ortsmessung das SRTD herangezogen. Die zu diesem Zweck benutzte Routine SRTDELEC ist in [NG95] beschrieben.

Weil das SRTD nur einen Teil der RCAL-Oberfläche abdeckt, wird zusätzlich mit der Routine CORRELENE die auf Grundlage der 1993er ZEUS-Daten entwickelte und in [CA94] dokumentierte Methode zur Energie-Korrektur für Elektronen (und Photonen) benutzt.

Wenn das SRTD für einen bestimmten Cluster keine Informationen liefern kann, beruht die Ortsrekonstruktion allein auf der Standardmethode, die mittels des in [DO94] vorgestellten Programms ELEPCO angewendet wird.

Wann immer im folgenden von *Schnitten*, also der Festsetzung oberer und/oder unterer Grenzen für die Werte bestimmter Größen gesprochen wird, wird bei energieabhängigen Größen stets die SRTD-korrigierte gegenüber der CORRELENE-korrigierten Energie bevorzugt; nur wenn auch diese nicht zur Verfügung steht, wird auf die Kalorimeter-Energie zurückgegriffen. Entsprechend wird bei der Ortsrekonstruktion die mit dem SRTD bestimmte gegenüber der mit ELEPCO gefundenen Position bevorzugt.

5.1.2 Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse

Die mit den vorgestellten Mitteln analysierten Monte-Carlo-Daten, wie sie von ZEPHYR rekonstruiert und im ADAMO-Format bereitgestellt wurden, zeigen die in den Abbildungen (5.1a) bis (5.1d) dargestellten Eigenschaften, die für die Beurteilung der Güte der Orts- und Energie-Rekonstruktion exemplarisch ausgewählt wurden. Zur Vermeidung der im nächsten Abschnitt diskutierten Randeffekte in Strahlrohr-Nähe wurden nur Ereignisse berücksichtigt, für die die rekonstruierten Auftrefforte beider Teilchen mindestens 2 cm Abstand zur Strahlrohr-Lücke aufweisen. Das Histogramm repräsentiert dabei die generierten, das Symbol \circ die rekonstruierten Verteilungen. Auf der Ordinate ist jeweils die Anzahl der Ereignisse aufgetragen, wobei stets beide Verteilungen auf die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse normiert sind.

Die Abbildungen (5.1a) bis (5.1c) zeigen die bereits im Kapitel 4 vorgestellten Verteilungen von Energie-Summe, δ und ψ , Abb. (5.1d) den Gesamt-Transversalimpuls des Elektron-Photon-Systems P_t (vgl. Gl. (3.4)). Die Positionen der Maxima der generierten Verteilungen befinden sich jeweils in relativ guter Übereinstimmung mit der Rekonstruktion, allerdings weist letztere aufgrund der endlichen Auflösung der Orts- und der Energiemessung eine geringere Höhe des Maximums und z.T. eine erheblich größere Breite auf. Dieser Effekt tritt am deutlichsten im Teilbild (b) in Erscheinung, wobei hier für die Berechnung von δ sowohl die Energie- als auch die Ortsauflösung eine Rolle spielt. In den drei übrigen Teilbildern ist, von dieser Diskrepanz abgesehen, das qualitative Verhalten bei höheren Werten der dargestellten Größen sehr ähnlich. Folglich bleiben die charakteristischen Eigenschaften der QEDC-Ereignisse bei der Rekonstruktion weitgehend erhalten, so daß eine Trennung dieser Ereignisse von denen anderer Reaktions-Mechanismen i.w. mit Hilfe der aus der Theorie bekannten Kriterien möglich sein wird. Wie diese Kriterien quantitativ auszugestalten und welche zusätzlichen Schnitte anzuwenden sind, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

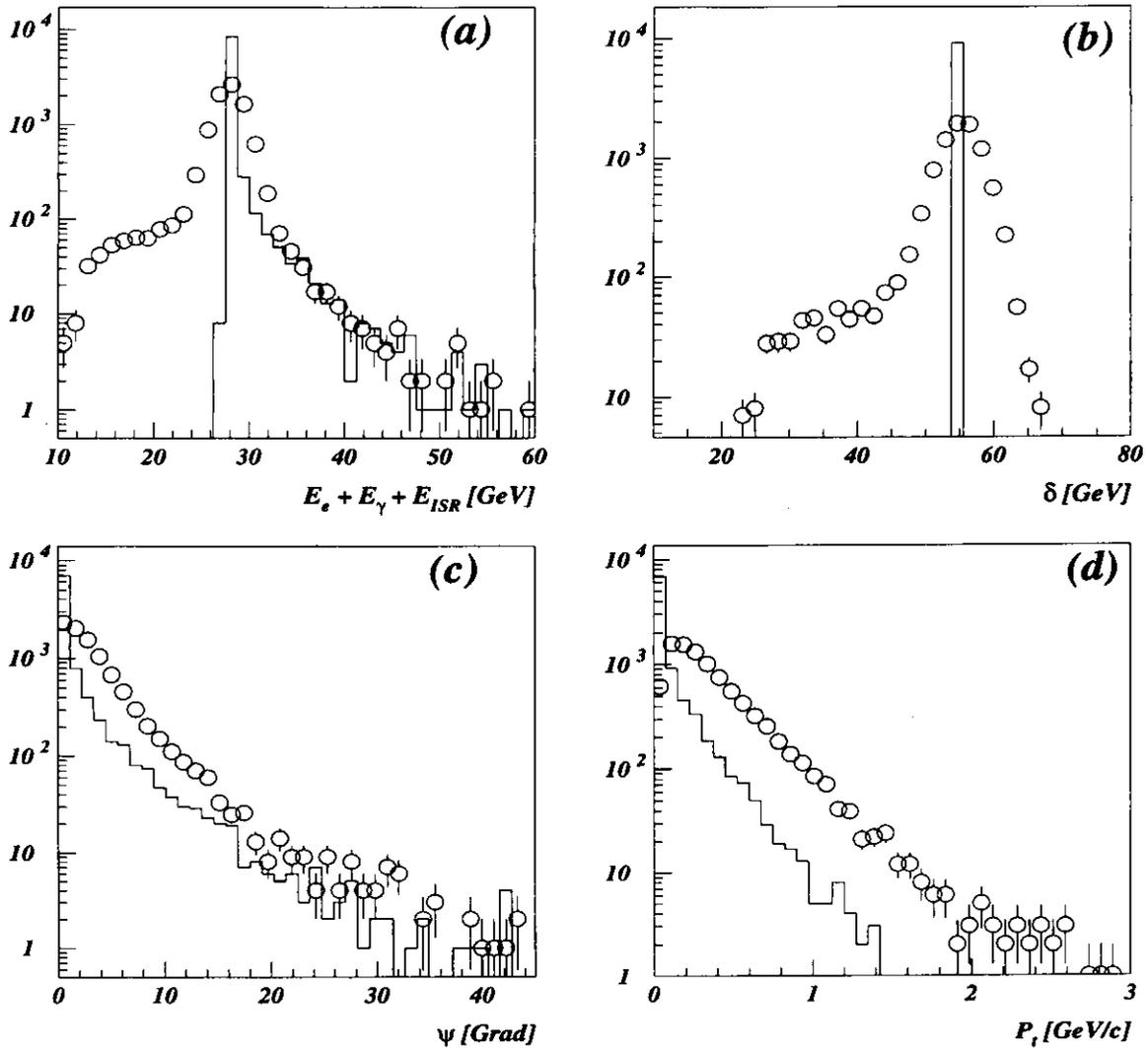


Abbildung 5.1: Vergleich der generierten (\square) und rekonstruierten Verteilungen (\circ) der Energie-Summe (a), der GröÙe δ (b), des Akoplanaritätswinkels (c) und des elektromagnetischen Gesamt-Transversalimpulses (d) (Erläuterungen im Text).

5.1.3 Auswahl-Kriterien

Die für die weiteren Untersuchungen benutzten Ereignisse müssen zunächst nach Maßgabe von SINISTRA (s.u.) mindestens zwei elektromagnetische Cluster aufweisen; desweiteren haben sie die in Tab. (5.1) aufgeführten Schnitte zu erfüllen. Die genauen Werte wurden z.T. durch Vergleich des noch von Untergrund-Ereignissen "verunreinigten" ZEUS-Datensatzes mit den Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt, z.T. wurden sie, den nachstehenden Empfehlungen folgend, gewählt:

- Das Symbol \square bezeichnet das bei $x = y = 0$ cm zentrierte Quadrat der Seitenlänge 12 cm um die Strahlrohr-Lücke des RCAL, innerhalb dessen keine Cluster akzeptiert werden. Teilchen, die in diesen Bereich des Kalorimeters eindringen, gelangen oft nicht durch die dem Detektor-Inneren zugewandte Oberfläche, sondern durch die Strahlrohr-Wand in das RCAL. Sie durchlaufen daher die EMC- und/oder die HAC-Sektion nicht vollständig, wodurch Energie- und Ortsbestimmung sehr unsicher werden. Der in [NG95] empfohlene Mindestabstand von der Strahlrohr-Lücke beträgt 2 cm, wobei mit Hilfe des SRTD eine relative Energie-Unschärfe von weniger als 5% gewährleistet ist.
- Wegen der erst oberhalb von etwa 5 GeV genügend hohen Trigger-Effizienz (s. [DE95a]) wurde die Mindestenergie eines jeden Clusters, in der Tabelle mit E bezeichnet, entsprechend gewählt.
- Einer Anregung von [LA95] folgend, wurde der Schnitt auf die Betragsdifferenz der Polarwinkel beider Cluster, $|\Delta\theta| := |\theta_e - \theta_\gamma| < 85^\circ$, eingeführt, um i.w. Untergrund aus der tiefunelastischen ep -Streuung zu entfernen. Z.B. der in diesem Prozeß auftretende π^0 -Zerfall $ep \rightarrow eX\pi^0 \rightarrow eX + 2\gamma$ kann bei Nachweis des gestreuten Elektrons und nur eines der beiden Photonen u.U. ein der QEDC-Signatur sehr ähnliches Erscheinungsbild aufweisen und zu einer Fehlidentifizierung führen.
- Der Schnitt auf die SINISTRA-Wahrscheinlichkeit ρ , einer Empfehlung des Autors dieser Routine folgend auf $\rho > 90\%$ gesetzt, stellt sicher, daß z.B. bei einer mittleren Effizienz von 70% die Wahrscheinlichkeit, ein Hadron irrtümlicherweise als Elektron zu identifizieren, kleiner als 10% bleibt (s. [AB95]). Dieser und nur dieser Schnitt wurde bei der Auswahl des Datensatzes zur Effizienzbestimmung für SINISTRA nicht angewendet (s. Kapitel 7).

Die Symbole ψ und δ bezeichnen die Schnitte auf die bereits mit diesen Zeichen definierten Größen, $E_{had} := E_{CAL} - E_1 - E_2 (-E_3 - \dots)$ denjenigen auf die *hadronische Energie* im Kalorimeter. E_{CAL} ist die insgesamt im Kalorimeter gefundene Energie, und E_1 und E_2 (sowie E_3, \dots) sind die ohne SRTD- oder CORRELENE-Korrektur bestimmten Energien der beiden (bzw. der drei, ...) elektromagnetischen Cluster. Ihre Numerierung entspricht dabei der Reihenfolge, in der sie von SINISTRA angeordnet werden. Die einzelnen Werte der Schnitt-Parameter für ψ , δ und E_{had} wurden dabei durch den Vergleich zwischen dem ZEUS- und dem Monte-Carlo-Datensatz bestimmt. Ihre schrittweise Änderung auf die in der Tabelle angegebenen Werte liefert die beste Übereinstimmung zwischen beiden Datensätzen und vermindert die Verunreinigung der ZEUS-Ereignisse mit Untergrund am wirkungsvollsten (s. Abschnitt 5.2.2). Die übrigen Bezeichnungen in Tab. (5.1) beziehen sich auf die folgenden Schnitte:

Schnitt-Parameter	Wert	
	Minimum	Maximum
ψ [Grad]		5 (45)
E [GeV]	5	
\square [cm]	12	
$ \Delta\theta $ [Grad]		85 ()
φ [%]	90 (70)	
\tilde{N}		1 ()
E_{had} [GeV]		2 ¹ ()
z_v [cm]	-50 ()	50 ()
θ_i [Grad]	[$i = 1$:] 50 () ODER [$i = 2$:] 150 ()	
δ [GeV]	20 ()	65 ()

Tabelle 5.1: Schnitt-Parameter der Ereignis-Auswahl (Erläuterungen im Text).

- Die Einschränkung des Datensatzes auf Ereignisse mit einem z -Vertex, z_v , innerhalb des Bereichs von ± 50 cm dient unter Berücksichtigung der durchschnittlichen Länge der Proton-Bündel von 20 cm zur Abweisung von Ereignissen, die aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen im Vakuumrohr hervorgegangen sind. Der Vertex wird unter Benutzung von VXD- und CTD-Informationen nach der sogenannten VCTRAK-Methode (s. [HA95]) bestimmt; falls ein solcher Vertex nicht verfügbar sein sollte, wird auf die Information des C5-Zählers über den mittleren Wechselwirkungspunkt des betreffenden Ereignislaufs zurückgegriffen. Für die Monte-Carlo-Ereignisse wird an dieser Stelle der Vertex auf den Wert des im Kapitel 4 erwähnten mittleren nominellen Wechselwirkungspunkts gesetzt.
- Mit θ_i wird die Beschränkung der Polarwinkel θ_1 und θ_2 auf 50° bzw. 150° bezeichnet, wobei die beiden Schnitte durch ein logisches ODER verknüpft sind. Dieser Schnitt wurde ausschließlich aus Betrachtung der Monte-Carlo-Ereignisse gewonnen und trägt der Tatsache Rechnung, daß es, wie schon in Abb. (4.2a) zu erkennen war, in extremer Vorwärtsrichtung nur vernachlässigbar wenige elastische QEDC-Ereignisse, hingegen verhältnismäßig viel Untergrund gibt.
- Schließlich bezeichnet das Symbol \tilde{N} die Anzahl derjenigen Cluster, zu denen mit Hilfe der CTD (mindestens) eine Spur gefunden wurde.

Die in der Tabelle in der Spalte "Wert" eingetragenen Schnitt-Parameter beziehen sich auf die zu Beginn des Kapitels erwähnte zweite Stufe der Auswahl; war in der Vorauswahl ein davon abweichender Wert benutzt worden, so ist dieser in Klammern dahinter angegeben. Eine leere

¹ Abweichend wurde für die Ereignisläufe oberhalb Nr. 10199 wegen verstärkt auftretenden FCAL-Rauschens (s. [BI95]) dieser Wert auf 10 GeV angehoben (s. Abschnitt 5.2).

Klammer bedeutet dabei, daß der Schnitt in der Vorauswahl nicht angewendet worden war; fehlt die Eintragung unter "Minimum" oder "Maximum" ganz, so war die entsprechende Grenze nicht festgesetzt worden.

Der Versuch einer Identifizierung der beiden gefundenen Cluster als "Elektron" oder "Photon" anhand einer einem der beiden Cluster zuzuordnenden Spur hatte aufgrund der relativ geringen Akzeptanz der CTD im Bereich der dominant auftretenden großen Polarwinkel wenig Erfolg. Diese Unterscheidung ist allein für das Auffinden der Ereignisse nicht erforderlich. Falls in einem Ereignis mehr als zwei Cluster akzeptiert werden konnten, wurden sämtliche möglichen Kombinationen jeweils zweier Cluster daraufhin untersucht, ob sie als Compton-Paar in Frage kämen.

5.2 Die ausgewählten Ereignisse

Die Anwendung der im vorangehenden Abschnitt diskutierten Auswahl-Kriterien sowohl auf die Monte-Carlo- als auch auf die 1994er ZEUS-Ereignisse ist Gegenstand dieses Abschnitts. Dabei sind in bezug auf die Auswahl der QEDC-Kandidaten aus den ZEUS-Daten gewisse Einschränkungen zu beachten:

- Es wurden nur Positron-Ereignisläufe, d.h. die Läufe zwischen Nr. 9250 und 10263, berücksichtigt.
- Bestimmte Ereignisläufe oder Teile davon, in denen schwerwiegende Probleme zum Ausfall einzelner Detektor-Komponenten geführt haben, wurden aus der Analyse ausgeschlossen.
- Ebenfalls nicht betrachtet wurden die zum Zwecke spezieller Untersuchungen mit verschobenem nominellen Wechselwirkungspunkt durchgeführten Ereignisläufe zwischen Nr. 10157 und 10172.
- Schließlich ist hinzuweisen auf das in der Fußnote zu Tab. (5.1) erwähnte FCAL-Rauschen, das in Abb. (5.3) oberhalb von Ereignislauf Nr. 10199 deutlich zu erkennen ist. Der Schnitt auf die hadronische Energie führte auf eine erheblich verminderte Zählrate (s. Abb. (5.2)), weshalb der Schnitt-Parameter für diese Meßperiode auf 10 GeV angehoben wurde (s.u.).

Der mit der Bremsstrahlungsreaktion ermittelte Wert für die Luminosität, integriert über die dieser Analyse zugrundeliegende 1994er Positron-Meßperiode, beträgt nach [SC95]:

$$\mathcal{L} = (2.85 \pm 0.03) \text{ pb}^{-1} .$$

In Abb. (5.2) ist der Quotient aus der Anzahl ausgewählter QEDC-Ereignisse und der ZEUS-Luminosität ($L \equiv \mathcal{L}$) gegen die akkumulierte, also die über aufeinanderfolgende Ereignisläufe aufsummierte Luminosität aufgetragen. Es wurde jeweils für gleich große Intervalle der Länge $\Delta\mathcal{L}$ der akkumulierten Luminosität die Ereignis-Anzahl ΔN aufgenommen. Der dargestellte Quotient beider Größen entspricht quasi dem Differenzenquotienten des funktionalen Zusammenhangs $N(\mathcal{L}) = \sigma_{\text{eff}} \cdot \mathcal{L}$ und sollte demzufolge konstant gegenüber \mathcal{L} sein. Da die Auswahl-Effizienz stets kleiner als 100% ist, ist der *effektive Compton-Wirkungsquerschnitt* σ_{eff} geringer

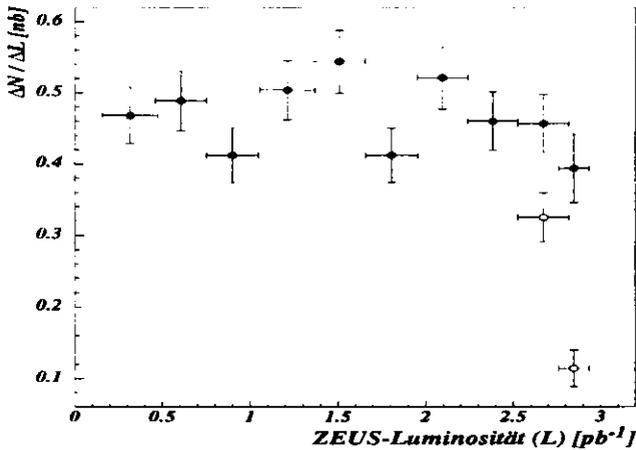


Abbildung 5.2: Effektiver Wirkungsquerschnitt σ_{eff} als Funktion der ZEUS-Luminosität. Das Symbol \circ zeigt die Abweichung von σ_{eff} vor Berücksichtigung des FCAL-Rauschens (Erläuterungen im Text).

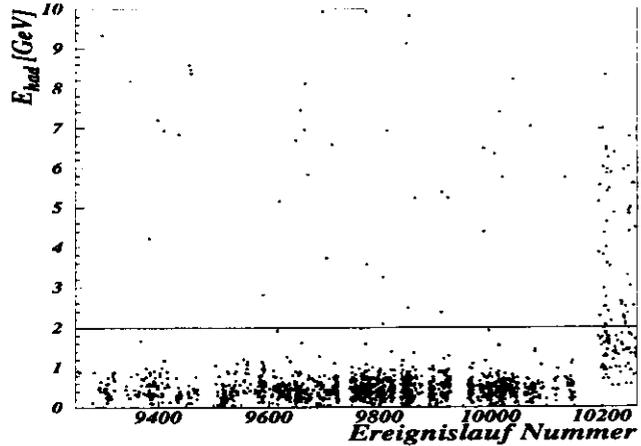


Abbildung 5.3: Verteilung des FCAL-Anteils der hadronischen Energie über die 1994er e^+ -Meßperiode.

als der in Kapitel 4 angegebene theoretische Wert. Genauere Untersuchungen zu Effizienz und Wirkungsquerschnitt folgen in den Kapiteln 7 und 8. Das Symbol \bullet in Abb. (5.2) bezeichnet den Quotienten nach Berücksichtigung des erhöhten FCAL-Rauschens, die beiden durch das Symbol \circ dargestellten Einträge zeigen die erhebliche Abweichung auf, die vor dieser Berücksichtigung vorlag.

Abb. (5.3) zeigt den Anteil der im FCAL gemessenen hadronischen Energie (im Mittel etwa 50% des Gesamtwerts), aufgetragen gegen die Nummer der ZEUS-Ereignisläufe. Die waagrechte Linie bezeichnet den Schnitt auf E_{had} ; es ist deutlich die veränderte Struktur der Verteilung oberhalb von Nr. 10199 zu erkennen. Die übrigen Kalorimeter-Komponenten zeigen in dieser Hinsicht keinerlei Auffälligkeiten.

Daß die Anhebung des Schnitts auf E_{had} zu keiner nennenswerten hadronischen Verunreinigung des Datensatzes führt, ist den im übernächsten Abschnitt präsentierten Verteilungen sämtlicher relevanter Ereignisgrößen zu entnehmen. Eine Abschätzung dieser Verunreinigung wird in Abschnitt 5.3 durchgeführt. Zunächst soll im folgenden Abschnitt die Lösung eines wesentlichen Problems der Ereignis-Auswahl diskutiert werden.

5.2.1 Ortsauflösung im simulierten und realen ZEUS-Detektor

In Abb. (5.4) ist im linken bzw. rechten Teilbild die Differenz von SRTD- und ELECPO-bestimmter x - bzw. y -Position der Cluster gezeigt, und zwar jeweils oben für die ZEUS-Ereignisse und in der Mitte für die rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse. Die Ordinate zeigt die absolute Anzahl von Einträgen, die Kurven ergeben sich jeweils aus der Anpassung einer Normalverteilung. Es ist deutlich die für Monte Carlo z.T. erheblich bessere Auflösung erkennbar. Das

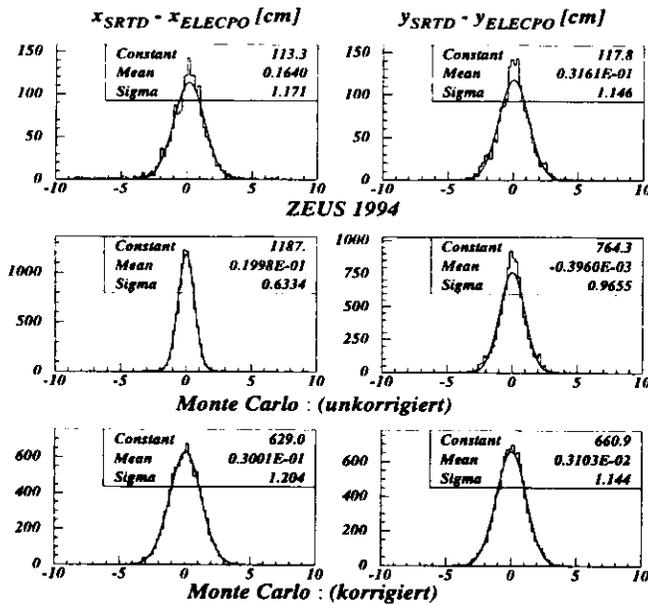


Abbildung 5.4: Differenz von SRTD- und ELECPO-bestimmter Position bzgl. x (links) und y (rechts) für den ZEUS-Datensatz (oben) sowie für die Monte-Carlo-Ereignisse vor (Mitte) und nach der Monte-Carlo-Korrektur (unten) (Erläuterungen im Text).

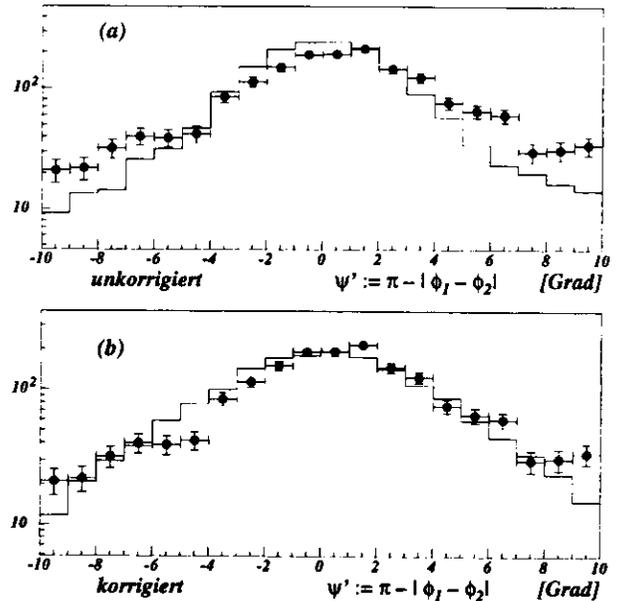


Abbildung 5.5: Akoplanaritätswinkel vor (a) und nach der Monte-Carlo-Korrektur (b) für ZEUS- (●) und Monte-Carlo-Ereignisse (□).

Ergebnis der Korrektur der Auflösung für die Monte-Carlo-Ereignisse mittels Addition einer normalverteilten Zufallszahl zur x - bzw. y -Koordinate ist im unteren Teil der Abbildung zu sehen. Die Parameter der Anpassung der Normalverteilung sowohl für die in Abb. (5.4) dargestellten Verteilungen als auch für die aus den Koordinaten berechneten Polar- und Azimutwinkel sowie die Parameter der Monte-Carlo-Korrektur sind in Tab. (5.2) aufgeführt.

Die vor der Korrektur vorhandenen Unterschiede in der Ortsauflösung schlagen sich auch in der Verteilung des Akoplanaritätswinkels ψ nieder, was zu Problemen bei der Anwendung des Schnitts auf diese Größe führen könnte: In Abb. (5.5a) wird die Abweichung zwischen Monte-Carlo- (□) und ZEUS-Ereignissen (●) bei Anwendung des Schnitts $\psi \equiv |\psi'| < 10^\circ$ sichtbar. Auf der Ordinate ist die auf die Anzahl von ausgewählten ZEUS-Ereignissen normierte Zahl von Histogramm-Einträgen aufgetragen. Die Anwendung des strengeren Schnitts $\psi < 5^\circ$ würde die Abweisung von verhältnismäßig mehr ZEUS- als Monte-Carlo-Ereignissen zur Folge haben. Die ψ -Verteilungen nach Durchführung der Korrektur sind in Teilbild (b) derselben Abbildung zu sehen. Die Abweichungen beider Verteilungen sind nunmehr erkennbar reduziert.

In der linken Spalte von Tab. (5.2) bezeichnet "SRTD-ELECPO" die relative Auflösung der in den übrigen Tabellen-Spalten eingetragenen Größen, "ELECPO-GENERATOR" bzw. "SRTD-GENERATOR" für Monte Carlo die absolute Auflösung der Größen im Vergleich mit dem jeweils generierten Wert und "SRTD" bzw. "ELECPO" die Korrektur-Parameter für die

	σ_x [cm]	σ_y [cm]	σ_φ [Grad]	σ_θ [Grad]
ZEUS 1994				
SRTD-ELECPO	1.17 ± 0.03	1.15 ± 0.03	2.94 ± 0.08	0.41 ± 0.01
Monte Carlo (unkorrigiert)				
SRTD-ELECPO	0.63 ± 0.01	0.97 ± 0.02	1.74 ± 0.02	0.25 ± 0.01
ELECPO-GENERATOR	0.45 ± 0.02	0.84 ± 0.01	1.56 ± 0.03	0.55 ± 0.01
SRTD-GENERATOR	0.42 ± 0.01	0.42 ± 0.01	1.23 ± 0.03	0.54 ± 0.01
Monte Carlo (korrigiert)				
SRTD-ELECPO	1.20 ± 0.01	1.14 ± 0.01	2.99 ± 0.03	0.42 ± 0.01
ELECPO-GENERATOR	0.96 ± 0.01	0.86 ± 0.01	2.38 ± 0.02	0.61 ± 0.01
SRTD-GENERATOR	0.71 ± 0.01	0.71 ± 0.01	2.04 ± 0.02	0.58 ± 0.01
Korrektur-Parameter				
SRTD	0.53	0.53		
ELECPO	0.85	0.20		

Tabelle 5.2: Auflösungen in x , y , φ und θ vor und nach der Monte-Carlo-Korrektur (Erläuterungen im Text).

beiden letztgenannten Differenzen in x bzw. y . Die Parameter wurden dabei so gewählt, daß einerseits die relativen Auflösungen in x und y für ZEUS- und Monte-Carlo-Ereignisse in bessere Übereinstimmung kommen, daß andererseits aber auch die absolute SRTD-Auflösung für beide Koordinaten gleich bleibt und die absolute ELECPO-Auflösung einen der EMC-Segmentierung angemessenen, in y geringeren Wert als in x erhält.

5.2.2 Ergebnisse der Auswahl

Der Monte-Carlo-Datensatz vergleicht sich nach Durchführung der im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Korrektur mit den ausgewählten ZEUS-Ereignissen, wie in Tab. (5.3) aufgeführt. Die Symbole in der äußerst linken Spalte bezeichnen, wie in Abschnitt 5.1.3 definiert, die einzelnen Auswahl-Schnitte. Das Symbol \emptyset in der ersten Zeile kennzeichnet dabei die Datensätze nach Anwendung der Vorauswahl-Schnitte E , \square , ψ und φ .

Nach unten in den Tabellen-Zeilen fortschreitend, werden die einzelnen Schnitte sukzessiv angewandt; die Anzahl der jeweils im ZEUS- bzw. Monte-Carlo-Datensatz verbleibenden Ereignisse ist in den Doppel-Spalten rechts von der Symbol-Spalte eingetragen. Jede dieser Doppel-Spalten ist dabei einem der in der Kopfzeile angegebenen Schnitte auf die SINISTRA-Wahrscheinlichkeit φ zugeordnet. Die aufgeführten Schnitt-Wirkungen unter Berücksichtigung unterschiedlich strenger Anforderungen an φ bilden bei den in den nächsten Kapiteln behandelten Analysen eine Grundlage zur Konsistenzprüfung der Ergebnisse. Der jeweils akzeptierten Anzahl von Ereignissen nach Anwendung eines Schnitts folgt in Klammern die in Prozent

Schnitt	$\rho > 90\%$		$\rho > 80\%$		$\rho > 70\%$							
	ZEUS 1994	Monte Carlo	ZEUS 1994	Monte Carlo	ZEUS 1994	Monte Carlo						
\emptyset	7400	(-)	9342	(-)	11133	(-)	10766	(-)	14319	(-)	11258	(-)
$ \Delta\theta $	4422	(40.2)	9229	(1.2)	6674	(40.1)	10621	(1.3)	8568	(40.2)	11098	(1.4)
θ_i	4275	(3.3)	9228	(0.01)	6401	(4.1)	10620	(0.01)	8157	(4.8)	11097	(0.01)
δ	4205	(1.6)	9214	(0.2)	6298	(1.6)	10605	(0.1)	8027	(1.6)	11080	(0.2)
\tilde{N}	3797	(9.7)	9065	(1.6)	5530	(12.2)	10425	(1.7)	6913	(13.9)	10892	(1.7)
E_{had}	2215	(41.7)	9064	(0.01)	2697	(51.2)	10424	(0.01)	2940	(57.5)	10891	(0.01)
ψ	1406	(36.5)	7062	(22.1)	1644	(39.0)	8018	(23.1)	1735	(41.0)	8354	(23.3)
$ z_v $	1337	(4.9)	7034	(0.4)	1567	(4.7)	7985	(0.4)	1654	(4.7)	8319	(0.4)

Tabelle 5.3: Akzeptierte Anzahl von Ereignissen² nach Anwendung der einzelnen Auswahl-Schnitte.

ausgedrückte relative Abnahme der Ereigniszahl im Datensatz bezogen auf die vor der Schnitt-Anwendung akzeptierte Anzahl. Diese Größe wird hier zum Vergleich der *Wirksamkeit* der einzelnen Schnitte eingeführt. Wie aufgrund der Verunreinigung des ZEUS-Datensatzes mit Untergrund-Ereignissen erwartet werden durfte, ist die Wirksamkeit für diesen stets größer als für die Monte-Carlo-Ereignisse; allerdings ist im Falle des Schnitts auf den Akoplanaritätswinkel erkennbar, daß dieser auch beim Monte-Carlo-Datensatz zu erheblichen Einbußen führt. Bei der Abschätzung der systematischen Fehler der letztlich mit Hilfe der hier bestimmten Ereignis-Anzahlen hergeleiteten Ergebnisse wird daher die Wirkung dieses Schnitts besonders sorgfältig untersucht werden. Der Schnitt θ_i zur Abweisung von Ereignissen in extremer Vorwärtsrichtung hat, wie in Abschnitt 5.1.3 erwähnt, keine nennenswerte Wirkung auf den Monte-Carlo-Datensatz, hingegen eine deutlich größere auf die ZEUS-Ereignisse. Ähnlich verhält es sich mit den übrigen Schnitten, nach deren Anwendung ein weitgehend untergrundfreier ZEUS-Datensatz gewonnen ist, wie die im folgenden diskutierten Abbildungen bestätigen.

In den Abbildungen (5.6b) und (d) sowie (5.7) repräsentieren die Histogramme jeweils die auf die Ereignis-Anzahl des ZEUS-Datensatzes normierten Verteilungen der Monte-Carlo-Ereignisse, während das Symbol \bullet die entsprechenden Verteilungen der ZEUS-Ereignisse selbst bezeichnet. Auf den Ordinaten dieser Abbildungen ist jeweils die Anzahl der Ereignisse aufgetragen. Alle im folgenden diskutierten Verteilungen sind unter Anwendung des Schnitts $\rho > 90\%$ gewonnen worden. Die sehr gute Übereinstimmung beider Datensätze wird in allen genannten Darstellungen deutlich.

Anhand des Spektrums der invarianten Masse $M_{e\gamma}$ in Abb. (5.6b) läßt sich in bezug auf die mögliche Existenz angeregter Elektronen e^* nur wenig aussagen: Es sind keinerlei signifikante Abweichungen der ZEUS- von der Monte-Carlo-Verteilung erkennbar. Zumindest in dem abgedeckten Massenbereich $M_{e\gamma} \leq 40$ GeV ist folglich kein Hinweis auf die Existenz von e^* zu finden.

²Es sind nur Ereignisse mit 2 Clustern berücksichtigt; von den 111 Ereignissen mit 3 Clustern nach der Vorauswahl erfüllte keines sämtliche Auswahl-Kriterien.

Mit Abb. (5.7b) wird die bereits erwähnte Wirkung des Akoplanaritätsschnitts sichtbar: Bei $\psi = 5^\circ$ werden die Verteilungen auf relativ hohem Niveau abgeschnitten. Eine erhebliche Erhöhung dieses Schnitt-Parameters hätte merkliche Qualitätseinbußen des ZEUS-Datensatzes auch in den übrigen Verteilungen zur Folge; darum wird bei der schon angekündigten Abschätzung systematischer Fehler nur eine kleine Variation dieses Schnitts betrachtet werden.

Die Abbildungen (5.6a) bzw. (b) zeigen die Korrelation der Polarwinkel beider Compton-Cluster für den Monte-Carlo- bzw. den ZEUS-Datensatz. Auch hier ist eine qualitativ gute Übereinstimmung beider Verteilungen feststellbar. Die mehr als fünfmal so hohe Anzahl von Ereignissen im Monte-Carlo-Datensatz wird sichtbar. Außerdem fällt die scharfe Begrenzung der Verteilungen bei großen Polarwinkeln auf; sie ergibt sich unmittelbar aus der Anwendung des Strahlrohr-Ausschnitts ("□") und wird noch besser in Abb. (5.8) erkennbar. Sie zeigt die Auftrefforte von Elektron und Photon im RCAL für Monte-Carlo-Ereignisse (links) und für ZEUS-Ereignisse (rechts). Das gestrichelt eingezeichnete Quadrat mit dem diagonalen Kreuz bezeichnet wie schon in Abb. (4.3) die Strahlrohr-Lücke. Hier wie dort ist die hohe Konzentration der Cluster in unmittelbarer Nähe der Strahlröhre zu sehen, so daß auch im Falle des Strahlrohr-Ausschnitts Variationen des Schnitt-Parameters zur Abschätzung seines systematischen Einflusses auf die im folgenden behandelten Ergebnisse in Betracht zu ziehen sind.

Abb. (5.9) zeigt die LAZE-Darstellung eines typischen ZEUS-QEDC-Ereignisses: Beide Cluster, einer davon mit rekonstruierter Spur, befinden sich im RCAL, während die übrigen Kalorimeter-Komponenten i.w. frei von Energie-Depositionen sind (rechts). Die gegenüber den beiden isolierten elektromagnetischen Clustern verschwindende hadronische Aktivität ist auch im linken Teil der Abbildung klar erkennbar.

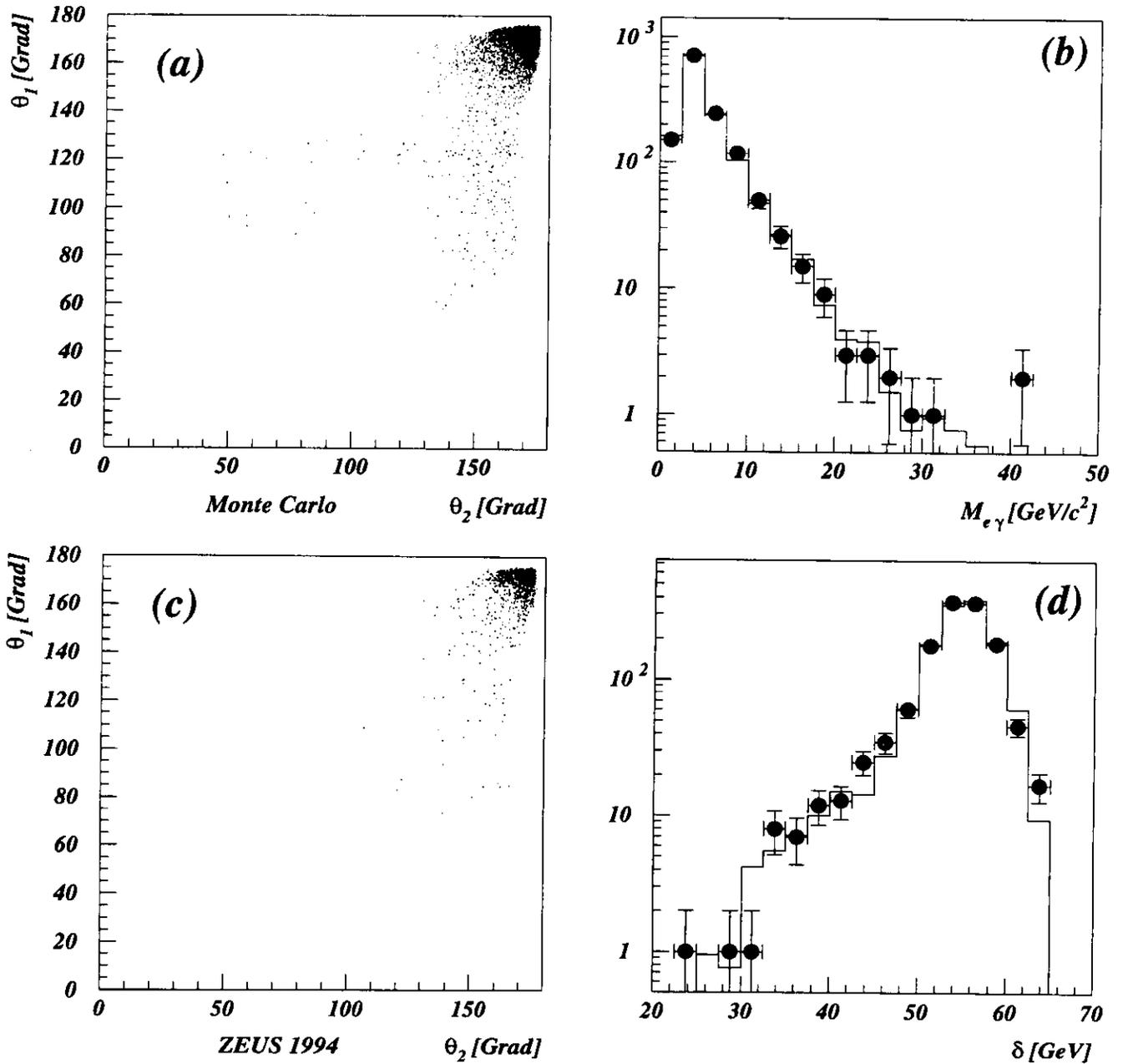


Abbildung 5.6: Gegenüberstellung von Polarwinkel-Korrelation (a,c), invarianter Masse (b) und δ (d) für ZEUS- (●) und Monte-Carlo-Ereignisse (□) (Erläuterungen im Text).

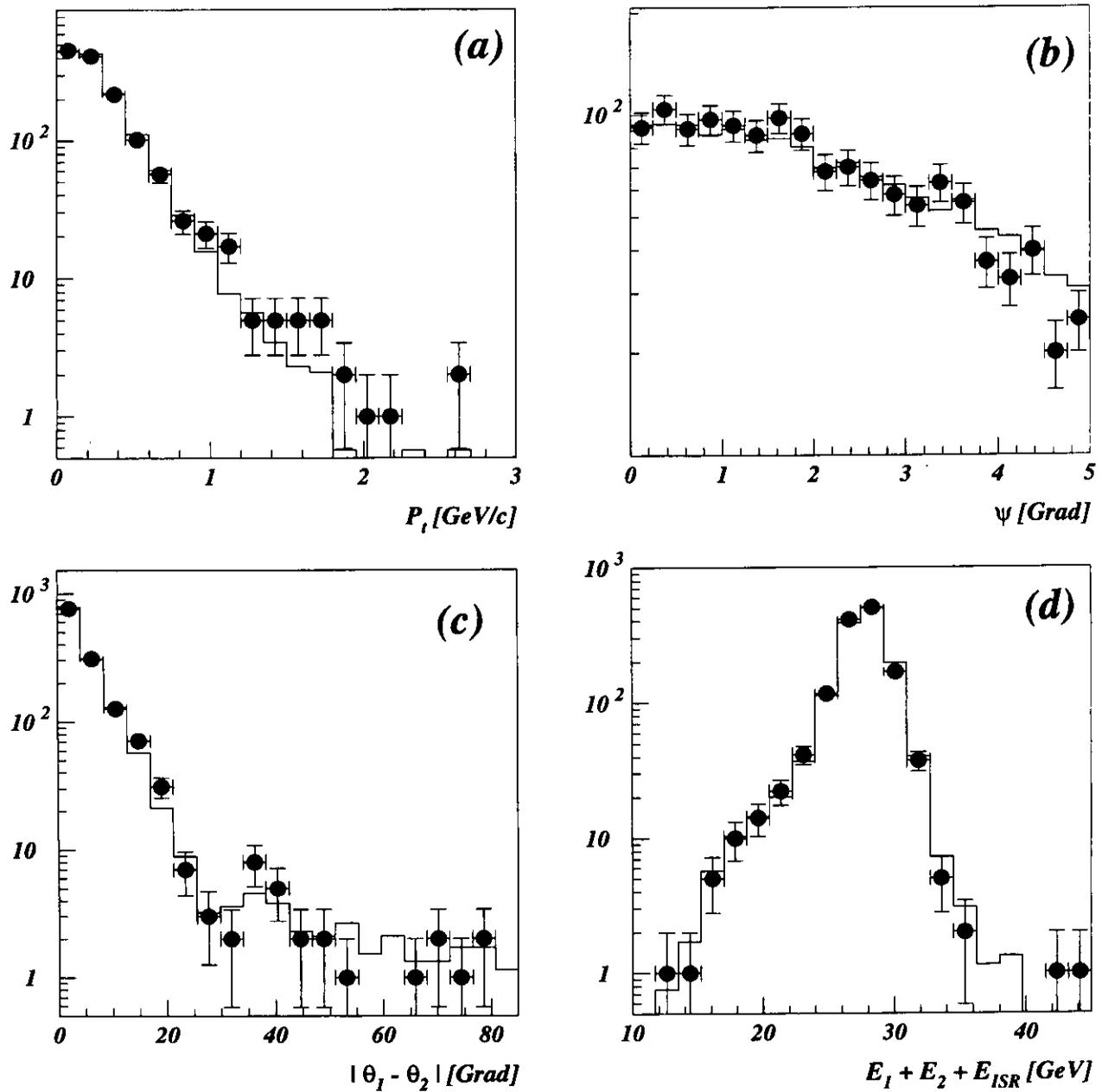


Abbildung 5.7: Gegenüberstellung von Gesamt-Transversalimpuls (a), Akoplanaritätswinkel (b), Polarwinkel-Differenz (c) und Energie-Summe (d) für ZEUS- (●) und Monte-Carlo-Ereignisse (□).

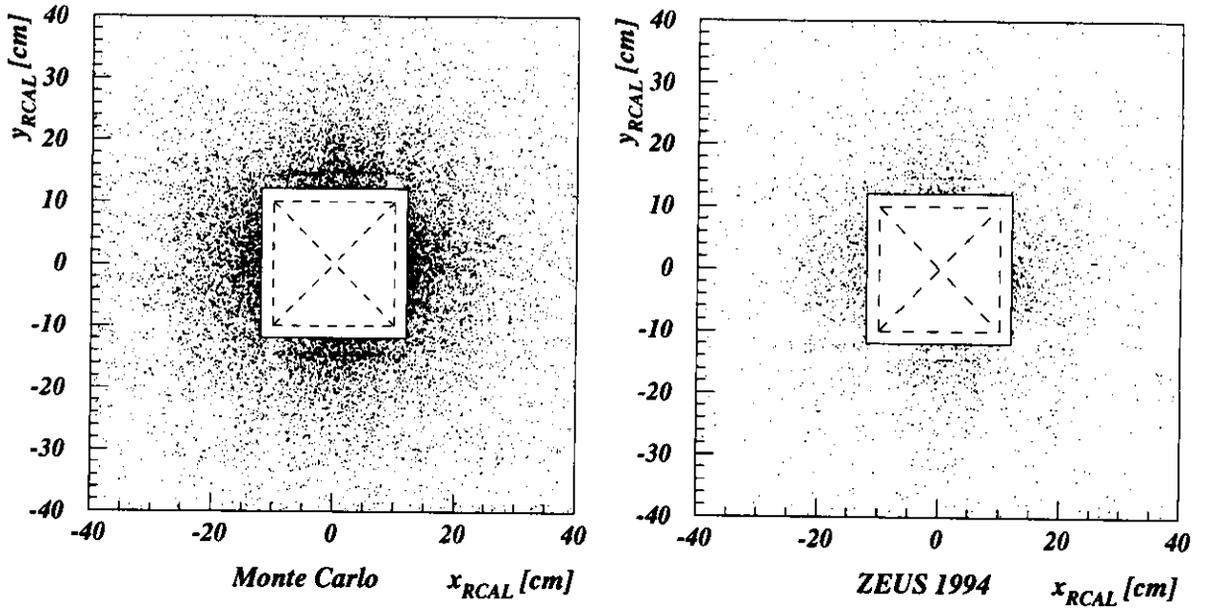


Abbildung 5.8: Verteilung der QEDC-Cluster im RCAL.

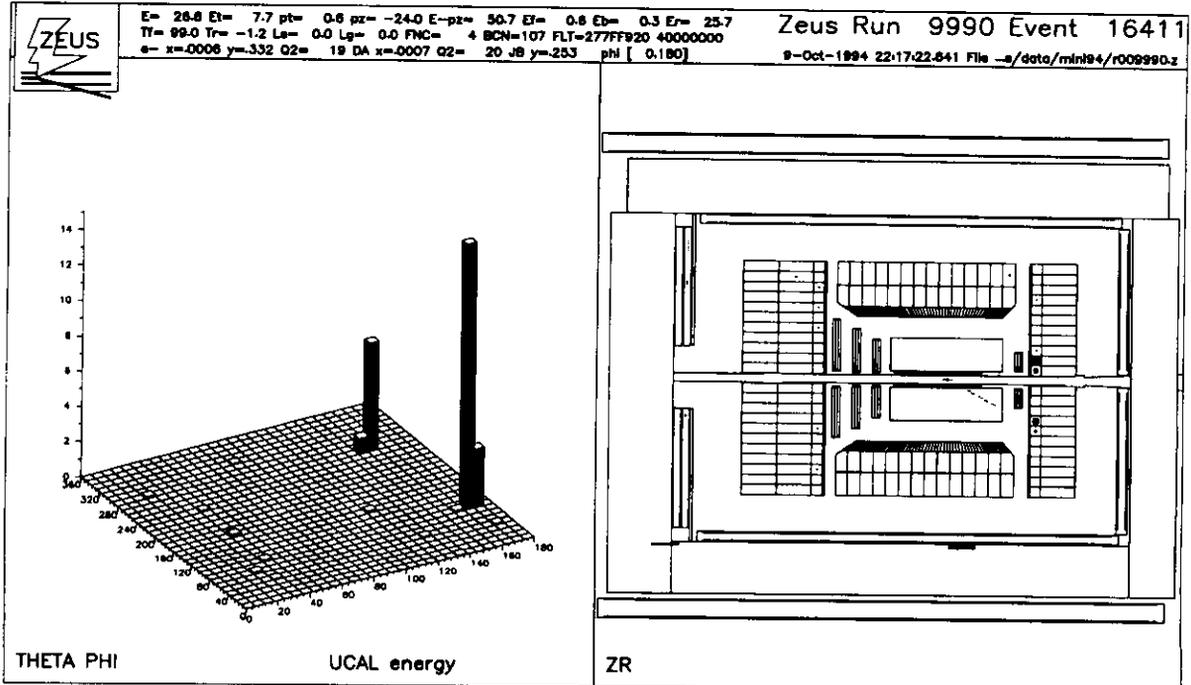


Abbildung 5.9: LAZE-Darstellung eines 1994er QEDC-Ereignisses.

5.3 Untergrund-Abschätzungen

Eine Verunreinigung des ZEUS-Datensatzes kann zustandekommen durch Ereignisse, die anderen Reaktions-Mechanismen zuzuordnen sind und dennoch (zufällig) die auf QEDC-Ereignisse ausgerichteten Auswahl-Kriterien erfüllen. Zur Abschätzung der Größenordnung dieser Beiträge zum ZEUS-Datensatz der QEDC-Ereignisse wurde die vollständige Ereignis-Auswahl des Abschnitts 5.1.3 auf Monte-Carlo-Datensätze anderer Reaktionen angewendet, nämlich der tiefunelastischen ep -Streuung sowie der Photoproduktion, die aufgrund ihrer z.T. sehr großen Wirkungsquerschnitte am ehesten als Quelle einer Verunreinigung in Frage kommen. Unter Zugrundelegung der ZEUS-Luminosität und der jeweils zugehörigen Wirkungsquerschnitte ergibt sich eine obere Grenze für die Verunreinigung des QEDC-Datensatzes von weniger als 2%.

Die Untersuchung eines mit COMPTON2.0 generierten Datensatzes inelastischer und resonanter QEDC-Ereignisse desselben, auch dem bisher betrachteten Datensatz elastischer Ereignisse zugrundeliegenden kinematischen Bereichs zeigt Resultate, die mit der erwähnten hohen Reinheit des elastischen Datensatzes verträglich sind. Hierbei muß beachtet werden, daß in der Simulation der hadronische Endzustand vollständig fehlt und daher der Schnitt auf die hadronische Energie E_{had} für die Monte-Carlo-Ereignisse keine vergleichbare Wirkung hat wie für die ZEUS-Ereignisse:

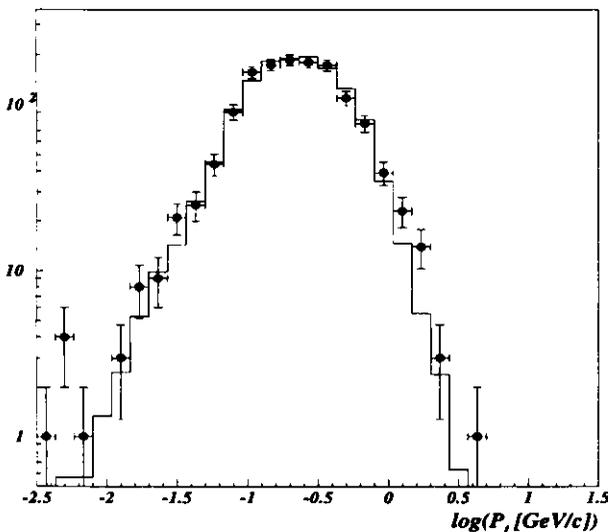


Abbildung 5.10: Logarithmierter Gesamt-Transversalimpuls des elektromagnetischen Systems für den ZEUS-Datensatz (●) und den Monte-Carlo-Datensatz elastischer QEDC-Ereignisse mit optimaler Beimischung nicht-elastischer Ereignisse (□) (Erläuterungen im Text).

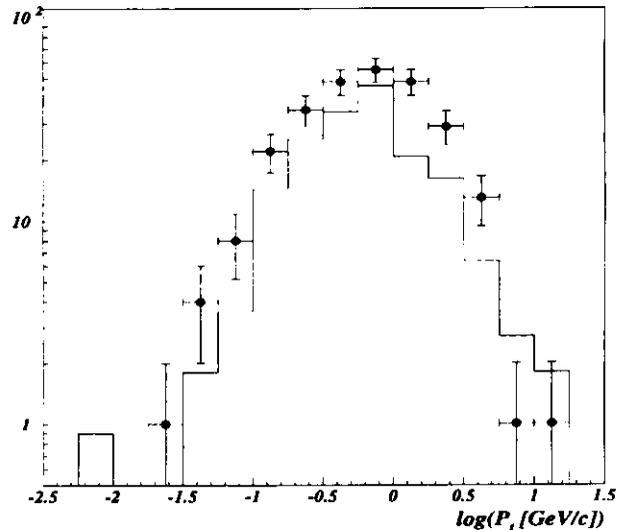


Abbildung 5.11: Darstellung wie in Abb. (5.10) jedoch für die ZEUS-Ereignisse mit $E_{had} > 2$ GeV (●) sowie für den auf die 1994er Luminosität normierten Monte-Carlo-Datensatz nicht-elastischer QEDC-Ereignisse.

In Abb. (5.10) ist der (Briggsche) Logarithmus des Gesamt-Transversalimpulses von Elektron

und Photon aufgetragen, und zwar für den mit $\varphi > 90\%$ gewonnenen ZEUS-Datensatz (\bullet) und den auf die Anzahl der ZEUS-Ereignisse normierten Monte-Carlo-Datensatz (\square), jeweils mit Anwendung des Schnitts auf die hadronische Energie. Der Monte-Carlo-Datensatz enthält eine Beimischung nicht-elastischer QEDC-Ereignisse, die so gewählt wurde, daß die Größe

$$\chi^2 := \sum_{i=1}^{30} \frac{(N_D^i - N_M^i)^2}{\sigma_i^2}$$

ein Minimum annimmt (Methode der kleinsten Quadrate, s. [BL93a]). Die Summe erstreckt sich dabei über die 30 Teilungen der Abszisse in Abb. (5.10), N_D^i und N_M^i sind die Anzahlen der ZEUS- bzw. der (normierten) Monte-Carlo-Ereignisse (inklusive nicht-elastischer Beimischung) im i -ten Intervall, und $\sigma_i \approx \sqrt{N_M^i}$ ist der Fehler der letztgenannten Anzahl. Die in der Abbildung dargestellte optimale Anpassung beider Verteilungen ist verträglich mit einer nicht-elastischen Verunreinigung des ZEUS-Datensatzes in der Größenordnung von $(0.6 \pm 0.6)\%$.

In Abb. (5.11) ist dieselbe Größe wie in Abb. (5.10) aufgetragen, hier für diejenigen ZEUS-Ereignisse, die bei Verzicht auf den Schnitt bzgl. der hadronischen Energie zusätzlich in den QEDC-Datensatz gelangen (\bullet) und für den Datensatz der unter denselben Bedingungen akzeptierten nicht-elastischen Monte-Carlo-Ereignisse (\square). Letzterer wurde auf die unter Zugrundelegung der 1994er ZEUS-Luminosität zu erwartende Anzahl normiert. Die i.a. gute Übereinstimmung der Form beider Verteilungen ist erkennbar, ebenso die positive Verschiebung des Mittelwerts gegenüber demjenigen in Abb. (5.10).

Nicht-elastische QEDC-Ereignisse, die die Bedingung $E_{had} > 2$ GeV (bzw. $E_{had} > 10$ GeV für Ereignisläufe oberhalb Nr. 10199) nicht erfüllten und somit zu einer Verunreinigung des ZEUS-Datensatzes elastischer QEDC-Ereignisse führten, würden im hier dargestellten ZEUS-Histogramm fehlen. Im Monte-Carlo-Datensatz wären sie dennoch enthalten, da hier der Schnitt auf E_{had} ohne Bedeutung ist (s.o.). Sofern dieses Defizit im ZEUS-Spektrum nicht durch Ereignisse anderer Untergrund-Reaktionen kompensiert würde, müßte folglich die Verteilung nicht-elastischer Monte-Carlo-Ereignisse die ZEUS-Verteilung übertreffen. Aus diesem Ansatz läßt sich anhand des Vergleichs der beiden Spektren eine Verunreinigung mit nicht-elastischen QEDC-Ereignissen abschätzen, die sich in Übereinstimmung mit der o.g. Größenordnung befindet.

Da, wie bereits erwähnt, aufgrund des fehlenden hadronischen Endzustandes in der Monte-Carlo-Simulation der Schnitt auf E_{had} für Monte Carlo keine vergleichbare Wirkung wie für die ZEUS-Ereignisse hat, läßt sich keine genauere quantitative Beurteilung der möglichen Verunreinigung letzterer mit nicht-elastischen Ereignissen treffen. Ebenso wenig sind eventuelle Akzeptanz-Einbußen für elastische Ereignisse infolge der Anwendung dieses Schnitts abzuschätzen. Mit einer in dieser Hinsicht überarbeiteten Version des Generator-Programms ließen sich diese Unsicherheiten wesentlich vermindern.

Kapitel 6

Überprüfung der Kalibrierung des ZEUS-Kalorimeters

6.1 Grundlagen

Zur Überprüfung der Kalibrierung des Rückwärts-Kalorimeters wird die Verteilung der Differenz aus der mit dem SRTD korrigierten Energie E und der aus den Energie-Winkel-Beziehungen der Gln. (3.5) und (3.6) berechneten Energie E_{EWB} für jeweils gleich große E_{EWB} -Intervalle betrachtet. Die Korrelation der beiden Energien ist in Abb. (6.1) für die ZEUS- (links) bzw. die Monte-Carlo-Ereignisse (rechts) zu sehen, wobei die senkrechten Linien die Intervallgrenzen bezeichnen und die Ursprungsgerade dem theoretischen Zusammenhang $E \equiv E_{EWB}$ entspricht.

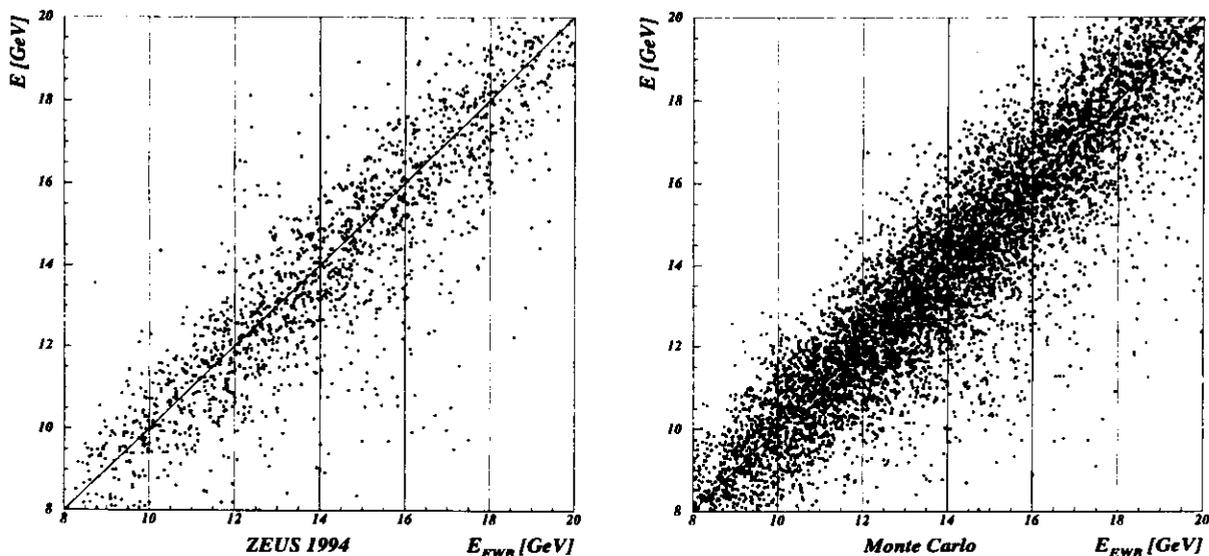


Abbildung 6.1: Korrelation der SRTD-korrigierten und der mit den Energie-Winkel-Beziehungen ("EWB") berechneten Energie.

In die Darstellung (6.1) sind jeweils aus allen Ereignissen des ZEUS- bzw. Monte-Carlo-Datensatzes nur diejenigen Cluster aufgenommen, die eine mit dem SRTD korrigierte Energie besitzen. Cluster ohne diese Korrektur bleiben unberücksichtigt, auch wenn sie über eine mit CORRELENE korrigierte Energie verfügen. Alle in diesem Kapitel behandelten Untersuchungen beziehen sich auf diese mit dem Schnitt $\varphi > 90\%$ gewonnenen Datensätze. Die Verteilungen in beiden Darstellungen der Abb. (6.1) sind mit dem Zusammenhang $E \equiv E_{\text{EWB}}$ verträglich: Die eingezeichneten Werte zeigen eine hohe Konzentration entlang der Ursprungsgeraden. Allerdings fällt eine z.T. große Streuung um diese Gerade, insbesondere in die untere Bild-Hälfte auf, also in den Bereich zu kleiner rekonstruierter Energien. Die Auswirkungen dieser Streuung auf die Güte der Energie-Rekonstruktion wird in diesem Kapitel näher untersucht werden.

Die Energie E wird aus der Korrektur der mit dem Kalorimeter gemessenen Energie E_{CAL} [GeV] unter Benutzung der im SRTD deponierten Energie E_{SRTD} gewonnen. Letztere wird in Einheiten der von minimal-ionisierenden Teilchen deponierten Energie [MIP] gemessen. Die Korrektur erfolgt nach [NG95] gemäß:

$$E = \frac{E_{\text{CAL}} - \alpha_0 - \alpha_1 \cdot E_{\text{SRTD}}}{\beta_0 + \beta_1 \cdot E_{\text{SRTD}}},$$

wobei α_0 , α_1 und β_0 Parameter sind und β_1 gemäß

$$\beta_1(E_{\text{SRTD}}) = \frac{1}{1000} \cdot \left[e^{(\delta_1 + \delta_2 \cdot E_{\text{SRTD}})} + e^{(\delta_3 + \delta_4 \cdot E_{\text{SRTD}})} \right]$$

mit den Konstanten δ_1 , δ_2 , δ_3 und δ_4 zur Berücksichtigung nicht-linearer Effekte des Zusammenhangs von E und E_{SRTD} parametrisiert wird.

An die Verteilung der Differenz $E - E_{\text{EWB}}$ wird eine Normalverteilung angepaßt, deren Mittelwert für jedes um die Energie E_{EWB} zentrierte Intervall die mittlere Abweichung der Energie E von der berechneten E_{EWB} liefert. Diese Abweichung, jeweils durch den Mittelwert des Energie-Intervalls dividiert, ergibt dann die *mittlere relative Energie-Abweichung*, $\Delta E/E$. Mit Hilfe dieser Größe wird die Güte der Kalibrierung des RCAL überprüft. Anhand der Gegenüberstellung dieser Abweichung mit der für die Monte-Carlo-Ereignisse analog definierten relativen Abweichung der Energie E_{EWB} von der generierten Energie E_{GEN} kann darüberhinaus die Qualität der berechneten Energie beurteilt werden.

Aus der Standardabweichung der an die Differenz-Verteilung von $E - E_{\text{EWB}}$ angepaßten Normalverteilung σ'_E gewinnt man für jedes Energie-Intervall die *mittlere relative Energie-Auflösung*, σ_E/E . Dabei ergibt sich σ_E unter Berücksichtigung der zu σ'_E analog aus der Verteilung von $E_{\text{EWB}} - E_{\text{GEN}}$ bestimmten Auflösung σ_{EWB} der berechneten Energie zu

$$\sigma_E = \sqrt{\sigma_E'^2 - \sigma_{\text{EWB}}^2}. \quad (6.1)$$

6.2 Ergebnisse

Die Verteilung der Differenz $E - E_{\text{EWB}}$ für die in Abb. (6.1) eingeführten sechs Unterteilungen des Energie-Bereichs zwischen 8 GeV und 20 GeV ist für die ZEUS-Ereignisse in Abb. (6.2) und für den Monte-Carlo-Datensatz in Abb. (6.3) gezeigt. Auf den Ordinaten ist jeweils die absolute Anzahl von Histogramm-Einträgen aufgetragen. Die Kurven geben die beste Anpassung der Normalverteilung wieder, deren Parameter in der oberen Hälfte jedes Diagramms angegeben sind. Die entsprechenden Verteilungen der Größe $E_{\text{EWB}} - E_{\text{GEN}}$ sind in Abb. (6.4) dargestellt. Sie zeigen nach der analog durchgeführten Anpassung monoton mit der Energie E_{EWB} abnehmende Standardabweichungen σ_{EWB} zwischen 0.5 GeV und 0.3 GeV. Diese Breiten sind, wie den Abbildungen (6.2) und (6.3) zu entnehmen ist, stets kleiner als diejenigen für die Differenz $E - E_{\text{EWB}}$, können jedoch nicht als vernachlässigbar betrachtet werden. Die Berechnung der Energie-Auflösung σ_E nach Gl. (6.1) trägt dieser Diskrepanz zwischen berechneter und wahrer Energie näherungsweise, d.h. unter Bezugnahme auf die Monte-Carlo-Simulation, Rechnung.

In Abb. (6.5) ist die mittlere relative Abweichung der SRTD-korrigierten von der berechneten Energie für den ZEUS- (●) bzw. den Monte-Carlo-Datensatz (○) als Funktion der berechneten Energie dargestellt. Zusätzlich ist für die Monte-Carlo-Ereignisse die relative Abweichung der berechneten von der generierten Energie aufgetragen (★). Die Fehler sind jeweils aus dem Fehler des Mittelwerts der Normalverteilungen der Abb. (6.2), (6.3) bzw. (6.4) bestimmt worden. Die dargestellte Größe $\Delta E/E$ ist dem Betrage nach stets kleiner als 2% (ZEUS) bzw. 1% (Monte Carlo), wobei für den ZEUS- und den Monte-Carlo-Datensatz eine ähnliche Energie-Abhängigkeit zu erkennen ist. Abgesehen von dem Intervall bei 17 GeV, in dem die Abweichung für die ZEUS-Ereignisse dem Betrage nach maximal ist, sind sämtliche Werte des ZEUS- und des Monte-Carlo-Datensatzes innerhalb ihrer Fehler miteinander verträglich. Die Darstellung der mittleren relativen Abweichung der berechneten von der generierten Energie spiegelt die Genauigkeit wider, mit der die Teilchen-Energie aus den gemessenen Polarwinkeln bestimmt werden kann: Abgesehen von kleinen Energien, bei denen diese Abweichung unter 1% bleibt, ist sie deutlich kleiner als 0.5%.

In Abb. (6.6) ist die mittlere relative Energie-Auflösung σ_E/E als Funktion der Energie E_{EWB} für den ZEUS- (●) und den Monte-Carlo-Datensatz (○) dargestellt. Die für die Monte-Carlo-Ereignisse gestrichelt, für die ZEUS-Ereignisse durchgezogen eingezeichnete Kurve folgt aus der besten Anpassung der Funktion

$$f(E) = \frac{A}{\sqrt{E}}. \quad (6.2)$$

Die Werte des Parameters A und seines Fehlers sind

$$\text{für ZEUS 1994: } A = (25.6 \pm 0.8)\% \cdot \sqrt{E} [\text{GeV}],$$

$$\text{für Monte Carlo: } A = (26.8 \pm 0.3)\% \cdot \sqrt{E} [\text{GeV}].$$

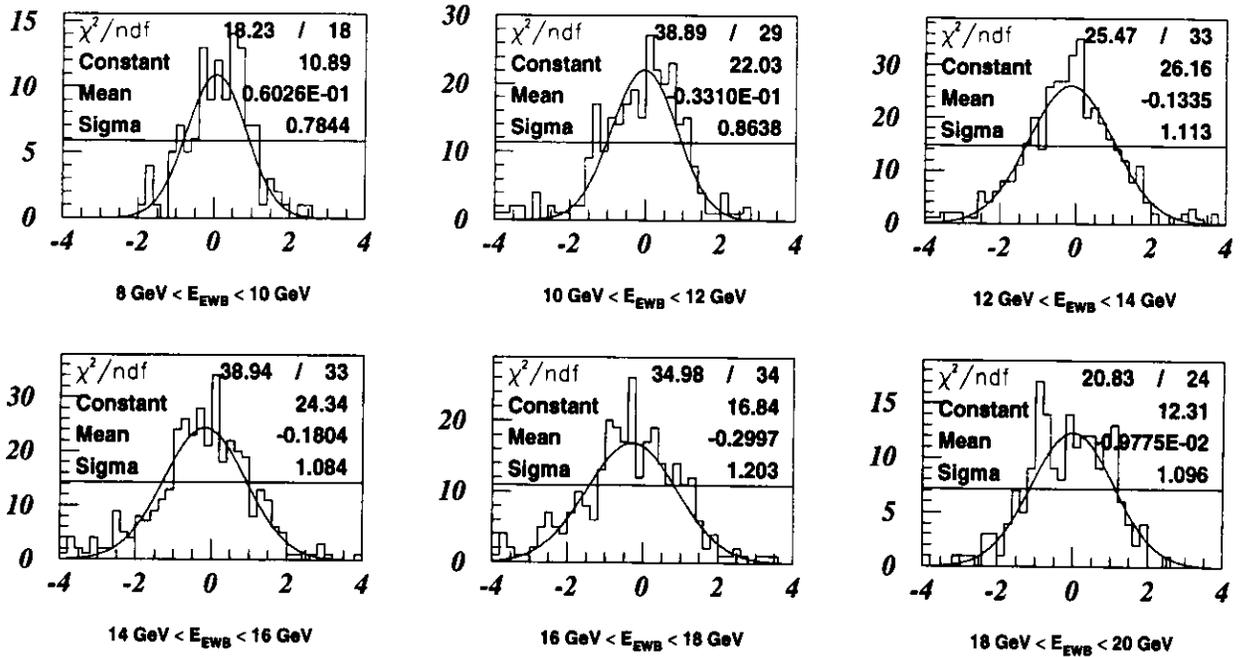


Abbildung 6.2: Verteilung der Energie-Differenz $E - E_{EWB}$ in verschiedenen Intervallen der berechneten Energie E_{EWB} (ZEUS 1994).

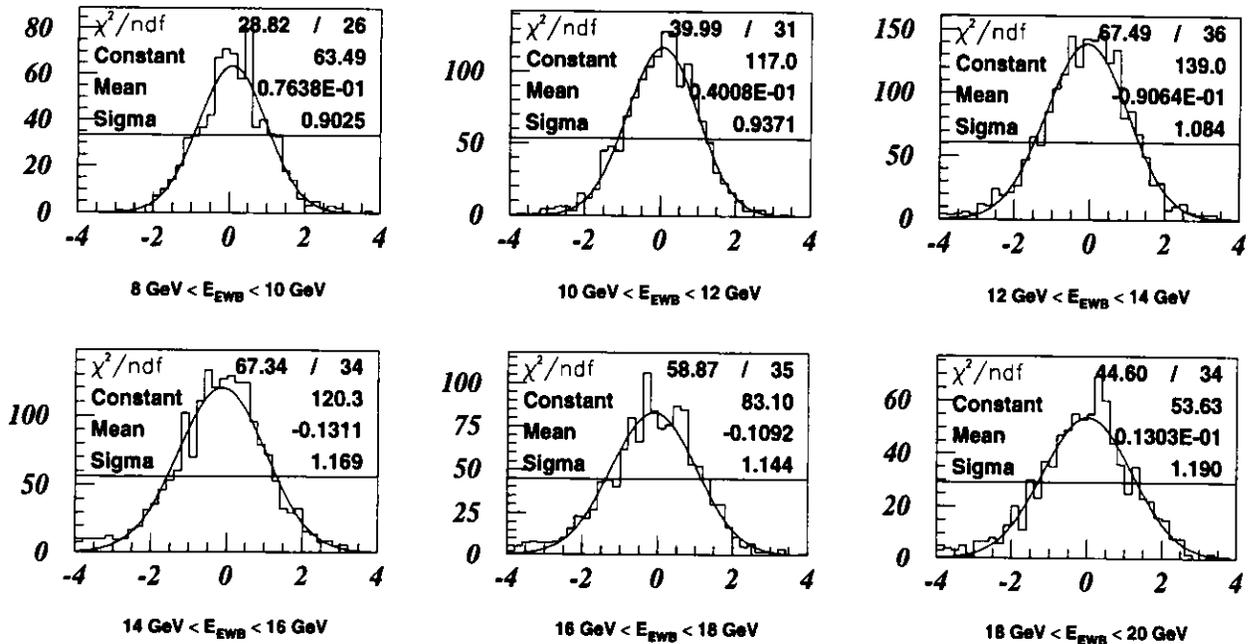


Abbildung 6.3: Verteilung der Energie-Differenz $E - E_{EWB}$ in verschiedenen Intervallen der berechneten Energie E_{EWB} (Monte Carlo).

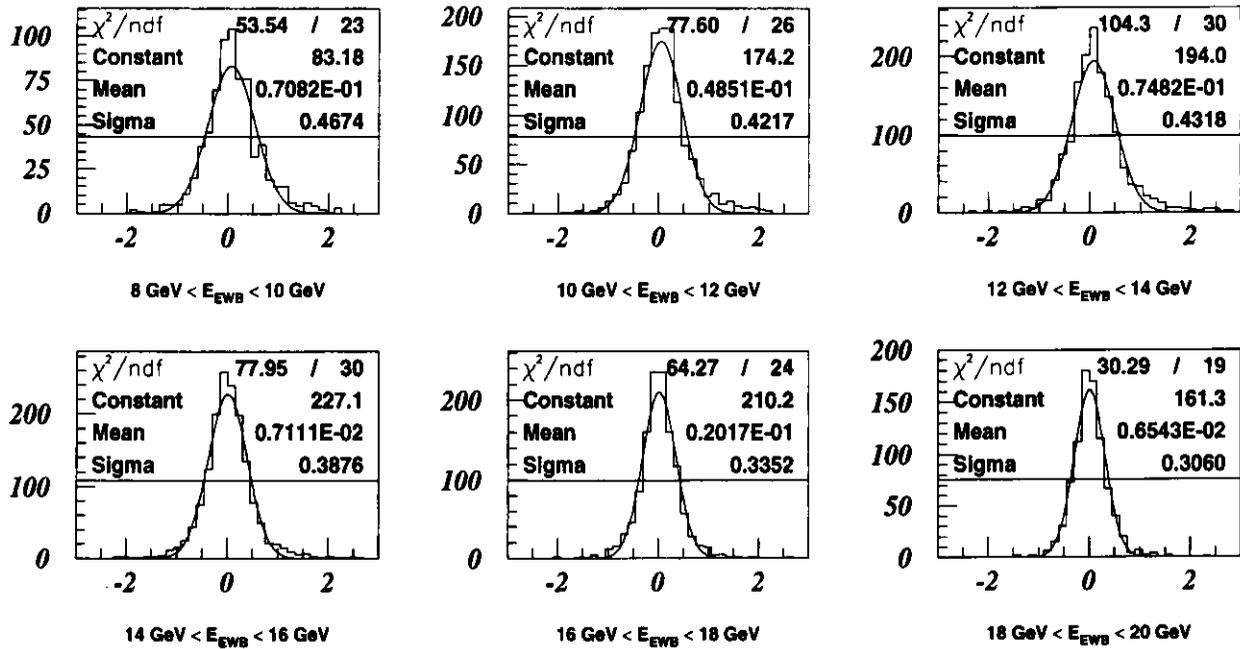


Abbildung 6.4: Verteilung der Energie-Differenz $E_{EWB} - E_{GEN}$ in verschiedenen Intervallen der berechneten Energie E_{EWB} (Monte Carlo).

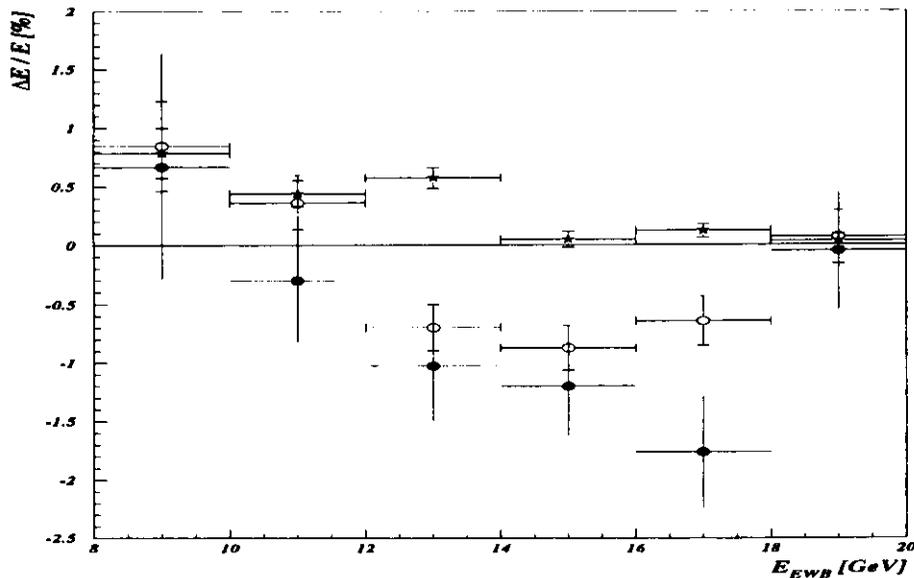


Abbildung 6.5: Mittlere relative Energie-Abweichung für ZEUS- (●) bzw. Monte-Carlo-Ereignisse (○) sowie für die Energie-Winkel-Beziehungen (★) (Erläuterungen im Text).

Der aus der Theorie der elektromagnetischen Schauerentwicklung hervorgehende Zusammenhang $\sigma_E/E \propto 1/\sqrt{E}$ ist nur bedingt erfüllt, wobei die Fehler des Parameters A jeweils mit 3% (ZEUS) bzw. 1% (Monte Carlo) verhältnismäßig klein sind. Die Größenordnung von A liegt jeweils im Rahmen dessen, was aus anderen Messungen (s. [DE95a]) der Energie-Auflösung bekannt ist, nämlich $\sigma_E/E \simeq 26\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Es fällt ein deutlicher Unterschied zwischen ZEUS- und Monte-Carlo-Ergebnissen auf:

Während die angepaßte Kurve und die für Monte Carlo bestimmten Werte einen konsistenten Verlauf gegenüber der Energie aufweisen, liegen die aus dem ZEUS-Datensatz ermittelten Werte bei niedrigen Energien erheblich unter der Kurve. Diese Werte sind dabei mit einem verhältnismäßig großen Fehler von bis zu 17% behaftet. Eine Beurteilung dieser Abweichung zwischen ZEUS- und Monte-Carlo-Ergebnissen ist daher schwierig. Bei höheren Energien ist die Übereinstimmung besser, und zwar sowohl zwischen den aus Gl. (6.2) berechneten und den aus dem ZEUS-Datensatz bestimmten Werten als auch zwischen ZEUS und Monte Carlo.

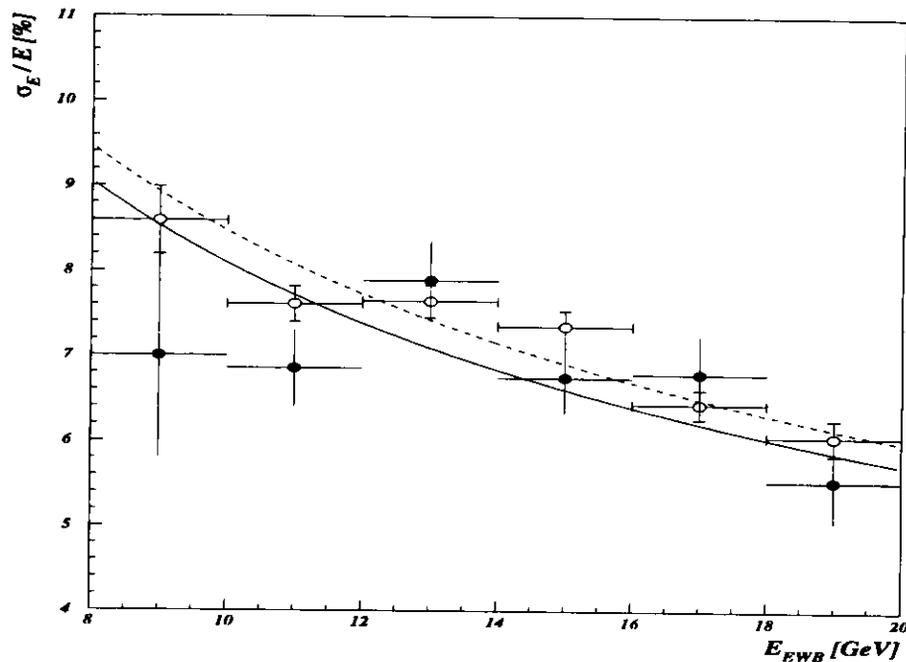


Abbildung 6.6: Mittlere relative Energie-Auflösung des RCAL aus dem ZEUS- (•) und aus dem Monte-Carlo-Datensatz (◦). Die Kurven geben die Anpassung der Funktion $f(E)$ nach Gl. (6.2) für ZEUS (durchgezogen) und für Monte Carlo (gestrichelt) wieder.

Kapitel 7

Effizienzbestimmungen für den Elektron-Finder SINISTRA

7.1 Elektron-Finder-Effizienz \mathcal{E}

Zur Bestimmung der Effizienz des Elektron-Finders SINISTRA ist es erforderlich, in den ZEUS-Daten einen Satz eindeutig identifizierter elektromagnetischer Cluster zu isolieren, um sie dem neuronalen Netz als Test-Objekte zuzuführen. Wegen der sicheren Identifizierung der QEDC-Ereignisse (s. Abschnitt 5.3) bieten sich die beiden Compton-Cluster prinzipiell zu diesem Zweck an. Für die Isolierung des Testsatzes dürfen ausschließlich die kinematischen Auswahl-Kriterien angewendet werden; die Anwendung von Schnitten auf typische Eigenschaften elektromagnetischer Cluster, etwa auf die Gestalt des Schauerprofils, also die Anwendung eines Algorithmus zur Cluster-Identifizierung, ist zu vermeiden. Wie sich zeigt, führt diese so eingeschränkte Ereignis-Auswahl im Gegensatz zu der vollständigen Auswahl des Kapitels 5 auf einen von Untergrund-Ereignissen stärker belasteten ZEUS-Datensatz. Die im folgenden beschriebene Methode zur Effizienzbestimmung wird darum wesentlich auf die Reduzierung dieses Untergrundes ausgerichtet sein.

7.1.1 Grundlagen

Die hier behandelte Methode geht, wie eingangs erwähnt, zunächst von einem allein unter Anwendung der kinematischen Auswahl-Kriterien, also von dem unter Verzicht auf die Beschränkung der SINISTRA-Wahrscheinlichkeit φ gewonnenen Datensatz aus. Um Beeinträchtigungen der Effizienzbestimmung durch Randeffekte im Übergangsbereich zwischen BCAL und RCAL zu vermeiden, wird hinsichtlich der Auftreffpositionen der Cluster mit den Koordinaten x und y verlangt, daß

$$r := \sqrt{x^2 + y^2} < 120 \text{ cm} .$$

Zur Unterdrückung eines Teils des o.g. Untergrundes wird für die ZEUS-Ereignisse in bezug auf den mittleren Zeitpunkt der Energie-Deposition im RCAL, T_{RCAL} , gefordert, daß die Bedingung

$$T_{\text{RCAL}} < 2 \text{ ns}$$

erfüllt ist. Damit wird Übereinstimmung mit der T_{RCAL} -Verteilung des *Standard-Datensatzes* hergestellt, der in Kapitel 5 unter Einbeziehung des Schnitts $\varphi > 90\%$ bzgl. beider Cluster gewonnenen wurde.

Zur weiteren Unterdrückung von Untergrund wird verlangt, daß die zur Effizienzbestimmung herangezogenen Ereignisse mindestens einen Cluster mit $\varphi > 90\%$ aufweisen. Die Gesamtzahl dieser Ereignisse sei im folgenden mit N_0 bezeichnet. Legt man nun für den zweiten, den *fraglichen* Compton-Cluster hinsichtlich φ eine gewisse untere Schranke φ_{min} fest, so ist die Effizienz \mathcal{E} das Verhältnis aus der Anzahl derjenigen Ereignisse, für die dieser Cluster oberhalb der Schranke liegt (N), und der Gesamtzahl N_0 . In solchen Fällen, in denen beide Cluster die Bedingung $\varphi > 90\%$ erfüllen, wird durch zufällige Auswahl der fragliche Cluster bestimmt. Es werden als Schranken für φ die Werte $\varphi_{\text{min}} = 90\%$, 80% und 70% untersucht.

Die Forderung nach der Existenz mindestens eines Clusters mit $\varphi > 90\%$ steht durchaus nicht im Widerspruch zu der zu Beginn des Kapitels erwähnten Notwendigkeit, auf Schnitte bzgl. charakteristischer Größen elektromagnetischer Cluster zu verzichten: Da die SINISTRA-Wahrscheinlichkeiten der beiden Cluster als statistisch unabhängig voneinander betrachtet werden dürfen, wird durch diese zusätzliche Einschränkung der Datensätze die Verteilung der SINISTRA-Wahrscheinlichkeit des fraglichen Clusters in keiner Weise beeinflusst. Verlangt man also, daß die Größe φ für mindestens einen Cluster in einem Intervall $\Delta\varphi$ um den Wert φ_0 liegt, so bleibt die *Form* der φ -Verteilung des anderen Clusters unabhängig von der Wahl von $\Delta\varphi$ und φ_0 .

Die mit dem ISLAND-Algorithmus als Cluster identifizierten Kalorimeter-Objekte sind nicht a priori klassifiziert, d.h., es liegt keine Identifizierung des Clusters als "Elektron", "Myon", "Hadron", "Jet" o.ä. vor. Somit ist die nach der hier behandelten Methode gefundene Aussage über \mathcal{E} allein auf die Cluster-Identifizierung mit SINISTRA bezogen.

Eine Unterscheidung von Elektronen und Photonen wird bei dieser Methode nicht vorgenommen. Sie ist zwar prinzipiell möglich, nämlich durch Betrachtung nur solcher Ereignisse mit einer zum fraglichen Cluster zugehörigen Spur; die damit verbundene Beschränkung der Datensätze führt jedoch zu einem derart niedrigen Wert von N_0 , daß eine energieabhängige Bestimmung von \mathcal{E} nicht mehr mit hinreichend geringem statistischem Fehler durchgeführt werden kann. Lediglich zur Überprüfung der Unabhängigkeit von \mathcal{E} von dieser Unterscheidung der Photon- und Elektron-Cluster wird exemplarisch für den Schnitt $\varphi > 90\%$ die Effizienz auch auf diese Weise bestimmt.

Eine zusätzliche Abschätzung möglicher Unterschiede von Elektron- und Photon-Finder-Effizienz wird anhand der für den Monte-Carlo-Datensatz auf Generator-Niveau möglichen Identifizierung der beiden Teilchen vorgenommen.

7.1.2 Untergrund-Betrachtungen

Die Verteilung der Größe φ des fraglichen Clusters nach Anwendung aller im vorangehenden Abschnitt genannten Auswahl-Kriterien ist in Abb. (7.1) angegeben. Das Histogramm (\square) stellt die auf die Anzahl der ZEUS-Ereignisse (\bullet) normierte Verteilung der Monte-Carlo-Cluster dar.

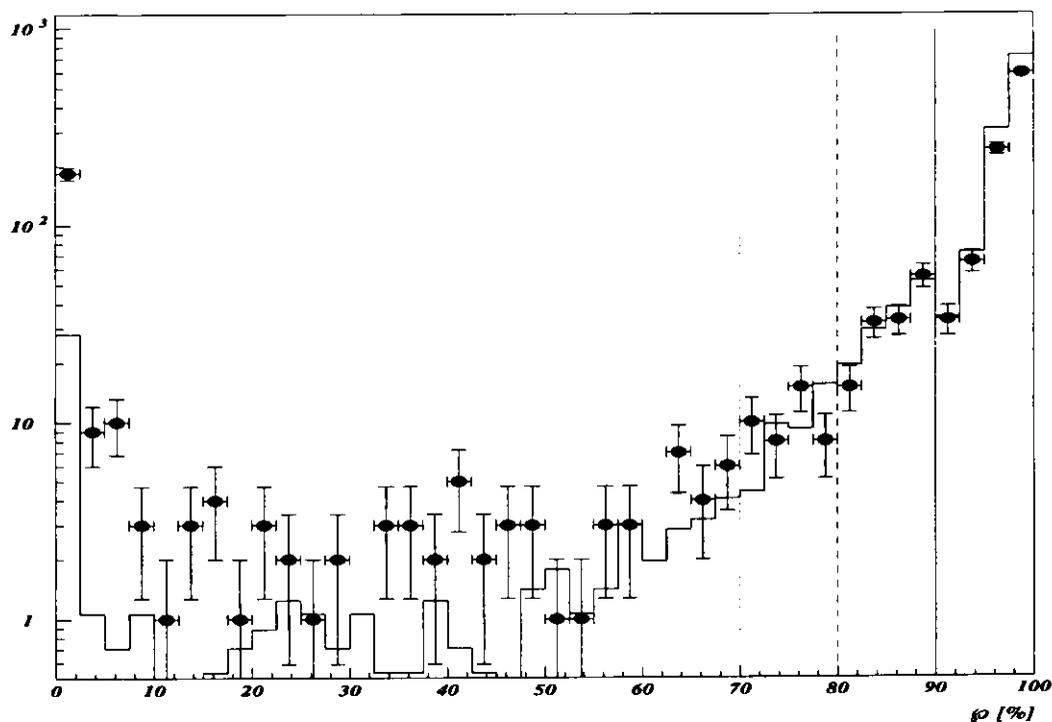


Abbildung 7.1: Verteilung der SINISTRA-Wahrscheinlichkeit für den ZEUS- (●) und den Monte-Carlo-Datensatz (□) (Erläuterungen im Text).

Die drei senkrechten Linien deuten die in diesem Kapitel untersuchten Schnitte auf φ an. Beide Verteilungen zeigen im Bereich großer SINISTRA-Wahrscheinlichkeiten gute Übereinstimmung, hingegen bei kleinen Werten ist nicht nur die Anzahl der Cluster wider Erwarten recht groß, die Verteilungen weichen hier auch stärker voneinander ab. Die Zunahme der Cluster-Zahl zu kleinen Werten von φ hin hat für ZEUS- und Monte-Carlo-Ereignisse unterschiedliche Ursachen:

Im Bereich $\varphi < 10\%$ befinden sich die fraglichen Monte-Carlo-Cluster (etwa 2% aller Ereignisse) vornehmlich in jeweils etwa 2 cm breiten, unmittelbar links bzw. rechts an den Strahlrohr-Ausschnitt angrenzenden Streifen, die sich entlang der Begrenzungen des zentralen RCAL-Moduls nach oben und unten (in y -Richtung) fortsetzen. Ein Vergleich mit den Generator-Daten der Cluster in Strahlrohr-Nähe zeigt, daß die generierte Auftreffposition überwiegend innerhalb des Strahlrohr-Ausschnitts liegt. Somit sind diese Ereignisse vermutlich aufgrund der ohne SRTD-Korrektur nicht ausreichend gut bestimmten Position in den ausgewählten Datensatz gelangt. Ihre niedrige SINISTRA-Wahrscheinlichkeit ist dabei auf die elektron-untypische Verteilung der Cluster-Energie zurückzuführen, die für ein vom Strahlrohr her in das RCAL eindringendes elektromagnetisches Teilchen eine überproportional große Deposition in der HAC-Sektion aufweist. Eine entsprechende Deutung für das Auftreten der weiter vom Strahlrohr entfernten Cluster konnte nicht gefunden werden. Ihre Existenz deutet auf ein allgemeiner mit den Rändern des zentralen RCAL-Moduls zusammenhängendes Problem hin und wird möglicherweise auf Unzulänglichkeiten der Detektor-Simulation zurückzuführen sein.

Für die betreffenden ZEUS-Ereignisse (etwa 15% aller Ereignisse) zeigen deren fragliche Cluster mit $\varphi < 10\%$, obwohl sie mit dem zweiten zusammen sämtliche compton-spezifischen Auswahl-Kriterien erfüllen, alle Anzeichen einer hadronischen Identität: Ihre Energie-Deposition ist in transversaler wie in longitudinaler Richtung überdurchschnittlich weit ausgedehnt. Eine räumliche Lokalisierung dieser Ereignisse im RCAL wie für Monte Carlo ist hier nicht möglich. Dies kann als Indiz dafür gewertet werden, daß das Auftreten der problematischen Ereignisse im Monte-Carlo-Datensatz i.w. ein Artefakt der Simulation ist; eine Erklärung dieser Diskrepanz zwischen ZEUS-Daten und Monte-Carlo-Simulation kann jedoch nicht gegeben werden.

Die Untersuchung von Monte-Carlo-Ereignissen anderer Reaktions-Mechanismen (tiefunelastische ep -Streuung und Photoproduktion) brachte hinsichtlich dieser Verunreinigung des ZEUS-Datensatzes keinen Aufschluß; lediglich eine obere Grenze der von diesen Prozessen herrührenden Verunreinigung in der Größenordnung von etwa 2% ließ sich aus diesen Betrachtungen ableiten. Die offenkundig hadronische Identität der fraglichen ZEUS-Cluster schließt darüberhinaus aus, daß es sich bei den problematischen ZEUS-Ereignissen um eine Verunreinigung durch nicht-elastische QEDC-Ereignisse handelt. Deren Beitrag zum Untergrund im ZEUS-Datensatz wurde in derselben Weise wie in Abschnitt 5.3 abgeschätzt und kann mit maximal $(0.8 \pm 0.8)\%$ als vernachlässigbar klein betrachtet werden.

Die für den ZEUS-Datensatz im Vergleich zu Monte Carlo überproportional hohe Anzahl von fraglichen Clustern im Bereich sehr geringer SINISTRA-Wahrscheinlichkeiten läßt den Schluß zu, daß im ZEUS-Datensatz dieser φ -Bereich besonders stark von Untergrund belastet ist. Zu seiner Abtrennung werden im folgenden zwei verschiedene Ansätze diskutiert:

- Geht man davon aus, daß die Monte-Carlo-Cluster mit geringer SINISTRA-Wahrscheinlichkeit, wie bereits vermutet wurde, i.w. als Artefakt der Simulation zu verstehen sind, so darf die Anwendung des Schnitts

$$\varphi > 1\%$$

auf den fraglichen Cluster als geeignetes Mittel zu seiner Entfernung angesehen werden: Es geht dadurch für den Monte-Carlo-Datensatz ein Großteil der Ereignisse mit den beschriebenen Eigenschaften, $(80 \pm 3)\%$ der Ereignisse mit $\varphi < 10\%$, verloren. Eine geringfügige Erhöhung bzw. Absenkung dieses Schnitt-Parameters um $\Delta\varphi = 0.5\%$ ändert dieses Resultat nur unwesentlich, wie die angegebene systematische Schwankung erkennen läßt.

Auf den ZEUS-Datensatz übertragen, bedeutet dieser Ansatz, daß nunmehr alle Ereignisse mit fraglichen Clustern im Bereich $\varphi < 1\%$ als Untergrund angesehen werden dürfen und folglich durch Anwendung desselben Schnitts zu entfernen sind. Die resultierende Reduzierung der Zahl der Ereignisse mit $\varphi < 10\%$ im ZEUS-Datensatz beträgt etwa $(80 \pm 5)\%$. Die Gesamtzahl somit noch vorhandener Ereignisse sei mit N'_0 bezeichnet. Dieser Ansatz wird im folgenden *1%-Methode* genannt.

- Sieht man hingegen von einer Interpretation der fraglichen Monte-Carlo-Cluster im Bereich niedriger SINISTRA-Wahrscheinlichkeiten ab, so muß davon ausgegangen werden, daß es auch im ZEUS-Datensatz elastische QEDC-Ereignisse mit fraglichen Clustern bei kleinen Werten von φ gibt. Ein Schnitt auf die Größe φ selbst ist folglich nicht möglich, und es

müssen sämtliche Cluster mit $\varphi \geq 0\%$ in beiden Datensätzen verbleiben, d.h., es ist $N'_0 \equiv N_0$. Analog zu obigem Ansatz soll dieser Ausgangspunkt zu der im weiteren behandelten statistischen Untergrund-Subtraktion als *0%-Methode* bezeichnet werden.

Zur Abschätzung des nach allen bisher getroffenen Maßnahmen im ZEUS-Datensatz verbliebenen Untergrundes wird für beide Methoden wie folgt verfahren: Der Vergleich der Energie-Spektren der fraglichen Cluster für den ZEUS- und den Monte-Carlo-Datensatz, wie er für die beiden Methoden in Abb. (7.2) zu sehen ist, zeigt jeweils grundsätzlich gute Übereinstimmung der Form der Verteilungen im Bereich hoher Energien (etwa oberhalb des Maximums). Unter der somit begründeten Annahme der vernachlässigbar geringen Verunreinigung des ZEUS-Datensatzes im Energie-Bereich oberhalb etwa 13 GeV wird die Energie-Verteilung der fraglichen Cluster im Monte-Carlo-Datensatz an die entsprechende Verteilung des ZEUS-Datensatzes so angepaßt, daß in diesem Energie-Bereich nach der Methode der kleinsten Quadrate eine optimale Übereinstimmung beider Verteilungen vorliegt. Aus den Abweichungen beider Verteilungen unterhalb 13 GeV wird dann die Zahl von Untergrund-Ereignissen im ZEUS-Datensatz abgeschätzt.

Bei Variationen der angenommenen Grenze der Verunreinigung von 13 GeV auf 12 GeV bzw. auf 14 GeV zeigt dieses Verfahren der Untergrund-Abschätzung lediglich geringe Änderungen des Ergebnisses innerhalb des aus der Unsicherheit der Anpassung folgenden statistischen Fehlers. Auch die Absenkung der Anpassungsgrenze auf 10 GeV (1%-Methode) bzw. auf 11 GeV (0%-Methode) sowie ihre Anhebung auf 16 GeV führt im Mittel zu keinen über den statistischen Fehler hinausgehenden Änderungen. Diese Variationen werden zur Abschätzung des systematischen Fehlers dieser Methode der Untergrund-Bestimmung benutzt.

Das hier beschriebene Verfahren setzt voraus, daß die Energie-Verteilungen der fraglichen Cluster der elastischen QEDC-Ereignisse im ZEUS- und im Monte-Carlo-Datensatz über den gesamten Energie-Bereich dieselbe Form besitzen. Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme, daß die Einschränkung der Datensätze auf solche Ereignisse mit mindestens einem Cluster über $\varphi = 90\%$ eine Reduktion der Ereigniszahl mit sich bringt, deren Verhältnis für den ZEUS- und den Monte-Carlo-Datensatz unabhängig von der Energie des fraglichen Clusters ist. Die Verunreinigung des ZEUS-Datensatzes selbst verhindert eine Überprüfung dieser Annahme; die, von statistischen Fluktuationen abgesehen, gute Übereinstimmung der Verteilungen oberhalb der Anpassungsgrenze soll im folgenden als Rechtfertigung des Verfahrens genügen.

In Abb. (7.2) ist das Ergebnis des Anpassungsverfahrens für die 0%- bzw. die 1%-Methode dargestellt: Das Symbol \bullet bezeichnet jeweils die Energie-Verteilung der fraglichen Cluster im ZEUS-Datensatz, während \circ die oberhalb 13 GeV angepaßte Monte-Carlo-Verteilung beschreibt. Die Differenz beider Histogramme für Energien unterhalb 13 GeV, dargestellt durch das Symbol \star , die im folgenden als Verteilung der Untergrund-Ereignisse angesehen wird, weist z.T. starke, aus den statistischen Schwankungen der Cluster-Energien resultierende Diskontinuitäten auf. Für die Korrektur der Gesamtzahl fraglicher Cluster N'_0 im ZEUS-Datensatz durch Subtraktion dieses Untergrundes wird zur Vermeidung einer Fortpflanzung dieser Diskontinuitäten in die Effizienzbestimmung eine "Glättung" der Untergrund-Verteilung mit Hilfe einer linearen Regression vorgenommen. Die eingezeichnete Gerade zeigt das Ergebnis dieses Verfahrens. Das schraffierte Histogramm gibt zum Vergleich die Energie-Verteilung der potentiell stark von Untergrund belasteten Region $\varphi < 10\%$ des ZEUS-Datensatzes an.

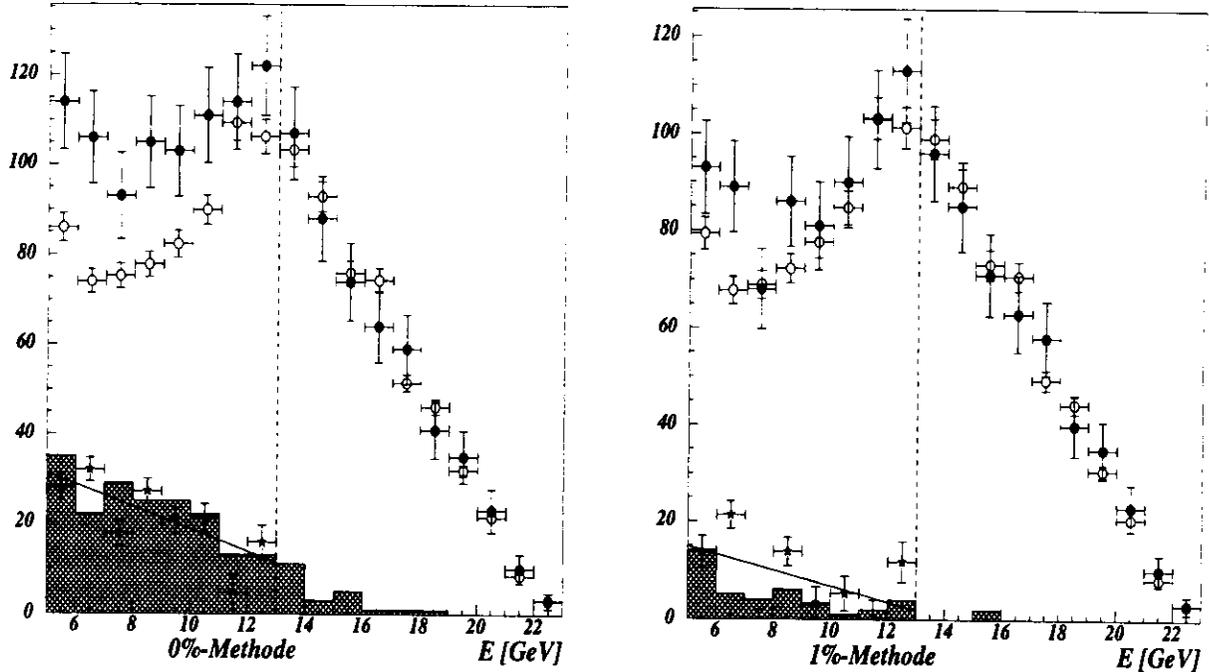


Abbildung 7.2: Energie-Verteilung der fraglichen Cluster des ZEUS-Datensatzes (\bullet) und des oberhalb 13 GeV angepassten Monte-Carlo-Datensatzes (\circ) für die 0%- und die 1%-Methode. Das mit dem Symbol \star bezeichnete Histogramm gibt die Verteilung der Differenz beider Verteilungen unterhalb 13 GeV an; die Gerade beschreibt den "geglätteten" Verlauf dieser Differenz; das schraffierte Histogramm zeigt die Verteilung der ZEUS-Cluster mit $0\% < \varphi < 10\%$ (0%-Methode) bzw. $1\% < \varphi < 10\%$ (1%-Methode) (Erläuterungen im Text).

Die auf diese Weise abgeschätzte und entsprechend des Verlaufs der angepassten Geraden subtrahierte Anzahl von Untergrund-Ereignissen im ZEUS-Datensatz beträgt, bezogen auf die Gesamtzahl N_0 , $(12 \pm 1 \text{ (stat.)} \pm 1 \text{ (syst.)})\%$ (0%-Methode, $N'_0 \equiv N_0$) bzw. $(5 \pm 1 \text{ (stat.)} \pm 1 \text{ (syst.)})\%$ (1%-Methode). Für die letztgenannte Methode beträgt die Gesamt-Reduktion, bezogen auf N_0 , $(17 \pm 1 \text{ (stat.)} \pm 1 \text{ (syst.)})\%$. Diese Diskrepanz zwischen den jeweils auf N_0 bezogenen Raten der nach den beiden Methoden abgetrennten Ereignisse hat i.w. zwei Ursachen:

- Zum einen liegt bei der 0%-Methode ein Teil der Cluster mit $\varphi < 1\%$ oberhalb der Anpassungsgrenze von 13 GeV (ZEUS: 12%, Monte Carlo: 10%), der folglich die Anpassung der Monte-Carlo- an die ZEUS-Verteilung der Abb. (7.2) beeinflusst. Dieser Effekt ist klein, wie die aufgrund der Variation der Anpassungsgrenze gewonnenen systematischen Schwankungen zeigen, und kann vernachlässigt werden gegenüber dem zweiten Effekt:
- Da zum anderen die meisten Ereignisse mit fraglichen Clustern unter $\varphi = 1\%$ unterhalb der Anpassungsgrenze in die Datensätze gelangen, und zwar sowohl in den ZEUS-

als auch in den Monte-Carlo-Datensatz, liegt in diesem Energie-Bereich das Niveau der angepaßten Monte-Carlo-Verteilung für die 0%-Methode zwangsläufig höher als für die 1%-Methode. Die Zahl der in dieser Methode durch den Schnitt auf ϱ abgetrennten ZEUS-Ereignisse, die in der 0%-Methode als Zuwachs erscheint, kann folglich durch die beschriebene Subtraktion nicht vollständig entfernt werden. Dies entspricht dem Umstand, daß in der 0%-Methode gemäß der Monte-Carlo-Simulation eine gewisse Anzahl von QEDC-Ereignissen mit $\varrho < 1\%$ vorhergesagt wird und demzufolge auf dem Wege der o.g. Untergrund-Subtraktion nicht ausgegrenzt werden kann.

Durch die Untergrund-Subtraktion wird die Gesamtzahl der in den Datensätzen der 0%- und der 1%-Methode vorhandenen Ereignisse N'_0 lediglich statistisch auf den Wert N''_0 korrigiert, d.h., es erfolgt keine individuelle Identifizierung der einzelnen Untergrund-Ereignisse. Diese verbleiben folglich in dem von SINISTRA bearbeiteten Datensatz und werden, sofern sie den Schnitt $\varrho > \varrho_{\min}$ erfüllen, zu einer Verunreinigung der Menge der von SINISTRA gefundenen Ereignisse führen. Die damit für jede der beiden Methoden bestimmte Größe $\mathcal{E} := N/N''_0$ stellt insofern für den ZEUS-Datensatz eine obere Grenze der gesuchten Elektron-Finder-Effizienz dar.

Da aufgrund der Diskrepanz der Zahlen N''_0 für die beiden in diesem Abschnitt behandelten Methoden die nach der 0%-Methode bestimmte Effizienz sowohl für den ZEUS- als auch für den Monte-Carlo-Datensatz i.d.R. kleiner sein wird als die nach der 1%-Methode berechnete, wird letztendlich über die Ergebnisse beider Methoden gemittelt. Auf diese Weise wird der Tatsache Rechnung getragen, daß keinem der beiden Ansätze ein Vorzug erteilt werden kann. Die Schwankung der aus den beiden Methoden ermittelten Werte um ihren Mittelwert wird in den systematischen Fehler der Effizienz einbezogen.

7.1.3 Ergebnisse

In Abb. (7.3) ist die nach dem in den vorangehenden Abschnitten erläuterten Verfahren bestimmte Elektron-Finder-Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit von der Elektron- (bzw. Photon-)Energie E für den ZEUS- und den Monte-Carlo-Datensatz dargestellt.

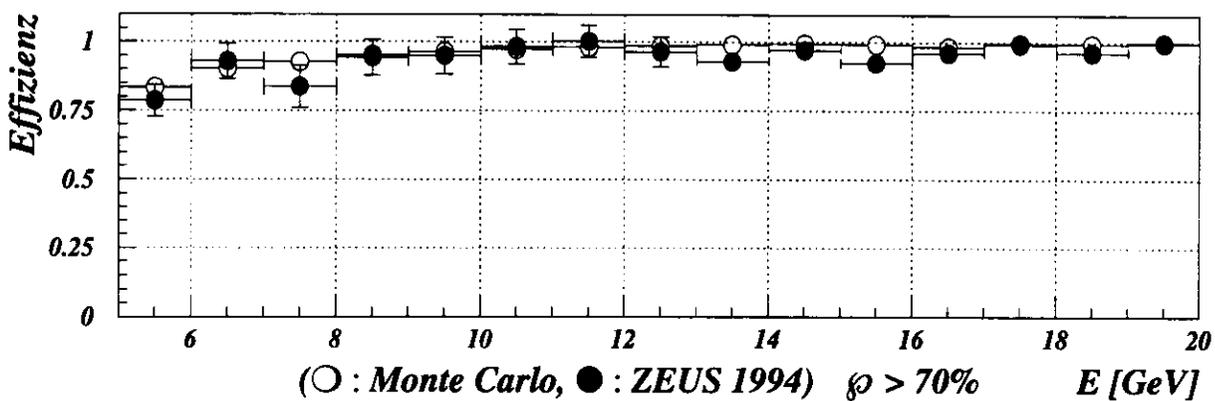
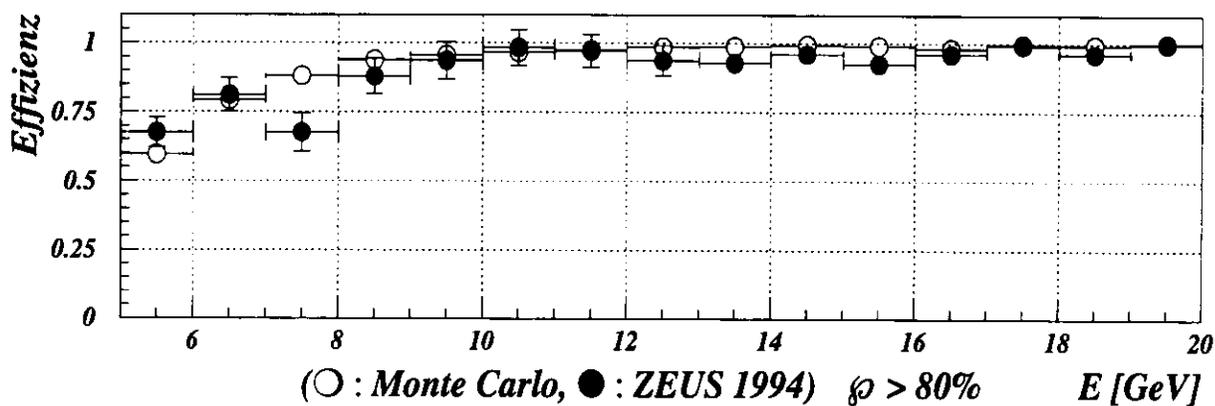
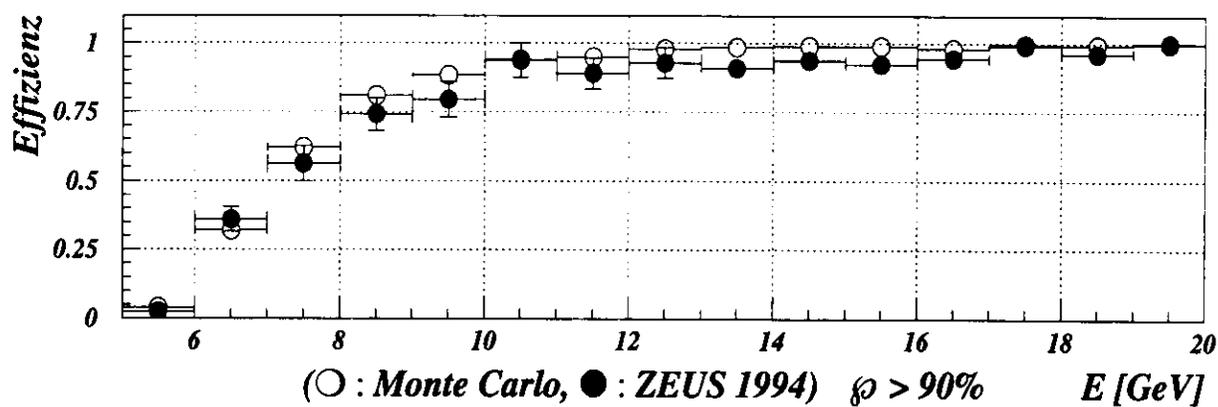
Erwartungsgemäß nimmt die Effizienz für wachsende Energie zu. Das typische Profil der von Elektronen (bzw. Photonen) ausgelösten Schauer von Sekundär-Teilchen ist hier am sichersten von dem anderer Primär-Teilchen (Hadronen) zu unterscheiden. Für weniger strenge Anforderungen an die SINISTRA-Wahrscheinlichkeit ϱ wächst die Effizienz zumindest bei niedrigen Energien deutlich an. Dies ist anhand von Abb. (7.1) leicht einzusehen, da für niedrigere Werte dieses Schnitt-Parameters mehr Cluster als "Elektronen" akzeptiert werden.

Die einzelnen Werte von \mathcal{E} sind in Tab. (7.1) aufgeführt. Die Mittelung über die nach der 0%- und der 1%-Methode bestimmten Werte $\mathcal{E}_{0\%}$ und $\mathcal{E}_{1\%}$ liefert:

$$\mathcal{E}(E) = \frac{\mathcal{E}_{0\%}(E) + \mathcal{E}_{1\%}(E)}{2} . \quad (7.1)$$

Dabei ist für $i = 0$ bzw. 1 :

$$\mathcal{E}_{i\%}(E) = \frac{N_{i\%}(E)}{N''_{0,i\%}(E)} .$$

Abbildung 7.3: Effizienz \mathcal{E} als Funktion der Elektron-Energie für verschiedene ϕ -Schnitte.

Energie-Bereich [GeV]	\mathcal{E} [%] für $\rho > 90$ %	
	ZEUS 1994	Monte Carlo
5 bis 6	2.5 ± 1.2 (1.0)	3.9 ± 0.6 (0.4)
6 bis 7	36.1 ± 4.5 (0.7)	31.9 ± 1.5 (1.9)
7 bis 8	56.3 ± 6.4 (5.2)	62.1 ± 1.6 (2.9)
8 bis 9	74.1 ± 6.0 (9.0)	81.0 ± 1.3 (1.8)
9 bis 10	79.6 ± 6.5 (6.2)	88.4 ± 1.0 (1.0)
10 bis 11	93.8 ± 6.3 (6.6)	94.2 ± 0.7 (1.1)
11 bis 12	89.1 ± 5.7 (0.8)	95.0 ± 0.6 (1.1)
12 bis 13	92.8 ± 5.4 (0.5)	97.9 ± 0.4 (0.5)
13 bis 14	90.9 ± 2.0 (5.0)	98.5 ± 0.3 (0.2)
14 bis 15	93.7 ± 1.8 (1.8)	99.0 ± 0.3 (0.3)
15 bis 16	92.5 ± 2.2 (2.1)	99.0 ± 0.3 (0.2)
16 bis 17	94.5 ± 2.0 (1.6)	98.1 ± 0.4 (0.7)
17 bis 18	99.2 ± 0.8 (0.9)	99.7 ± 0.2 (0.3)
18 bis 19	96.3 ± 2.1 (1.3)	99.5 ± 0.3 (0.2)
19 bis 20	100.0 ± 0.0 (0.0)	99.8 ± 0.2 (0.3)

Energie-Bereich [GeV]	\mathcal{E} [%] für $\rho > 80$ %	
	ZEUS 1994	Monte Carlo
5 bis 6	67.5 ± 5.5 (8.7)	59.6 ± 1.5 (1.9)
6 bis 7	81.2 ± 6.1 (5.9)	79.2 ± 1.3 (2.1)
7 bis 8	67.6 ± 7.0 (6.4)	88.1 ± 1.1 (2.9)
8 bis 9	88.0 ± 6.4 (9.0)	93.9 ± 0.8 (1.9)
9 bis 10	93.7 ± 6.9 (6.1)	95.7 ± 0.6 (1.2)
10 bis 11	98.3 ± 6.4 (6.1)	96.7 ± 0.5 (1.2)
11 bis 12	97.1 ± 5.9 (1.0)	97.5 ± 0.4 (0.9)
12 bis 13	93.8 ± 5.4 (0.4)	98.5 ± 0.3 (0.5)
13 bis 14	92.9 ± 1.7 (5.0)	98.8 ± 0.3 (0.3)
14 bis 15	96.0 ± 1.5 (1.7)	99.5 ± 0.2 (0.2)
15 bis 16	92.5 ± 2.2 (2.4)	99.0 ± 0.3 (0.2)
16 bis 17	96.1 ± 1.7 (1.2)	98.1 ± 0.4 (0.7)
17 bis 18	99.2 ± 0.8 (0.9)	99.7 ± 0.2 (0.3)
18 bis 19	96.3 ± 2.1 (1.3)	99.5 ± 0.3 (0.2)
19 bis 20	100.0 ± 0.0 (0.0)	99.8 ± 0.2 (0.3)

Energie-Bereich [GeV]	\mathcal{E} [%] für $\rho > 70$ %	
	ZEUS 1994	Monte Carlo
5 bis 6	78.6 ± 5.7 (9.3)	83.2 ± 1.1 (1.9)
6 bis 7	92.8 ± 6.3 (7.9)	90.3 ± 1.0 (2.6)
7 bis 8	83.6 ± 7.7 (8.0)	92.6 ± 0.9 (2.7)
8 bis 9	94.3 ± 6.5 (7.0)	95.1 ± 0.7 (1.9)
9 bis 10	95.0 ± 6.9 (6.3)	96.5 ± 0.6 (1.0)
10 bis 11	98.3 ± 6.4 (6.1)	97.2 ± 0.5 (1.1)
11 bis 12	100.2 ± 5.9 (0.5)	98.1 ± 0.4 (0.9)
12 bis 13	96.5 ± 5.5 (1.0)	98.5 ± 0.3 (0.5)
13 bis 14	92.9 ± 1.7 (5.0)	98.9 ± 0.3 (0.2)
14 bis 15	97.1 ± 1.3 (1.7)	99.5 ± 0.2 (0.2)
15 bis 16	92.5 ± 2.2 (2.4)	99.2 ± 0.3 (0.2)
16 bis 17	96.1 ± 1.7 (1.2)	98.3 ± 0.4 (0.6)
17 bis 18	99.2 ± 0.8 (0.9)	99.7 ± 0.2 (0.3)
18 bis 19	96.3 ± 2.1 (1.3)	99.5 ± 0.3 (0.2)
19 bis 20	100.0 ± 0.0 (0.0)	99.8 ± 0.2 (0.3)

Tabelle 7.1: Elektron-Finder-Effizienz \mathcal{E} für SINISTRA für Energien zwischen 5 GeV und 20 GeV.

In der Tabelle jeweils hinter dem Wert von \mathcal{E} ist der statistische und dahinter in Klammern der systematische Fehler angegeben. Für die Berechnung des statistischen Fehlers von \mathcal{E} aus der Fortpflanzung der Fehler der Effizienzen $\mathcal{E}_{0\%}$ und $\mathcal{E}_{1\%}$ wird ausgegangen von einer Binomialverteilung. Für den Fehler der von M Clustern akzeptierten Anzahl N gilt näherungsweise (s. [YO84]):

$$\sigma_N = \sqrt{N\left(1 - \frac{N}{M}\right)}. \quad (7.2)$$

Daraus ergibt sich der statistische Fehler der Effizienz für die Monte-Carlo- sowie für die ZEUS-Effizienz (für diese im Energie-Bereich $E > 13$ GeV) mit $M = N'_0 \equiv N'_0$ zu

$$\sigma_{\mathcal{E},i\%} = \frac{1}{\sqrt{N'_{0,i\%}}} \sqrt{\mathcal{E}_{i\%} (1 - \mathcal{E}_{i\%})}. \quad (7.3)$$

Für den ZEUS-Datensatz ist im Energie-Bereich unter 13 GeV der Fehler der von N'_0 subtrahierten Zahl von Untergrund-Ereignissen quadratisch zu addieren.

Der systematische Fehler wird aus der Variation einiger die Ereignisauswahl wesentlich bestimmenden Schnitte gewonnen: Es werden unabhängig voneinander der Schnitt auf den Akoplanaritätswinkel von 5° auf 7° , der Strahlrohr-Ausschnitt von 12 cm auf 13 cm sowie der Schnitt auf die Mindestenergie der Cluster von 5 GeV auf 8 GeV angehoben. Die Abweichungen der damit jeweils nach Gl. (7.1) gewonnenen Effizienz von dem in Tab. (7.1) angegebenen Ergebnis für \mathcal{E} werden dann quadratisch addiert. Zusätzlich wird die mittlere quadratische Abweichung der beiden Einzelwerte $\mathcal{E}_{0\%}$ und $\mathcal{E}_{1\%}$ von ihrem Mittelwert zum systematischen Fehler quadratisch hinzuaddiert.

Im Vergleich von ZEUS- und Monte-Carlo-Ergebnissen fällt die gute Übereinstimmung der Energie-Abhängigkeit der Effizienz auf. Die Abweichungen verschwinden i.w. innerhalb der statistischen Schwankungen. Letztere sind im Energie-Bereich unterhalb 13 GeV für den ZEUS-Datensatz besonders groß, da hier die Unsicherheit der Untergrund-Abschätzung einfließt. Entsprechendes gilt für den systematischen Fehler.

Im Energie-Bereich $8 \text{ GeV} < E < 17 \text{ GeV}$ erhält man für $\wp > 90\%$ ein mittleres Effizienz-Verhältnis (Monte Carlo (\mathcal{E}_M) : ZEUS (\mathcal{E}_D)) von

$$\langle \mathcal{E}_M / \mathcal{E}_D \rangle = 1.04 \pm 0.02.$$

Die im ZEUS-Datensatz für den Schnitt $\wp > 70\%$ für $11 \text{ GeV} < E < 12 \text{ GeV}$ beobachtete, mehr als 100% betragende Effizienz ist ein Indiz für die erwähnte Überschätzung von \mathcal{E} aufgrund der endlichen Wahrscheinlichkeit für das Auffinden von Untergrund-Clustern. Dieser auf die mangelnde "Reinheit" der Elektron-Identifikation zurückzuführende Effekt führt zu einer überhöhten Anzahl der von SINISTRA gefundenen Cluster und in der Folge zu einer zu großen Effizienz.

Zur Abschätzung des Untergrund-Einflusses auf die Effizienzbestimmung wird für die 1%-Methode die Effizienz-Zunahme infolge der Untergrund-Subtraktion betrachtet: Die über den

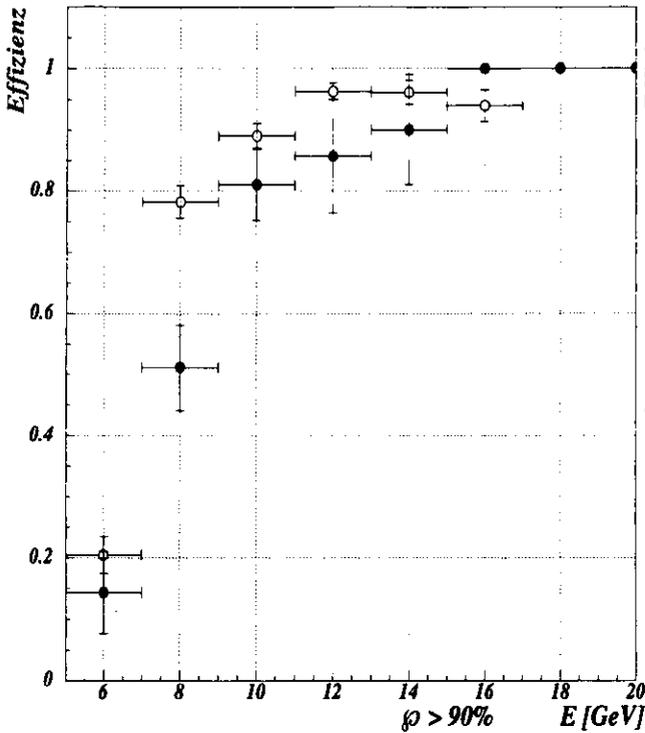


Abbildung 7.4: SINISTRA-Effizienz für Elektronen mit nachgewiesener Spur bei $\phi > 90\%$ für den ZEUS- (•) und den Monte-Carlo-Datensatz (○).

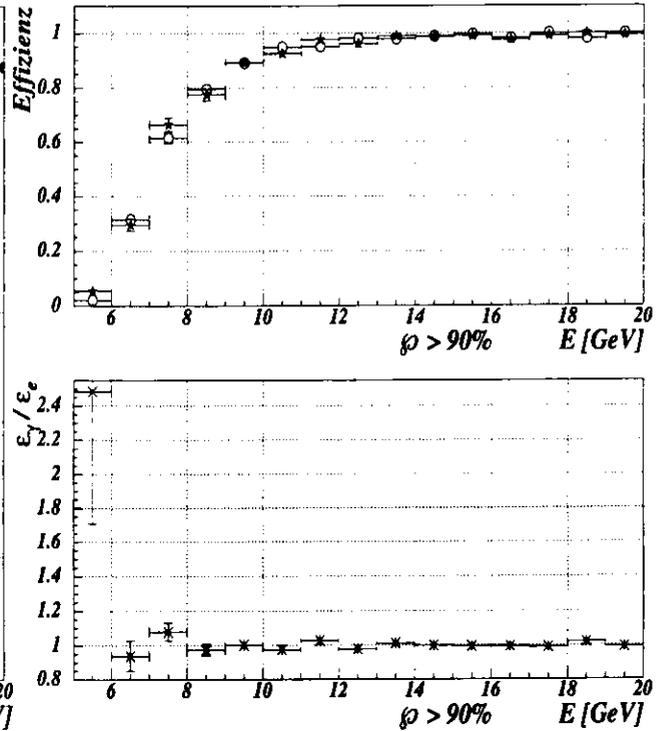


Abbildung 7.5: SINISTRA-Effizienz für Elektronen (○) und Photonen (★) des Monte-Carlo-Datensatzes für $\phi > 90\%$ nach Identifizierung aufgrund der Generator-Information (oben) sowie deren Effizienz-Verhältnis (unten).

Energie-Bereich von 6 GeV bis 13 GeV gemittelte relative Zunahme der Effizienz für den ZEUS-Datensatz aufgrund der Untergrund-Subtraktion beträgt $(10.3 \pm 6.0)\%$ für $\phi_{\min} = 90\%$. Dabei wird das Intervall unter 6 GeV mit einer Effizienz-Zunahme von $(20.7 \pm 119.6)\%$ als statistischer "Ausreißer" nicht berücksichtigt. Der über denselben Energie-Bereich gemittelte Fehler beläuft sich unter Berücksichtigung des statistischen und des systematischen Beitrags auf 11.2%. Diese beiden Werte geben in Übereinstimmung ein Maß für die Größenordnung der i.w. dem Einfluß des Untergrundes zuzuschreibenden Unsicherheit von $\mathcal{E}_{1\%}$ und damit von \mathcal{E} an.

Abb. (7.4) zeigt exemplarisch für den Schnitt $\phi > 90\%$ das Ergebnis der Effizienzbestimmung nach der Einschränkung der Datensätze auf solche Ereignisse, in denen zum fraglichen Cluster eine Spur gefunden werden konnte. Der Verlauf von \mathcal{E} als Funktion der Energie ist unter Berücksichtigung der (zumindest für den ZEUS-Datensatz) z.T. erheblich größeren Fehler dem in Abb. (7.3, oben) vergleichbar. Für Monte Carlo befinden sich die Werte mit Ausnahme der Region $13 \text{ GeV} < E < 17 \text{ GeV}$ in guter Übereinstimmung mit den bereits diskutierten Ergebnissen. Die Abweichungen in dem genannten Energie-Bereich sind evtl. auf die niedrige Akzeptanz der CTD im Bereich der dominant auftretenden großen Polarwinkel in Verbindung mit der geringen Statistik zurückzuführen. Die Effizienz-Werte für die ZEUS-Ereignisse liegen

überwiegend unter den in Abb. (7.3, oben) dargestellten Ergebnissen, was auf Schwierigkeiten bei der Untergrund-Subtraktion hindeutet: Z.B. könnten fragliche Cluster aus Untergrund-Ereignissen weniger häufig eine rekonstruierte CTD-Spur aufweisen als QEDC-Cluster, was zu einer Unterschätzung des Untergrundes führen würde. Eine quantitative Beurteilung, insbesondere hinsichtlich des Effizienz-Unterschieds für Elektronen und Photonen ist aufgrund der begrenzten Statistik nicht möglich.

Abb. (7.5) zeigt im oberen Teilbild ebenfalls für den Schnitt $\varphi > 90\%$ die Effizienz, getrennt für Elektronen (\circ) und Photonen (\star) des Monte-Carlo-Datensatzes. Zur Identifizierung der beiden Cluster wurde auf die Generator-Information zurückgegriffen. Es ist im Vergleich mit Abb. (7.3, oben) eine gute Übereinstimmung feststellbar. Das Verhältnis von Photon- und Elektron-Finder-Effizienz im unteren Teilbild zeigt, daß beide Effizienzen nur sehr geringfügig voneinander abweichen: Mit Ausnahme der niederenergetischen Region unterhalb etwa 6 GeV ist das Effizienz-Verhältnis zumeist innerhalb der Fehler mit dem Wert 1 verträglich. Das gemittelte Verhältnis beträgt 1.0 ± 0.01 .

7.2 Compton-Finder-Effizienz C

7.2.1 Grundlagen

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist es erforderlich, die Compton-Finder-Effizienz C sowohl für den ZEUS- als auch für den Monte-Carlo-Datensatz zu kennen. C gibt dabei jeweils die über den gesamten Datensatz gemittelte Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein elastisches QEDC-Ereignis unter Benutzung von SINISTRA gefunden wird. Diese Mittelung trägt dabei der Tatsache Rechnung, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines einzelnen Ereignisses von den Energien des Elektrons und des Photons abhängt.

Mit Hilfe der im vorangehenden Abschnitt bestimmten Elektron-Finder-Effizienz \mathcal{E} läßt sich die Compton-Finder-Effizienz für SINISTRA wie folgt ermitteln: Den einzelnen, wie in Abb. (7.3) gegen die Elektron-Energie aufgetragenen Werten von \mathcal{E} wird zunächst eine analytische Funktion angepaßt. Der damit zur Verfügung stehende funktionale Zusammenhang $\mathcal{E}(E)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Elektron der Energie E mit Hilfe von SINISTRA unter Zugrundelegung des jeweiligen Schnitt-Parameters für φ gefunden wird. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß im i -ten Ereignis die beiden Cluster der Energien E_1^i bzw. E_2^i statistisch unabhängig voneinander gefunden werden, ist dann

$$C_i = \mathcal{E}(E_1^i) \cdot \mathcal{E}(E_2^i) .$$

Die Berücksichtigung des Spektrums der korrelierten Energien E_1 und E_2 zur richtigen Gewichtung der Wahrscheinlichkeit C_i erfolgt durch Mittelung über alle N'_0 Ereignisse des Datensatzes:

$$C = \frac{1}{N'_0} \cdot \sum_{i=1}^{N'_0} [\mathcal{E}(E_1^i) \cdot \mathcal{E}(E_2^i)] . \quad (7.4)$$

Für diese Berechnung werden die Datensätze nach denselben Kriterien ausgewählt, die auch bei der Bestimmung von \mathcal{E} zugrundegelegt wurden; N'_0 bezieht sich auf die Gesamtzahl der QEDC-Ereignisse nach Anwendung der 0%- bzw. der 1%-Methode gemäß Abschnitt 7.1.2. Die einzelnen Ergebnisse dieser beiden Methoden werden wiederum gemittelt, ihre quadratischen Abweichungen vom Mittelwert bei der Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt. Eine Reduktion der Zahl N'_0 auf den Wert N''_0 durch statistische Untergrund-Subtraktion wie bei der Bestimmung von \mathcal{E} ist bei dem hier durchgeführten Verfahren nicht möglich (s. Abschnitt 7.2.2).

Zur Bestimmung des statistischen Fehlers wird jedem in Gl. (7.4) eingehenden Wert $\mathcal{E}(E^i)$ aufgrund der Zugehörigkeit der Energie E^i zu einem der in Tab. (7.1) definierten Intervalle der für dieses Intervall bestimmte Fehler $\sigma_{\mathcal{E}}$ zugewiesen. Aus der Fehlerfortpflanzung folgt dann die Fehlerabschätzung für C .

Um über eine von der beschriebenen *Produkt-Methode* unabhängige Möglichkeit zur Bestimmung von C zu verfügen, wird außerdem das im folgenden als *Zwei-Cluster-Methode* bezeichnete Verfahren angewendet: Für dieselben Datensätze, wie sie der Produkt-Methode zugrundeliegen, wird die Anzahl N der Ereignisse bestimmt, für die beide Cluster der Bedingung $\varphi > \varphi_{\min}$ genügen. C folgt dann wiederum durch Division von N durch N''_0 . Bei dieser Methode ist die o.g. Untergrund-Subtraktion bereits berücksichtigt.

7.2.2 Ergebnisse

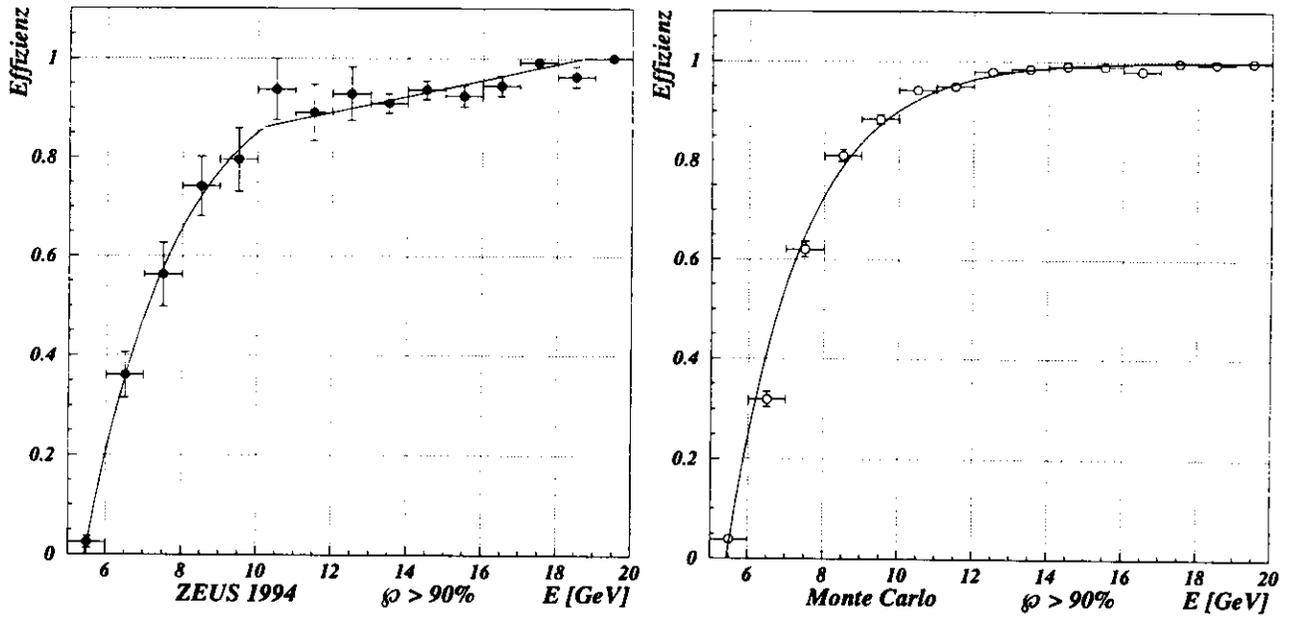
Repräsentativ für die drei Schnitte auf φ ist für $\varphi > 90\%$ in Abb. (7.6) die Anpassung der Funktion

$$\mathcal{E}(E) = 1 - e^{(-A \cdot E + B)} \quad (7.5)$$

gezeigt. Der Kurvenverlauf beschreibt die Energie-Abhängigkeit von \mathcal{E} sowohl für die Monte-Carlo- als auch für die ZEUS-Daten (hier zumindest im Bereich niedriger und mittlerer Energien) recht gut. Im Falle des ZEUS-Datensatzes wurde für Energien oberhalb 10 GeV statt der Funktion (7.5) eine Gerade angepaßt, um eine sonst zwangsläufige Überschätzung von \mathcal{E} bei höheren Energien zu vermeiden.

Die Ergebnisse der beiden im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Methoden sind in Tab. (7.2) für die drei Schnitt-Parameter $\varphi_{\min} = 90\%$ bzw. 80% bzw. 70% zusammengestellt. Die Angabe der statistischen und systematischen Fehler erfolgt dabei analog zu Tab. (7.1). In der Spalte "Methode" sind die Buchstaben "PR" bzw. "ZC" zur abkürzenden Bezeichnung der **PR**odukt- bzw. der **Z**wei-Cluster-Methode benutzt worden.

Der Vergleich dieser beiden Verfahren zeigt, daß die Produkt-Methode stets die kleinere Compton-Finder-Effizienz liefert, und zwar sowohl für den ZEUS- als auch für den Monte-Carlo-Datensatz unabhängig von φ_{\min} . Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen beider Methoden liegen i.d.R. außerhalb der Fehler-Toleranzen. Das für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wesentliche Verhältnis von Monte-Carlo- (C_M) und ZEUS-Werten (C_D) hingegen ist einheitlich größer für die Produkt-Methode, wobei hier die Abweichungen stets innerhalb der durch den systematischen Beitrag dominierten Fehler liegen. Dieses Verhältnis zeigt keine nennenswerte Abhängigkeit von der Wahl des Parameters φ_{\min} .

Abbildung 7.6: Elektron-Finder-Effizienz mit Anpassung der Funktion nach Gl. (7.5) für $\phi > 90\%$.

$\phi >$	Methode	C [%] für		$\frac{C_M}{C_D}$
		ZEUS 1994 (C_D)	Monte Carlo (C_M)	
90 %	PR	66.10 ± 0.39 (4.19)	77.27 ± 0.13 (1.70)	1.17 ± 0.01 (0.08)
	ZC	73.11 ± 0.98 (3.81)	82.89 ± 0.30 (1.76)	1.13 ± 0.02 (0.06)
80 %	PR	79.52 ± 0.22 (4.43)	90.87 ± 0.09 (1.12)	1.14 ± 0.01 (0.07)
	ZC	83.87 ± 0.88 (2.57)	93.23 ± 0.20 (0.70)	1.11 ± 0.01 (0.03)
70 %	PR	81.38 ± 0.31 (5.22)	94.47 ± 0.09 (1.11)	1.16 ± 0.01 (0.08)
	ZC	87.46 ± 0.83 (2.93)	96.17 ± 0.16 (0.65)	1.10 ± 0.01 (0.04)

Tabelle 7.2: Compton-Finder-Effizienz C für SINISTRA (Erläuterungen im Text).

Die Diskrepanzen zwischen Produkt- und Zwei-Cluster-Methode hinsichtlich des Verhältnisses C_M/C_D gehen vermutlich auf das Verfahren der Untergrund-Subtraktion zurück:

Während für die Zwei-Cluster-Methode der in Abschnitt 7.1.2 abgeschätzte Untergrund bei der Bestimmung der Zahl insgesamt vorhandener QEDC-Ereignisse N_0'' ebenso wie bei der Bestimmung von \mathcal{E} statistisch subtrahiert wurde, kann für die Produkt-Methode keine vollständig gleichwertige Untergrund-Berücksichtigung erfolgen. Für die Bestimmung der Einzelbeiträge $C_i = \mathcal{E}(E_1^i) \cdot \mathcal{E}(E_2^i)$ zur Compton-Finder-Effizienz wird zwar die mit derselben Untergrund-Sub-

traktion bestimmte, angepaßte Elektron-Finder-Effizienz $\mathcal{E}(E)$ benutzt; die einzelnen Untergrund-Ereignisse können aber, wie bereits bei der Erläuterung des Subtraktions-Verfahrens betont wurde, nicht individuell identifiziert werden. Die Frage, ob also das i -te Ereignis, dessen Beitrag C_i in die Mittelung nach Gl. (7.4) eingeht, zum Untergrund gehört oder nicht, muß unbeantwortet bleiben. Da nun die fraglichen Cluster des Untergrundes vermehrt bei kleinen Energien E und damit auch bei kleinen Werten von $\mathcal{E}(E)$ auftreten (s. Abb. (7.2) und (7.3)), liefern sie einen dementsprechend kleinen Beitrag zur mittleren Compton-Finder-Effizienz.

Dieser Ansatz erklärt nicht die Diskrepanz bzgl. C zwischen den beiden Methoden, angewandt auf den Monte-Carlo-Datensatz, und wird insofern auch nicht vollständig zur Deutung der entsprechenden Abweichungen für die ZEUS-Ereignisse genügen. Allerdings kann der beschriebene Untergrund-Effekt den Unterschied des Verhältnisses C_M/C_D erklären: Der offenbar systematisch geringere Wert von C in der Produkt-Methode wird im Falle des ZEUS-Datensatzes durch diesen Effekt zusätzlich verringert, nicht jedoch im Falle der Monte-Carlo-Ereignisse.

Für die im folgenden Kapitel behandelte Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird das Verfahren mit dem geringeren Fehler, also die Zwei-Cluster-Methode, benutzt. Diese Methode erscheint auch nach den Ausführungen zur Untergrund-Problematik geeigneter: Die Verunreinigung der in der Zwei-Cluster-Methode von SINISTRA gefundenen Ereignis-Menge mit Untergrund, also mit solchen Nicht-QEDC-Ereignissen, für die *beide* Cluster die Bedingung $\varphi > \varphi_{\min}$ erfüllen, ist den Ergebnissen des Kapitels 5 zufolge als vernachlässigbar anzusehen. Hingegen die Berücksichtigung der aus der *Elektron-Finder-Effizienz* $\mathcal{E}(E)$ berechneten Beiträge von *Hadronen* zum C -Wert der Produkt-Methode läßt diese deutlich unsicherer erscheinen.

Kapitel 8

Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Der Datensatz elastischer QED-Compton-Ereignisse erlaubt, ausgehend von der Definition der integrierten Luminosität $\mathcal{L} := N/\sigma$, die experimentelle Bestimmung des Wirkungsquerschnitts σ . Durch Vergleich des so ermittelten Werts mit dem aus der Quantenelektrodynamik bekannten Wirkungsquerschnitt $\sigma = (2281.7 \pm 9.05) \text{ pb}$ (s. Tab. (4.2)) soll die Genauigkeit der gemessenen Luminosität \mathcal{L} überprüft werden.

Der mit der Bremsstrahlungsreaktion ermittelte Wert für die Luminosität, integriert über die dieser Analyse zugrundeliegende 1994er Positron-Meßperiode, beträgt nach [SC95]:

$$\mathcal{L} = (2.85 \pm 0.03) \text{ pb}^{-1} .$$

Im folgenden Abschnitt wird zunächst kurz die zur Bestimmung von σ benutzte Methode erläutert, woran sich die Präsentation der Ergebnisse und die Abschätzung und Diskussion ihrer Fehler anschließt.

8.1 Grundlagen

Ein kleiner Teil der o.g. Luminosität, weniger als 2% (s. Abschnitt 8.2.3), wird von den bereits erwähnten Proton-Satelliten getragen. Die von diesen Satelliten herrührenden Ereignisse, die *Satelliten-Ereignisse*, treten in der Verteilung des z -Vertex in Erscheinung. Abb. (8.1) zeigt die Verteilung des aus den Teilchenspuren bestimmten *VCTRAK-Vertex* für ZEUS-Ereignisse, dargestellt durch das Symbol \bullet , und für Monte-Carlo-Ereignisse, dargestellt durch das Histogramm. Letztere sind wiederum auf die Anzahl der Ereignisse des ZEUS-Datensatzes normiert. Für diese Darstellung wurde auf die Anwendung des Schnitts auf den z -Vertex, in Tab. (5.1) mit dem Symbol " z_v " bezeichnet, verzichtet. Die Verteilungen stimmen mit Ausnahme der Region großer und kleiner Werte gut überein. Signifikant ist lediglich die Abweichung im Bereich der Satelliten-Vertizes um $z_v \approx 65 \text{ cm}$. Ereignisse in dieser Region fielen zwar bei Anwendung des Vertex-Schnitts aus den Datensätzen heraus, aufgrund der besonders im Bereich großer (und kleiner) Polarwinkel, d.h. für $\theta \rightarrow 180^\circ$ (bzw. 0°), beschränkten CTD-Akzeptanz \mathcal{A}_{CTD} mußte

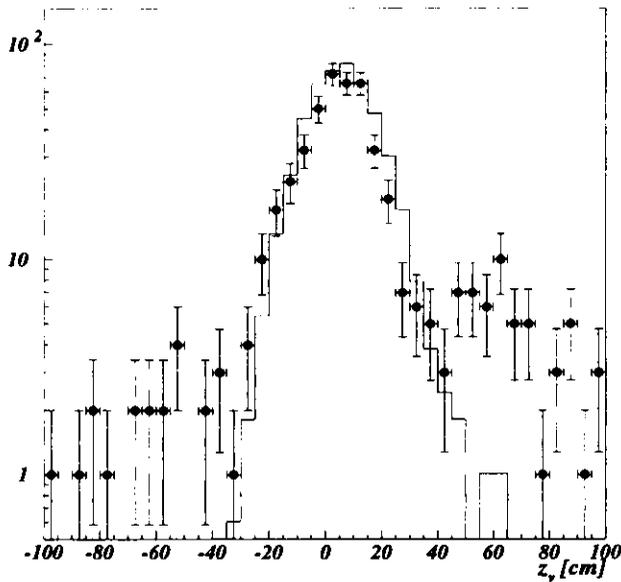


Abbildung 8.1: Verteilung der z -Vertizes für ZEUS- (\bullet) und Monte-Carlo-Ereignisse (\square).

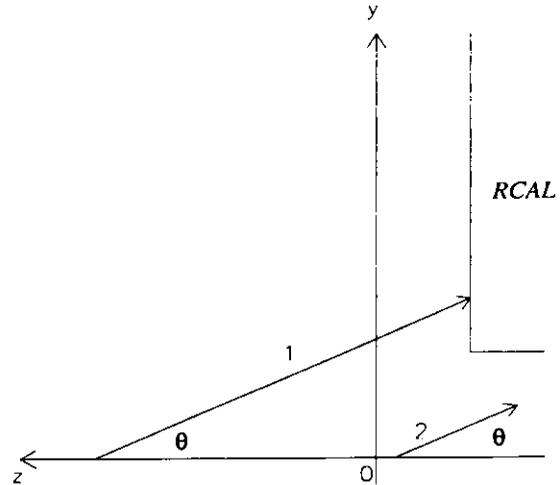


Abbildung 8.2: Zum Nachweis von Satelliten-Ereignissen im RCAL (ohne Maßstab) (Erläuterungen im Text).

jedoch für zahlreiche ZEUS-Ereignisse auf den mittleren Vertex des Ereignislaufs, den *C5-Vertex*, zurückgegriffen werden. Da nun die Verteilung dieses Vertex (in Abb. (8.1) nicht dargestellt) auf den Bereich innerhalb ± 10 cm beschränkt ist, verbleiben auch nach dem Schnitt auf den z -Vertex, $|z_v| < 50$ cm, u.a. Satelliten-Ereignisse im ZEUS-Datensatz, nämlich solche, für die nur der C5-Vertex verfügbar ist.

Allein aufgrund dieser *Migration* von Satelliten-Ereignissen in den ZEUS-Datensatz fließt die von den Proton-Satelliten getragene Luminosität in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ein. Der zu Beginn dieses Kapitels zitierte Wert von \mathcal{L} enthält den Satelliten-Anteil, und ermöglicht daher den angestrebten Vergleich zwischen dem theoretischen und dem aus dem ZEUS-Datensatz ermittelten Wert für σ .

Bei der Berechnung von σ ist zu beachten, daß die Ereignisse aus Kollisionen von Elektronen mit Satelliten-Protonen und diejenigen aus Kollisionen mit Protonen der nominellen Teilchenpakete nicht mit derselben Detektor-Akzeptanz gefunden wurden: In Abb. (8.2) ist schematisch die Flugbahn eines am mittleren Satelliten-Vertex unter dem Polarwinkel θ erzeugten Teilchens skizziert (Spur "1"). Während ein solches Teilchen unter den dargestellten Umständen im RCAL nachgewiesen werden könnte, würde eines, das unter demselben Polarwinkel, aber im nominellen Wechselwirkungsbereich erzeugt wurde (Spur "2"), im Strahlrohr-Ausschnitt des RCAL unentdeckt verschwinden. Allein aufgrund dieses geometrischen Effekts ist die Akzeptanz für Satelliten-Ereignisse größer als für nominelle.

Die Berücksichtigung dieses Akzeptanz-Unterschiedes liefert, wie im Anhang A ausgeführt wird, für den Wirkungsquerschnitt den folgenden Ausdruck:

$$\sigma = \frac{N_M^0 C_M [N_D - N_D^{\text{SAT, VC}} \mathcal{M} (1 - a)]}{N_M C_D \mathcal{E}} \quad (8.1)$$

Dabei bedeuten

- N_M^0 die Anzahl der generierten Monte-Carlo-Ereignisse (vgl. Kapitel 4),
- N_M die Anzahl der davon nach allen Schnitten im Monte-Carlo-Datensatz verbliebenen Ereignisse,
- N_D die Zahl von ZEUS-Ereignissen nach allen Schnitten und
- $N_D^{\text{SAT, VC}}$ die Zahl der ZEUS-Ereignisse mit VCTRAK-Vertex im Bereich des mittleren Satelliten-Vertex *ohne* Anwendung des Vertex-Schnitts.

Ferner ist $a := \mathcal{A}_M^{\text{NOM}} / \mathcal{A}_M^{\text{SAT}}$ das Verhältnis der Detektor-Akzeptanzen für nominelle und Satelliten-Ereignisse, und $\mathcal{M} := N_D^{\text{SAT, C5}} / N_D^{\text{SAT, VC}}$, die *C5-Migration*, gibt das Verhältnis der Zahl von Satelliten-Ereignissen ohne ($N_D^{\text{SAT, C5}}$) zu der mit VCTRAK-Vertex ($N_D^{\text{SAT, VC}}$, s.o.) an. C_D und C_M sind die aus dem vorangehenden Kapitel bekannten Compton-Finder-Effizienzen für SINISTRA. An dieser Stelle sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß mit C_D die aus den ZEUS-Daten selbst bestimmte Effizienz in die Rechnung eingeht. Das Akzeptanz-Verhältnis a läßt sich, wie seine Definition andeutet, nur aus dem Monte-Carlo-Datensatz unter Zuhilfenahme des speziell für diesen Zweck generierten Satelliten-Datensatzes bestimmen.

Ebenfalls unter Benutzung dieser beiden Monte-Carlo-Datensätze ergibt sich die C5-Migration aus der Akzeptanz \mathcal{A}_{CTD} der CTD im Bereich der Satelliten-Vertizes:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CTD}} &:= \frac{N_M^{\text{SAT, VC}}}{N_M^{\text{SAT}}} & (8.2) \\ &\approx \frac{N_D^{\text{SAT, VC}}}{N_D^{\text{SAT}}} = \frac{N_D^{\text{SAT, VC}}}{N_D^{\text{SAT, VC}} + N_D^{\text{SAT, C5}}} \\ &= \frac{1}{1 + \frac{N_D^{\text{SAT, C5}}}{N_D^{\text{SAT, VC}}}} \equiv \frac{1}{1 + \mathcal{M}} \\ \Rightarrow \mathcal{M} &= \frac{1}{\mathcal{A}_{\text{CTD}}} - 1. & (8.3) \end{aligned}$$

8.2 Ergebnisse

8.2.1 Bestimmung der Anzahl von Satelliten-Ereignissen mit VCTRAK-Vertex

Zur Bestimmung der Zahl $N_D^{\text{SAT, VC}}$ werden in einer Umgebung von ± 10 cm um den mittleren Satelliten-Vertex $\langle z_{\text{SAT}} \rangle = 65$ cm die vorhandenen ZEUS-Ereignisse gezählt ($N_{>}$) und von ihnen die bei $-\langle z_{\text{SAT}} \rangle$ auf dieselbe Weise bestimmte Zahl ($N_{<}$) subtrahiert. Damit soll das

Eindringen nomineller Ereignisse in die gesuchte Ereignismenge aufgrund der Streuung ihres VCTRAK-Vertex verhindert werden. Zur Abschätzung der Güte dieses Verfahrens wird das gesamte Vorgehen mit verdoppelter Breite der untersuchten Umgebung wiederholt. Das Ergebnis ist in Tab. (8.1) angegeben. Die statistischen Fehler wurden analog zu Gl. (7.2) berechnet.

Die Differenzen $N_{>} - N_{<}$ zeigen für die 10- bzw. 20-cm-Umgebung weitgehende Übereinstimmung innerhalb des Fehlers. Die über beide Werte gemittelte Differenz beträgt für

$$\wp > 90\% : N_D^{\text{SAT, VC}} = 26 \pm 4, \text{ für}$$

$$\wp > 80\% : N_D^{\text{SAT, VC}} = 30 \pm 5 \text{ und für}$$

$$\wp > 70\% : N_D^{\text{SAT, VC}} = 29 \pm 5.$$

Breite der Umgebung	\wp	$N_{>}$	$N_{<}$	$N_{>} - N_{<}$
10 cm	> 90%	26 ± 5	6 ± 2	20 ± 5
	> 80%	29 ± 5	6 ± 2	23 ± 5
	> 70%	29 ± 5	7 ± 3	22 ± 6
20 cm	> 90%	44 ± 6	13 ± 4	31 ± 7
	> 80%	50 ± 7	13 ± 4	37 ± 8
	> 70%	50 ± 7	14 ± 4	36 ± 8

Tabelle 8.1: Zur Bestimmung der Zahl $N_D^{\text{SAT, VC}}$ (Erläuterungen im Text).

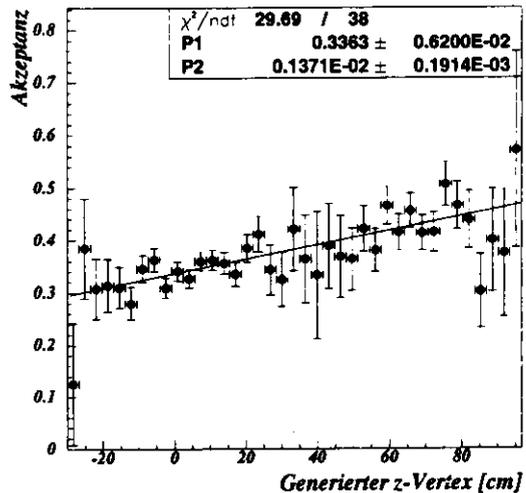


Abbildung 8.3: CTD-Akzeptanz auf Monte-Carlo-Rekonstruktionsniveau für $\wp > 90\%$.

8.2.2 Bestimmung der CTD-Akzeptanz und der C5-Migration

Für die Berechnung der CTD-Akzeptanz \mathcal{A}_{CTD} für Satelliten-Ereignisse wird in gleich großen Intervallen des generierten z-Vertex jeweils die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt, die einen VCTRAK-Vertex besitzen. Diese Zahl wird durch die in demselben Intervall jeweils generierte Anzahl von Ereignissen dividiert und gegen den z-Vertex aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abb. (8.3) zu sehen. Die eingezeichnete Gerade ist das Resultat einer linearen Regression der Einzelwerte. Die Parameter dieser Anpassung und ihre Fehler sind in dem Kasten oben rechts in der Abbildung angegeben, wobei "P1" der Ordinatenabschnitt und "P2" die Steigung

der Regressionsgeraden ist. Diese Steigung ist verhältnismäßig gering, so daß im folgenden der aus der Geradengleichung bestimmte Wert für \mathcal{A}_{CTD} an der Stelle $\langle z_{\text{SAT}} \rangle = 65$ cm als Näherungswert für die mittlere CTD-Akzeptanz in der Satelliten-Region benutzt werden kann.

Die der Abb. (8.3) entsprechenden Darstellungen für die Schnitte $\wp > 80\%$ bzw. $\wp > 70\%$ zeigen ein sehr ähnliches Verhalten der CTD-Akzeptanz, aus dem sich jeweils die Regressionsparameter ableiten lassen. So ergeben sich nach dem beschriebenen Verfahren gemäß Gl. (8.3) für die drei \wp -Schnitte die folgenden Werte der C5-Migration:

$$\wp > 90\% : \mathcal{M} = 1.35 \pm 0.08,$$

$$\wp > 80\% : \mathcal{M} = 1.35 \pm 0.07 \text{ und}$$

$$\wp > 70\% : \mathcal{M} = 1.21 \pm 0.06.$$

8.2.3 Bestimmung des Akzeptanz-Verhältnisses a

Zur Bestimmung der Detektor-Akzeptanzen $\mathcal{A}_M^{\text{NOM}}$ und $\mathcal{A}_M^{\text{SAT}}$ werden die beiden schon im vorangehenden Abschnitt benutzten Monte-Carlo-Datensätze verwendet. Es werden auf diese Ereignisse sämtliche Auswahl-Kriterien mit Ausnahme des \wp -Schnitts und im Falle des Satelliten-Datensatzes mit Ausnahme des Vertex-Schnitts angewandt. Die somit von der Klassifizierung der Cluster durch SINISTRA unabhängige Anzahl akzeptierter Ereignisse liefert, dividiert durch die Zahl der generierten Ereignisse, die gesuchte Akzeptanz.

Die Akzeptanzen und ihre Fehler sind:

$$\mathcal{A}_M^{\text{NOM}} = (25.96 \pm 0.24)\% \text{ und}$$

$$\mathcal{A}_M^{\text{SAT}} = (46.78 \pm 0.71)\% \text{ mit einem Verhältnis von}$$

$$a = 0.56 \pm 0.01.$$

Mit den so verfügbaren Werten von $N_D^{\text{SAT, VC}}$, \mathcal{M} und a läßt sich für alle drei \wp -Schnitte der Beitrag der Proton-Satelliten zur Gesamt-Luminosität \mathcal{L} abschätzen. Man erhält unabhängig vom \wp -Schnitt:

$$\frac{\mathcal{L}^{\text{SAT}}}{\mathcal{L}} \leq (1.5 \pm 0.3)\% .$$

8.2.4 Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Bevor nun der Wirkungsquerschnitt σ berechnet wird, muß noch eine weitere Korrektur angebracht werden: In den ZEUS-Datensätzen sind unabhängig vom Schnitt auf \wp zwei Ereignisse enthalten, die bei Eintreffen eines ungepaarten Elektron-Pakets im Wechselwirkungsbe-
reich ausgelöst wurden. Es handelt sich dabei vermutlich um Reaktionen mit dem Restgas im Vakuumrohr, die mit derselben Wahrscheinlichkeit auch bei der Kollision von Elektron- und Proton-Bündeln auftreten können. Deshalb muß die Anzahl der gefundenen Ereignisse aus den ungepaarten Bündeln hochgerechnet werden auf die in den ep -Kollisionen zu erwartende Zahl

Größe	Wert für		
	$\varphi > 90\%$	$\varphi > 80\%$	$\varphi > 70\%$
N_D	1317 ± 39	1547 ± 42	1634 ± 43
$N_D^{\text{SAT. VC}}$	26 ± 4	30 ± 5	29 ± 5
N_M^0	32179		
N_M	7034 ± 74	7985 ± 77	8319 ± 79
\mathcal{L} [pb ⁻¹]	2.85 ± 0.03		
\mathcal{M}	1.35 ± 0.08	1.35 ± 0.07	1.21 ± 0.06
a	0.56 ± 0.01		
C_D [%]	73.11 ± 0.98	83.87 ± 0.88	87.46 ± 0.83
C_M [%]	82.89 ± 0.30	93.23 ± 0.20	96.17 ± 0.16

Tabelle 8.2: Zusammenstellung der für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts relevanten Größen.

solcher Reaktionen. Als Gewichtungsfaktor dient dabei das in Tab. (2.1) angegebene Strom-Verhältnis “ $ep : e\text{-pilot}$ ” = 10.17 ± 1.19 . Die auf diese Weise korrigierte Anzahl akzeptierter QEDC-Ereignisse ist in Tab. (8.2) enthalten, in der außerdem nochmals sämtliche für die Berechnung von σ relevanten Größen zusammengefaßt sind.

Mit Hilfe dieser Größen läßt sich aus Gl. (8.1) der Wirkungsquerschnitt berechnen. Die Werte für die drei φ -Schnitte lauten:

$$\varphi > 90\% : \sigma = (2361.6 \pm 77.5 \text{ (stat.)} \pm 115.9 \text{ (syst.)}) \text{ pb,}$$

$$\varphi > 80\% : \sigma = (2393.4 \pm 71.6 \text{ (stat.)} \pm 101.3 \text{ (syst.)}) \text{ pb und}$$

$$\varphi > 70\% : \sigma = (2418.0 \pm 69.5 \text{ (stat.)} \pm 107.0 \text{ (syst.)}) \text{ pb.}$$

Die Berechnung der systematischen Fehler erfolgt dabei analog zu dem in Kapitel 7 erläuterten Verfahren.

Die Werte von σ weisen bei der Variation des φ -Schnitts nur geringe Abweichungen innerhalb der Fehler auf. Vergleicht man die o.g. Werte mit dem aus der Quantenelektrodynamik berechneten

$$\sigma_{th.} = (2281.7 \pm 9.05) \text{ pb,}$$

so läßt sich auch hier eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler feststellen.

Stellt man Gl. (8.1) nach der Luminosität \mathcal{L} um und setzt für den Wirkungsquerschnitt den theoretischen Wert $\sigma_{th.}$ ein, so läßt sich die Luminosität bestimmen für

$$\varphi > 90\% : \mathcal{L} = (2.95 \pm 0.09 \text{ (stat.)} \pm 0.14 \text{ (syst.)}) \text{ pb}^{-1},$$

$$\varphi > 80\% : \mathcal{L} = (2.99 \pm 0.08 \text{ (stat.)} \pm 0.13 \text{ (syst.)}) \text{ pb}^{-1} \text{ und für}$$

$\varphi > 70\%$: $\mathcal{E} = (3.02 \pm 0.08 \text{ (stat.)} \pm 0.13 \text{ (syst.)}) \text{ pb}^{-1}$.

Auch hier befinden sich unabhängig vom Schnitt auf φ alle drei Werte in Übereinstimmung mit dem mit Hilfe der Bremsstrahlungsmethode bestimmten Wert $\mathcal{E} = (2.85 \pm 0.03) \text{ pb}^{-1}$. Der laut [PI95] mit 1% angegebene, i.w. systematische Fehler dieses Werts bleibt dabei kleiner als die Fehler der hier behandelten Methode, die sich in quadratischer Addition von statistischen und systematischen Fehlern jeweils auf etwa 5 bis 6% belaufen.

Zusammenfassung

Die elastische QED-Compton-Streuung $ep \rightarrow ep\gamma$ wurde für Protonen der Energie 820 GeV und Positronen der Energie 27.52 GeV untersucht. Der betrachtete kinematische Bereich ist für Positron und Photon gekennzeichnet durch Energien $E > 5$ GeV, Streuwinkel $\theta' > 6.4^\circ$ (bezogen auf die Positron-Strahlrichtung) und eine Azimutdifferenz $\Delta\varphi > 175^\circ$. Den Analysen liegen die im Jahre 1994 mit dem ZEUS-Detektor aufgenommenen Daten mit einer integrierten Luminosität von $(2.85 \pm 0.03) \text{ pb}^{-1}$ zugrunde.

Die Überbestimmtheit der kinematischen Variablen erlaubt die Berechnung der Positron- und Photon-Energie allein unter Benutzung der Polarwinkel beider Teilchen. Damit konnte die mittlere relative Energie-Abweichung $\Delta E/E$ der kalorimetrisch gemessenen und mit dem SRTD (Small Angle Rear Track Detector) korrigierten von der berechneten Energie bestimmt werden. Für den Energie-Bereich von 8 GeV bis 20 GeV wurde

$$\Delta E/E \leq 2\%$$

gefunden.

Für denselben Energie-Bereich wurde die mittlere relative Energie-Auflösung σ_E/E des Rückwärts-Kalorimeters für Positronen (bzw. Photonen) bestimmt und ein mit der Parametrisierung $\sigma_E/E = A/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ verträgliches Resultat mit

$$A = (25.6 \pm 0.8)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}$$

festgestellt.

Weiterhin ermöglichte die Anwendung der kinematischen Auswahl-Kriterien in Verbindung mit einer geeigneten Untergrund-Subtraktion die sichere Identifizierung der elastischen Compton-Ereignisse. Durch den Vergleich der Anzahl elastischer QEDC-Ereignisse vor und nach Anwendung des Elektron-Finders SINISTRA ließ sich dessen Effizienz \mathcal{E} für das Auffinden elektromagnetischer Teilchen (*ohne* Positron-Photon-Trennung) ermitteln. Mit der in dieser Arbeit entwickelten Methode ist es möglich, diese Effizienz unmittelbar aus den gemessenen Daten des ZEUS-Experiments zu bestimmen. Über den Energie-Bereich von 8 GeV bis 17 GeV gemittelt, ergab sich für das Verhältnis der Monte-Carlo- (\mathcal{E}_M) zur ZEUS-Effizienz (\mathcal{E}_D) ein Wert von

$$\langle \mathcal{E}_M/\mathcal{E}_D \rangle = 1.04 \pm 0.02,$$

wobei aus dem Monte-Carlo-Datensatz für das mittlere Verhältnis von Photon- zu Positron-Finder-Effizienz

$$\langle \mathcal{E}_\gamma/\mathcal{E}_e \rangle = 1.0 \pm 0.01$$

gefunden wurde.

Die für den ZEUS-Datensatz durchgeführte statistische Subtraktion des Untergrundes führte im Mittel zu einer Änderung der Effizienz in der Größenordnung von 10%.

Schließlich lieferte die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für den in dieser Analyse betrachteten kinematischen Bereich unter Zugrundelegung der aus der Bremsstrahlungsreaktion gemessenen Luminosität $\mathcal{L} = (2.85 \pm 0.03) \text{ pb}^{-1}$ den Wert

$$\sigma = (2361.6 \pm 77.5 \text{ (stat.)} \pm 115.9 \text{ (syst.)}) \text{ pb,}$$

der innerhalb des Fehlers mit dem theoretischen Wert $\sigma_{th.} = (2281.7 \pm 9.05) \text{ pb}$ übereinstimmt.

Anhang A

Anhang zur Berechnung des QEDC-Wirkungsquerschnitts

Im folgenden werden die Bezeichnungen des Kapitels 8 benutzt; darüberhinaus werden mit dem unteren Index D bzw. M Größen unterschieden, die sich auf ZEUS- bzw. Monte-Carlo-Daten beziehen. Der obere Index SAT bzw. NOM kennzeichnet den Unterschied zwischen Satelliten- bzw. nominellen Ereignissen, während eine hochgestellte 0 die Ereignisse vor Anwendung sämtlicher Auswahl-Schnitte bezeichnet. Obere Indizes VC bzw. $C5$ schließlich beziehen sich auf Ereignisse mit bzw. ohne VCTRAK-Vertex.

Nach Anwendung sämtlicher Auswahl-Schnitte gewinnt man aus der (unbekannten) Gesamtzahl elastischer QEDC-Ereignisse

$$N_D^0 = N_D^{NOM,0} + N_D^{SAT,0} \quad \text{mit} \quad \lambda := \frac{\mathcal{E}^{SAT}}{\mathcal{E}} :$$

$$N_D = C_D N_D^0 [\lambda \mathcal{A}_D^{SAT} + (1 - \lambda) \mathcal{A}_D^{NOM}] \quad \text{bzw.}$$

$$N_M = C_M N_M^0 \mathcal{A}_M .$$

Unter der Annahme, daß in guter Näherung $\mathcal{A}_D \simeq \mathcal{A}_M$ gilt, hat man statt obiger Beziehung für N_D :

$$N_D = C_D N_D^0 [\lambda \mathcal{A}_M^{SAT} + (1 - \lambda) \mathcal{A}_M^{NOM}] .$$

Setzt man dies in die Definition der Luminosität ein, so erhält man für den (integrierten) Wirkungsquerschnitt des elastischen QEDC-Prozesses:

$$\sigma = \frac{N_D^0}{\mathcal{E}} = \frac{N_D C_M \mathcal{A}_M N_M^0}{N_M \mathcal{E} C_D [\lambda \mathcal{A}_M^{SAT} + (1 - \lambda) \mathcal{A}_M^{NOM}]} . \quad (\text{A.1})$$

Gemäß der Definition von λ ist:

$$\lambda \equiv \frac{\mathcal{E}^{SAT}}{\mathcal{E}} = \frac{\mathcal{E}^{SAT}}{\mathcal{E}^{NOM} + \mathcal{E}^{SAT}}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\mathcal{E}^{\text{SAT}} \cdot \sigma C_D \mathcal{A}_D^{\text{SAT}}}{(\mathcal{E}^{\text{SAT}} + \mathcal{E}^{\text{NOM}}) \cdot \sigma C_D \mathcal{A}_D^{\text{SAT}}} \\
\Rightarrow \lambda &= \frac{N_D^{\text{SAT}}}{\frac{N_D^{\text{NOM}}}{a} + N_D^{\text{SAT}}} \quad \text{mit } a \equiv \frac{\mathcal{A}_M^{\text{NOM}}}{\mathcal{A}_M^{\text{SAT}}}.
\end{aligned}$$

Damit folgt unter Benutzung von $b := a^{-1}$ für die eckige Klammer in Gl. (A.1) :

$$\begin{aligned}
[\dots] &= \mathcal{A}_M^{\text{NOM}} [(1 - \lambda) + \lambda b] \\
&= \mathcal{A}_M^{\text{NOM}} \left[1 - \frac{N_D^{\text{SAT}}}{N_D^{\text{SAT}} + b N_D^{\text{NOM}}} + \frac{b N_D^{\text{SAT}}}{N_D^{\text{SAT}} + b N_D^{\text{NOM}}} \right] \\
&= \mathcal{A}_M^{\text{NOM}} \left[\frac{N_D^{\text{SAT}} + b N_D^{\text{NOM}} - N_D^{\text{SAT}} + b N_D^{\text{SAT}}}{N_D^{\text{SAT}} + b N_D^{\text{NOM}}} \right] \\
&= \mathcal{A}_M^{\text{NOM}} \left[\frac{N_D^{\text{NOM}} + N_D^{\text{SAT}}}{N_D^{\text{NOM}} + a N_D^{\text{SAT}}} \right].
\end{aligned}$$

Mit diesem Ausdruck und $N_D^{\text{NOM}} + N_D^{\text{SAT}} \equiv N_D$ sowie mit $\mathcal{A}_M \equiv \mathcal{A}_M^{\text{NOM}}$ folgt für Gl. (A.1) :

$$\sigma = \frac{N_M^0 C_M (N_D^{\text{NOM}} + a N_D^{\text{SAT}})}{N_M C_D \mathcal{E}}. \quad (\text{A.2})$$

Zur Behandlung der Satelliten-Ereignisse sei im folgenden

$$\delta_{\text{SAT}} = \begin{cases} 1 & \text{vor und} \\ 0 & \text{nach dem Schnitt auf den z-Vertex.} \end{cases}$$

Damit gilt für die Anzahl akzeptierter Satelliten-Ereignisse :

$$\begin{aligned}
N_D^{\text{SAT}} &= N_D^{\text{SAT, VC}} \cdot \delta_{\text{SAT}} + N_D^{\text{SAT, C5}} = N_D^{\text{SAT, VC}} \cdot \left(\delta_{\text{SAT}} + \frac{N_D^{\text{SAT, C5}}}{N_D^{\text{SAT, VC}}} \right) \\
&= N_D^{\text{SAT, VC}} \cdot (\delta_{\text{SAT}} + \mathcal{M}).
\end{aligned}$$

Mit Hilfe dieser Beziehung und der Identität $N_D^{\text{NOM}} = N_D - N_D^{\text{SAT}}$ ergibt sich schließlich aus Gl. (A.2) nach Anwendung des Vertex-Schnitts für den Wirkungsquerschnitt (vgl. Gl. (8.1)) :

$$\sigma = \frac{N_M^0 C_M [N_D - N_D^{\text{SAT, VC}} \mathcal{M} (1 - a)]}{N_M C_D \mathcal{E}}.$$

Anhang B

Anhang zur Herleitung der Energie-Winkel-Beziehungen elastischer QEDC-Ereignisse

Für den elastischen QEDC-Prozeß gilt aufgrund der Vierimpuls-Erhaltung mit den Bezeichnungen des Abschnitts 3.2 sowie mit dem Azimut $\varphi_{p'}$ des gestreuten Protons:

$$E_{e0} + E_{p0} = E_e + E_\gamma + E_{p'} \quad (\text{B.1})$$

$$-E_{e0} + E_{p0} = E_e \cos \theta_e + E_\gamma \cos \theta_\gamma + |\mathbf{p}'| \cos \theta_{p'} \quad (\text{B.2})$$

$$0 = E_e \sin \theta_e \cos \varphi_e + E_\gamma \sin \theta_\gamma \cos \varphi_\gamma + |\mathbf{p}'| \sin \theta_{p'} \cos \varphi_{p'} \quad (\text{B.3})$$

$$0 = E_e \sin \theta_e \sin \varphi_e + E_\gamma \sin \theta_\gamma \sin \varphi_\gamma + |\mathbf{p}'| \sin \theta_{p'} \sin \varphi_{p'} \quad (\text{B.4})$$

wobei die üblichen Näherungen $E_{e0} \gg m_e$ und $E_{p0} \gg m_p$ sowie $E_e > 5 \text{ GeV} \gg m_e$ benutzt werden.

Setzt man nun die Winkel des elektromagnetischen Endzustands als bekannt voraus, so verbleiben die fünf Unbekannten E_e , E_γ , $E_{p'}$, $\theta_{p'}$ und $\varphi_{p'}$, zu deren Bestimmung man mit Hilfe der *Compton-Bedingung* $Q^2 \approx 0$ gelangt:

$$\begin{aligned} -Q^2 &\equiv (p - p')^2 = 2m_p^2 - 2pp' = 2 [m_p^2 - E_{p0}E_{p'} + |\mathbf{p}||\mathbf{p}'| \cos \theta_{p'}] \\ &= 2 \left[m_p^2 - E_{p0}E_{p'} + \sqrt{(E_{p0}^2 - m_p^2)(E_{p'}^2 - m_p^2)} \cos \theta_{p'} \right] \\ \xrightarrow{E_{p'} \gg m_p} \cos \theta_{p'} &= \frac{E_{p0}E_{p'} - m_p^2 - \frac{Q^2}{2}}{\sqrt{(E_{p0}^2 - m_p^2)(E_{p'}^2 - m_p^2)}} \quad (\text{B.5}) \end{aligned}$$

Setzt man im Nenner von Gl. (B.5)

$$A := (E_{p0}^2 - m_p^2)(E_{p'}^2 - m_p^2)$$

und schreibt für den Zähler

$$\begin{aligned}
 E_{p0}E_{p'} - m_p^2 - \frac{Q^2}{2} &= \sqrt{\left[E_{p0}E_{p'} - m_p^2 - \frac{Q^2}{2}\right]^2} \\
 &= \sqrt{E_{p0}^2E_{p'}^2 + m_p^4 - 2E_{p0}E_{p'}m_p^2 + \underbrace{\frac{Q^4}{4} + Q^2m_p^2 - Q^2E_{p0}E_{p'}}_{=: \mathcal{O}(Q^2)}} \\
 &= \sqrt{(E_{p0}^2 - m_p^2)(E_{p'}^2 - m_p^2) - 2E_{p0}E_{p'}m_p^2 + m_p^2E_{p0}^2 + m_p^2E_{p'}^2 + \mathcal{O}(Q^2)} \\
 &= \sqrt{A + m_p^2(E_{p0} - E_{p'})^2 + \mathcal{O}(Q^2)},
 \end{aligned}$$

so erhält man für Gl. (B.5):

$$\begin{aligned}
 1 \geq \cos \theta_{p'} &= \frac{\sqrt{m_p^2(E_{p0} - E_{p'})^2 + A + \mathcal{O}(Q^2)}}{\sqrt{A}} \\
 &\xrightarrow{Q^2 \rightarrow 0} \sqrt{1 + \frac{m_p^2(E_{p0} - E_{p'})^2}{A}} \geq 1.
 \end{aligned}$$

Dies ist nur verträglich mit

$$\cos \theta_{p'} = 1 \iff \theta_{p'} = 0. \quad (\text{B.6})$$

Außerdem sieht man, daß

$$\begin{aligned}
 0 &\leq m_p^2(E_{p0} - E_{p'})^2 \ll (E_{p0}^2 - m_p^2)(E_{p'}^2 - m_p^2) < E_{p0}^2(E_{p'}^2 - m_p^2) \\
 &\iff 0 \ll E_{p'}^2 - m_p^2 \iff |\mathbf{p}'| \approx E_{p'}.
 \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Mit Gl. (B.6) folgt aus den Gln. (B.3) und (B.4):

$$\tan \varphi_e = -\tan \varphi_\gamma \iff \varphi_e = \varphi_\gamma \pm \pi \iff \psi = 0 \text{ sowie } E_e \sin \theta_e = E_\gamma \sin \theta_\gamma$$

und aus den Gln. (B.1), (B.2) und (B.7):

$$\begin{aligned}
 2E_{e0} &= E_e(1 - \cos \theta_e) + E_\gamma(1 - \cos \theta_\gamma) \\
 \implies 2E_{e0} &= E_e(1 - \cos \theta_e) + E_e \frac{\sin \theta_e(1 - \cos \theta_\gamma)}{\sin \theta_\gamma} \\
 \iff 2E_{e0} \sin \theta_\gamma &= E_e \left[\sin \theta_\gamma + \sin \theta_e - \underbrace{\sin \theta_\gamma \cos \theta_e - \sin \theta_e \cos \theta_\gamma}_{\equiv -\sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \right].
 \end{aligned}$$

Daraus folgen unmittelbar die Energie-Winkel-Beziehungen (vgl. Gln. (3.5) und (3.6)):

$$E_e = 2E_{e0} \frac{\sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}, \quad (\text{B.8})$$

$$E_\gamma = 2E_{e0} \frac{\sin \theta_e}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}. \quad (\text{B.9})$$

Mit Hilfe dieser beiden Beziehungen sowie mit den Vierimpulsvektoren $k' = (E_e, \mathbf{k}')$ bzw. $K = (E_\gamma, \mathbf{K})$ des gestreuten Elektrons bzw. des Compton-Photons ergibt sich die invariante Masse des elektromagnetischen Systems zu:

$$\begin{aligned} M_{e\gamma}^2 &\equiv (k' + K)^2 = (E_e + E_\gamma)^2 - (\mathbf{k}' + \mathbf{K})^2 \\ &= (E_e + E_\gamma)^2 - \underbrace{(\mathbf{k}'_{\text{long.}} + \mathbf{K}_{\text{long.}})^2}_{=(E_e \cos \theta_e + E_\gamma \cos \theta_\gamma)^2} - \underbrace{(\mathbf{k}'_{\text{trans.}} + \mathbf{K}_{\text{trans.}})^2}_{=0} \\ &\stackrel{\text{Gl. (B.2)}}{=} (E_e + E_\gamma)^2 - (E_{p0} - E_{e0} - |\mathbf{p}'| \cos \theta_{p'})^2 \\ &\stackrel{\theta_{p'}=0 \text{ und Gln. (B.1),(B.7)}}{=} (E_e + E_\gamma)^2 - (E_e + E_\gamma - 2E_{e0})^2 \\ &= (E_e + E_\gamma)^2 - [(E_e + E_\gamma)^2 + 4E_{e0}^2 - 4E_{e0}(E_e + E_\gamma)] \\ &= 4E_{e0}^2 \left[\frac{E_e + E_\gamma}{E_{e0}} - 1 \right] \\ &\stackrel{\text{Gln. (B.8),(B.9)}}{=} 4E_{e0}^2 \left[\frac{2 \sin \theta_e + 2 \sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} - 1 \right] \\ &\stackrel{\text{vgl. Gl. (3.7)}}{\implies} M_{e\gamma} = 2E_{e0} \sqrt{\frac{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma + \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}}. \quad (\text{B.10}) \end{aligned}$$

Anhang C

Anhang zur Integration des klassischen Compton-Wirkungsquerschnitts

Mit den Bezeichnungen des Abschnitts 3.1 gilt für das Integral des (bereits über den Azimut integrierten) klassischen Compton-Streuquerschnitts bzgl. θ im ZEUS-Laborsystem in den Grenzen α_1 bis α_2 :

$$\begin{aligned}
 \sigma &= -2\pi \int_a^b \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{ZEUS}}}(\cos\theta) \cdot d(\cos\theta) \quad | \quad \text{mit } a := \cos\alpha_1 \quad \text{und} \quad b := \cos\alpha_2 \\
 &= -2\pi \int_a^b \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta) \cdot \frac{d(\cos\vartheta)}{d(\cos\theta)} \cdot d(\cos\theta) \\
 &= -2\pi \int_{a'}^{b'} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\vartheta) \cdot d(\cos\vartheta) \quad | \quad \text{mit } a' := \frac{\beta + \cos\alpha_1}{1 + \beta \cos\alpha_1} \quad \text{und } b' \text{ analog.}
 \end{aligned}$$

Für $d\sigma/d\Omega$ wird die Klein-Nishina-Formel (Gl. (3.1)) mit $x := \cos\vartheta$ benutzt:

$$\sigma = -2\pi \int_{a'}^{b'} \frac{\alpha^2}{2} \left\{ \frac{1}{[m_e + \omega(1-x)]^2} \left[\frac{\omega^2(1-x)^2}{m_e[m_e + \omega(1-x)]} + 1 + x^2 \right] \right\} dx .$$

Mit der Substitution $u := m_e + \omega(1-x) \Rightarrow dx = -\frac{du}{\omega}$, $1-x = \frac{u-m_e}{\omega}$ folgt:

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \frac{\pi\alpha^2}{\omega m_e} \int_{a''}^{b''} \left\{ \frac{(u-m_e)^2}{u^3} + \frac{m_e}{u^2} + \frac{(m_e-u+\omega)^2 m_e}{\omega^2 u^2} \right\} du \\
 &\quad (\text{mit } a'' := m_e + \omega(1-a') \quad \text{und } b'' \text{ analog}) \\
 &= \frac{\pi\alpha^2}{\omega m_e} \int_{a''}^{b''} \left\{ \frac{1}{u} - \frac{2m_e}{u^2} + \frac{m_e^2}{u^3} + \frac{m_e}{u^2} + \frac{m_e}{\omega^2} + \frac{m_e^3}{\omega^2 u^2} + \frac{m_e}{u^2} - \frac{2m_e^2}{\omega^2 u} - \frac{2m_e}{\omega u} + \frac{2m_e^2}{\omega u^2} \right\} du
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\pi\alpha^2}{\omega m_e} \int_{a''}^{b''} \left\{ \frac{m_e}{\omega^2} + \left(1 - \frac{2m_e}{\omega} - \frac{2m_e^2}{\omega^2}\right) \frac{1}{u} + \left(\frac{m_e^3}{\omega^2} + \frac{2m_e^2}{\omega}\right) \frac{1}{u^2} + \frac{m_e^2}{u^3} \right\} du \\
&= \frac{\pi\alpha^2}{\omega m_e} \left[\frac{m_e}{\omega^2} u + \left(1 - \frac{2m_e}{\omega} - \frac{2m_e^2}{\omega^2}\right) \ln u - \left(\frac{m_e^3}{\omega^2} + \frac{2m_e^2}{\omega}\right) \frac{1}{u} - \frac{m_e^2}{2u^2} \right]_{a_+:=a''}^{a_-:=b''} \\
\text{vgl. Gl. (3.3)} \quad \sigma &= \frac{\pi\alpha^2}{\omega m_e} \left[\frac{m_e}{\omega^2} (a_- - a_+) + \left(1 - \frac{2m_e}{\omega} - \frac{2m_e^2}{\omega^2}\right) \ln \left(\frac{a_-}{a_+}\right) - \right. \\
&\quad \left. \left(\frac{m_e^3}{\omega^2} + \frac{2m_e^2}{\omega}\right) \left(\frac{1}{a_-} - \frac{1}{a_+}\right) - \frac{m_e^2}{2} \left(\frac{1}{a_-^2} - \frac{1}{a_+^2}\right) \right]. \tag{C.1}
\end{aligned}$$

Insbesondere gilt für den totalen Wirkungsquerschnitt, also für $\alpha_1 = 0^\circ$ und $\alpha_2 = 180^\circ$ mit $a' = -b' = 1 \quad \Rightarrow \quad a_+ = m_e, \quad a_- = m_e + 2\omega$ (vgl. [NA91]):

$$\sigma_{tot} = \frac{\pi\alpha^2}{\omega m_e} \left[\left(1 - 2\frac{m_e}{\omega} - 2\frac{m_e^2}{\omega^2}\right) \ln \left(\frac{m_e + 2\omega}{m_e}\right) + \right. \\
\left. 4\frac{m_e}{\omega} + \frac{1}{2} - \frac{m_e^2}{2(m_e + 2\omega)^2} \right].$$

Literaturverzeichnis

- [AB95] H. Abramowitz et al.,
Neural Network Based Electron Identification in the ZEUS Calorimeter,
DESY 95-054, März 1995
- [AH95] T. Ahmed et al.,
Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA,
DESY 95-024, Februar 1995
- [BA93] L.A.T. Bauerdick et al.,
ZARAH Primer,
ZEUS-Note 93-072, Juli 1993
- [BI95] J. Biltzinger,
Uranium Calorimeter Noise of 1994 Data,
ZEUS-Note 95-072, Juni 1995
- [BL93a] V. Blobel et al.,
Statistische und numerische Methoden der Datenauswertung I.,
Vorlesung von V. Blobel und E. Lohrmann,
1993/94
- [BL93b] J. Blümlein et al.,
On the Measurement of the Proton Structure at Small Q^2 ,
DESY 93-097, Juli 1993
- [BU91] W. Buchmüller et al.,
Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Vol. 3,
Oktober 1991
- [CO92] A. Courau et al.,
QED Compton scattering in high-energy electron-proton collisions,
Phys. Rev. D 46, 117 (1992)
- [CA94] A. Caldwell et al.,
An Electron Energy Correction Method: A Preliminary Implementation and Its Effects on the F_2 Measurement,
ZEUS-Note 94-051, Mai 1994
- [DE95a] M. Derrick et al.,
Measurement of the Proton Structure Function F_2 at low x and low Q^2 at HERA,
DESY 95-193, Oktober 1995

- [DE95b] DESY (Hrsg.),
DESY '95 - Das Jahrbuch des Forschungszentrums DESY,
April 1995
- [DO94] T. Doeker et al.,
Electron Position Reconstruction - Update of the ELECPO routines - (May 1994),
ZEUS-Note 94-123, September 1994
- [FL95] J. I. Fleck et al.,
Electron Identification in the HES and a new way to determine the efficiency of electron finders,
ZEUS-Note 95-009, Februar 1995
- [GR92] M. G. Green,
The ADAMO Data System - An Introduction for Particle Physicists,
Royal Holloway and Bedford New College, Egham, UK,
Januar 1992
- [HA95] G. F. Hartner et al.,
VCTRAK (3.06/11): Offline Output Information,
ZEUS-Note 95-004, Februar 1995
- [HO93] U. Holm (Hrsg.),
The ZEUS Detector, Status Report 1993,
ZEUS Collaboration, Februar 1993
- [IG95] Y. Iga,
April 1995
- [LA65] M. v. Laue,
Die Relativitätstheorie I., 7. Auflage,
Vieweg 1965
- [LA95] J. Labs,
April 1995
- [NA91] O. Nachtmann,
Elementarteilchenphysik - Phänomene und Konzepte,
Vieweg 1991
- [NG93] J. Ng (Hrsg.),
Proposal for a Small Angle Rear Track Detector for ZEUS,
ZEUS-Note 93-016, Februar 1993
- [NG95] J. Ng et al.,
An Overview of SRTD Analysis,
ZEUS-Note 95-037, Juli 1995
- [PA94] *PAW - An Introductory Tutorial (CERN)*,
Juli 1994
- [PE87] D. H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics, 3rd ed.,
Addison-Wesley 1987

-
- [PI95] K. Piotrkowski et al.,
Determination of the ZEUS Luminosity in 1994,
ZEUS-Note 95-138, Oktober 1995
- [SC95] S. Schlenstedt,
Vorabmitteilung der ZEUS-Luminositätsgruppe,
September 1995
- [WO94] G. Wolf,
HERA Physics,
DESY 94-022, Februar 1994
- [YO84] G. P. Yost,
Lectures on Probability and Statistics,
HENP Group, Imperial College, London SW7 2BZ, UK,
1984

