Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Timo Staudenmaier

aus Eberbach

Januar 2000

Rauschunterdrückung in der kinematischen Rekonstruktion tiefunelastischer Streuereignisse bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von Timo Staudenmaier ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Privatdozent Dr. Peter Schleper

Übersicht

Beim Elektron-Proton-Speicherring HERA werden tiefunelastische Streuprozesse untersucht, für deren Analyse die genaue Bestimmung der kinematischen Variablen x, y und Q^2 notwendig ist. Die Rekonstruktion dieser Variablen wird bei kleinen y durch elektronisches Rauschen im Kalorimeter stark beeinträchtigt.
In der vorliegenden Arbeit wurde eine neu entwickelte Rauschunterdrückung im Hinblick auf die Optimierung der kinematischen Rekonstruktion bei kleinen y untersucht. Durch den neuen Algorithmus konnte eine deutliche Verbesserung gegenüber existierenden Methoden festgestellt werden.
Mit Hilfe von simulierten Ereignissen wurde gezeigt, daß der neue Algorithmus nur durch Rauschen oder durch andere, die Rekonstruktion störende Effekte verursachte Energien verwirft.
Unter Verwendung der neuen Rauschunterdrückung wurde der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms der tiefunelastischen Streuung aus den in den Jahren 1998 und 1999 bei H1 gemessenen Daten bestimmt und mit der Vorhersage des Standardmodells verglichen.

Abstract

At the electron-proton storage ring HERA deep inelastic scattering processes are examined. The analysis requires the accurate determination of the kinematic variables x, y and Q^2. The reconstruction at small y is strongly affected by electronic noise in the calorimeter.
This thesis discusses a new noise suppression algorithm, which was developed in view of an optimization of the kinematic reconstruction at low y. In comparison to an existing method a clear improvement due to the noise suppression is observed.
Monte-Carlo studies show that the new algorithm essentially suppresses energies caused by noise and by other effects interfering with the reconstruction.
Applying the new noise suppression algorithm to the data measured by the H1 experiment in the years 1998 and 1999, the cross section of the neutral current deep inelastic scattering was determined and compared to the prediction of the standard model.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Der Speicherring HERA und der Detektor H1 **3**
2.1 Der Speicherring HERA 3
2.2 Der Detektor H1 6
2.2.1 Das Spurkammersystem 8
2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter 10
2.2.3 Bestimmung der Luminosität 13
2.2.4 Datennahme und Rekonstruktion 13
2.2.5 Monte-Carlo-Simulation 14

3 Theoretische Grundlagen **17**
3.1 Kinematik der Elektron-Proton-Streuung 17
3.1.1 Kinematische Größen 18
3.1.2 Die kinematische Ebene 20
3.2 Kinematische Rekonstruktion 21
3.2.1 Die Elektron-Methode 22
3.2.2 Die Hadron-Methode 23
3.2.3 Die eΣ-Methode 23
3.2.4 Die Doppel-Winkel-Methode 23
3.3 Der Wirkungsquerschnitt 24
3.3.1 Der Born-Wirkungsquerschnitt 24
3.3.2 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts 25
3.3.3 Stabilität und Reinheit 26

4 Selektion und Kalibration **29**
4.1 Selektion der Daten 29
4.2 Effizienz der Elektronensuche 30
4.3 Spurkriterien 30
4.4 Spur-Cluster-Effizienz 31
4.5 Kinematische Schnitte 33
4.6 Luminosität und Stabilität der Daten 33
4.7 Kalibration der Elektronenergie 34

5 Rauschunterdrückung **37**
5.1 Grundlagen . . . 37
5.2 FSCOMB-Rauschunterdrückung . . . 40
5.2.1 Funktionsweise des FSCOMB-Algorithmus . . . 40
5.2.2 Einfluß auf die kinematischen Rekonstruktion . . . 40
5.3 Alternative Rauschunterdrückung . . . 43
5.3.1 Funktionsweise des alternativen Algorithmus . . . 44
5.3.2 Kenngrößen des Algorithmus . . . 46
5.3.3 Korrektur von Strahlrohrverlusten . . . 48
5.3.4 Einfluß auf die kinematischen Rekonstruktion . . . 49
5.3.5 Untersuchung der Eigenschaften des Algorithmus . . . 54
5.4 Gegenüberstellung der Algorithmen . . . 56

6 Kontrollverteilungen **61**
6.1 Verteilung des z-Vertex . . . 61
6.2 Elektron-Größen . . . 62
6.3 Hadron-Größen . . . 63
6.4 Größen der Rauschunterdrückung . . . 66

7 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte **71**
7.1 Fehlerbetrachtung . . . 71
7.2 Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt . . . 72
7.3 Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt . . . 73

8 Zusammenfassung und Ausblick **79**

Abbildungsverzeichnis **82**

Tabellenverzeichnis **83**

Literaturverzeichnis **85**

Erklärung **87**

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung der Struktur zusammengesetzter Teilchen durch Streuexperimente hat eine lange Tradition in der Physik. Bereits 1909 führten Geiger und Marsden ihr berühmtes Experiment durch, bei dem sie die Streuung von α-Teilchen an einer Metallfolie untersuchten. Die Analyse der Ergebnisse erlaubte es Rutherford, ein Modell des Atoms, bestehend aus Hülle und Kern, zu entwickeln, und eine obere Grenze für den Kernradius anzugeben.

Hofstadter und seine Mitarbeiter verwendeten 1955 zum ersten Mal Elektronen als Projektile. Es gelang ihnen in den folgenden Jahren, den Kernradius[1] einer Vielzahl von Metallen zu bestimmen.

Bei dem Experiment wurde ein Elektronenstrahl aus einem Linearbeschleuniger an einem ruhenden Präparat gestreut. Die dabei erreichbare Schwerpunktsenergie des Systems aus Elektron und Kern ist begrenzt. Da sich die räumliche Auflösung aber wie die inverse Schwerpunktsenergie verhält, sind hohe Strahlenergien notwendig, um kleine Strukturen auflösen zu können. Die benötigten Energien lassen sich einfacher in Streuexperimenten mit zwei kollidierenden Teilchenstrahlen erzeugen, als in Experimenten an einem ruhenden Ziel.

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg wurde Ende 1990 nach sechseinhalb Jahren Bauzeit die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA fertiggestellt und Mitte 1992 in Betrieb genommen. Die Anlage ist die weltweit erste ihrer Art, in der Elektronen oder Positronen auf 27 GeV und Protonen auf inzwischen 920 GeV beschleunigt und bei einer Schwerpunktsenergie von fast 320 GeV zur Kollision gebracht werden. Damit können Strukturen bis etwa 10^{-18} m aufgelöst werden. An den beiden Wechselwirkungszonen der Teilchenstrahlen wurden zur Beobachtung der Kollisionen die Detektoren H1 und ZEUS gebaut. Die weiteren Experimente HERMES und HERA-B nutzen die Teilchenstrahlen zur Untersuchung von Streuprozessen an ruhenden Zielen.

In dieser Arbeit werden Ereignisse analysiert, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Dieses Experiment untersucht die Streuung von Elektronen an den Bausteinen des Protons, den Quarks und Gluonen. Die Streuprozesse finden über die elektromagnetische oder schwache Wechselwirkung bei Viererimpulsüberträgen bis zu

[1] Genaugenommen bestimmten sie den Radius der Ladungsverteilung im Kern, da Elektronen fast ausschließlich elektromagnetisch mit dem Kern wechselwirken. Im Gegensatz zu den Protonen haben die Neutronen daher einen vernachlässigbaren Einfluß auf den Streuprozeß.

$Q^2_{max} = E^2_{cms} \approx 10^5$ GeV^2 statt. Der Detektor ermöglicht die Messung der Viererimpulse des gestreuten Elektrons sowie der Teilchen des hadronischen Endzustands.

Zum Nachweis der zumeist hochenergetischen Teilchen werden beim H1-Experiment mehrere Kalorimeter eingesetzt, die es erlauben, die Energie und Position der aus der Streuung auslaufenden Teilchen zu bestimmen. Für die Festlegung der Kinematik des Streuprozesses ist prinzipiell nur die Messung von zwei unabhängigen Variablen nötig, so daß beispielsweise die Messung des gestreuten Elektrons ausreicht. Dennoch ermöglicht es die Kombination der Elektron- und Hadron-Größen, in einem gewissen Umfang Meßungenauigkeiten auszugleichen. Daher ist man trotz einiger experimenteller Schwierigkeiten, mit denen die Messung der Teilchen des hadronischen Endzustands verbunden ist, an einer guten Bestimmung der Größen dieser Teilchen interessiert.

Besonders in den Fällen, in denen die hadronischen Teilchen unter einem kleinen Winkel aus der Streuung auslaufen, machen sich Ungenauigkeiten in der Messung des gestreuten Elektrons bemerkbar. Kinematisch zeichnen sich diese Fälle durch einen kleinen Wert von y aus, einer der sogenannten Bjorkenschen Skalenvariablen.

Durch den Aufbau des Speicherrings und des Detektors bedingt sind nicht alle Regionen einer Messung zugänglich. Insbesondere behindert das zur Führung der einlaufenden Elektronen und Protonen notwendige Strahlrohr die Bestimmung der Größen von Teilchen, die unter kleinen Winkeln gestreut wurden. In der Region kleiner y treten die Teilchen des hadronischen Endzustands nahe am Rand des durch Kalorimeter abgedeckten Bereichs in den Detektor ein. Die Messung wird in diesen Fällen durch drei Effekte beeinträchtigt. Zunächst machen sich Energieverluste im Strahlrohr bemerkbar. Des weiteren spielen sekundäre Streuprozesse im Detektormaterial und damit verbundene Winkeländerungen der auslaufenden Teilchen eine Rolle. Und schließlich hat elektronisches Rauschen in den Kalorimetern im Bereich kleiner y aufgrund der verwendeten Rekonstruktionsmethode einen besonders störenden Einfluß auf die Bestimmung kinematischer Größen.

Das Ziel dieser Arbeit ist eine systematische Studie der Verbesserung der Auflösung von kinematischen Variablen im Bereich kleiner y durch die Verwendung einer Rauschunterdrückung. Ein im Rahmen der Arbeit entwickelter Algorithmus zur Rauschunterdrückung wird anhand simulierter Ereignisse sowie der bei H1 in den Jahren 1998 und 1999 gemessenen Daten der Elektron-Proton-Streuung untersucht.

In Kapitel 2 wird der Aufbau des H1-Detektors und der für diese Arbeit wichtigsten Komponenten beschrieben. Kapitel 3 gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung und eine Einführung in die Methoden zur Bestimmung kinematischer Größen. In Kapitel 4 wird die Selektion und Kalibration der Daten dargestellt.

In Kapitel 5 wird der in dieser Arbeit entwickelte Algorithmus zur Rauschunterdrückung vorgestellt und im Hinblick auf eine Verbesserung bei der Bestimmung kinematischer Variablen untersucht. Ein Vergleich mit dem bisher verwendeten Algorithmus wird vorgenommen. In Kapitel 6 wird die Beschreibung der Daten durch die Simulation überprüft, insbesondere im Hinblick auf die Rauschunterdrückung. Kapitel 7 präsentiert die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der Elektron-Proton-Streuung unter Verwendung der Rauschunterdrückung.

Abgeschlossen wird die Arbeit durch die Zusammenfassung der Ergebnisse und einen Ausblick in Kapitel 8.

Kapitel 2

Der Speicherring HERA und der Detektor H1

In diesem Kapitel wird der Elektron-Proton-Speicherring HERA kurz vorgestellt. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Streuereignisse wurden an einem der Experimente des Speicherrings, dem H1-Detektor, beobachtet. Der Aufbau sowie die für diese Analyse wesentlichen Komponenten des Detektors werden im zweiten Teil des Kapitels beschrieben.

2.1 Der Speicherring HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY besteht aus zwei Speicherringen, in denen Elektronen beziehungsweise Positronen und Protonen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Die beiden Strahlrohre für die zwei Teilchenstrahlen liegen übereinander in einem Tunnel von 5.20 m Durchmesser. Der Speicherring hat einen Umfang von 6336 m. In Abbildung 2.1 sind HERA und die Vorbeschleuniger dargestellt.

Die Elektronen werden durch Glühemission aus einem Wolframdraht freigesetzt, während die Protonen aus einer Wasserstoffquelle gewonnen werden. Zunächst werden durch Beschuß mit Elektronen negativ geladene Wasserstoffionen erzeugt, die beschleunigt werden und an einer Folie ihre Elektronen verlieren. Nach ihrer Freisetzung werden die Teilchen in magnetischen Feldern eingefangen und gebündelt. Im Linearbeschleuniger LINAC und den Ringbeschleunigern DESY und PETRA werden die beiden Teilchenstrahlen stufenweise akkumuliert und auf eine Energie von 12 GeV für Elektronen und 40 GeV für Protonen gebracht. Danach werden die Strahlen in den Speicherring HERA geführt und auf die endgültige Energie beschleunigt. In allen Strahlrohren liegt Ultrahochvakuum vor, um einen möglichst geringen Verlust von Teilchen durch Stöße mit Luftmolekülen zu haben.

Der Speicherring besteht aus vier geraden Röhren, die durch gekrümmte Abschnitte verbunden sind. Die geraden Bereiche dienen der Beschleunigung der Teilchen und enthalten die Wechselwirkungspunkte, an denen die Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden. Die zur Beschleunigung notwendigen hochfrequenten elektrischen Wechselfelder werden in Hohlraumresonatoren erzeugt. Nur Teilchen in bestimmten

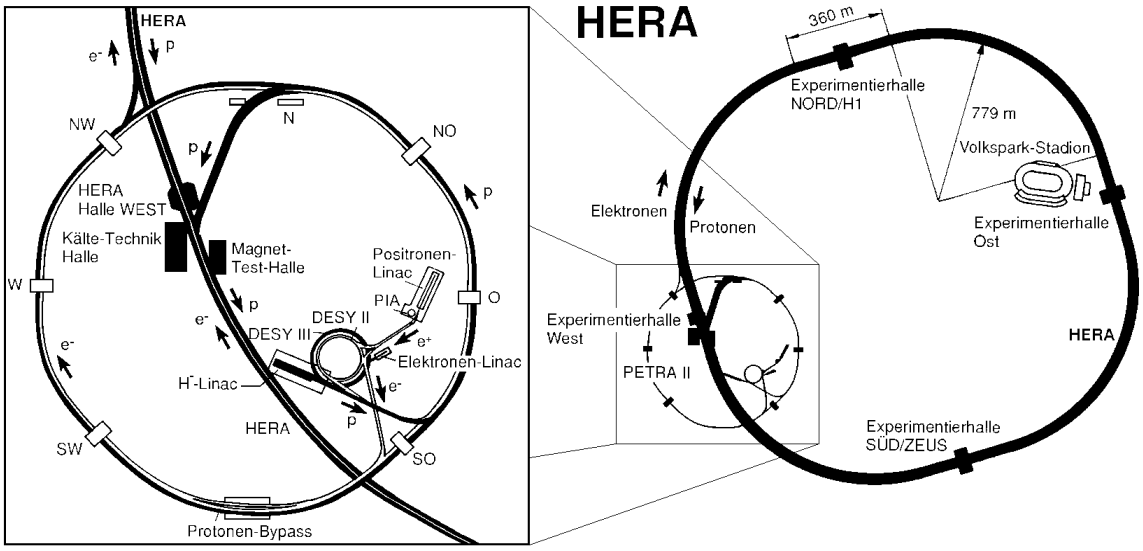


Abbildung 2.1: Der HERA-Speicherring (rechts) und die Vorbeschleuniger (links).

Bereichen des Wechselfeldes werden beschleunigt. Daher treten die Teilchen in Paketen auf, die man „Bunche“ nennt. Jeder Bunch besteht aus mehreren 10^{10} Teilchen in einem möglichst kleinen Volumen. Um das Auseinanderlaufen der Pakete durch die elektrische Abstoßung der Teilchen zu verhindern, werden in regelmäßigen Abständen fokussierende Quadrupolmagnete eingesetzt, die Kräfte auf Teilchen ausüben, die die Sollbahn verlassen.

In den gekrümmten Bereichen verwendet man Dipolmagnete mit Feldern senkrecht zur Flugrichtung, um die Teilchenstrahlen auf eine Kreisbahn zu zwingen. Entlang der gekrümmten Bahnen verlieren die Teilchen durch Synchrotronstrahlung ständig Energie. Die Elektronenenergie ist begrenzt, da sich die Verluste bei vernünftiger Größe des Beschleunigers nicht mehr ausgleichen lassen. Aufgrund ihrer größeren Masse sind die Strahlungsverluste bei Protonen vernachlässigbar. Sie lassen sich auf höhere Energien beschleunigen und benötigen dafür sehr hohe magnetische Feldstärken. Daher kommen zur Lenkung der Elektronen normalleitende Führungsmagnete zu Einsatz, während für Protonen heliumgekühlte, supraleitende Magnete notwendig sind.

Bei Inbetriebnahme von HERA im Jahr 1992 wurden die Elektronen auf eine Maximalenergie von $E_\mathrm{e} = 26.7$ GeV und die Protonen auf $E_\mathrm{p} = 820$ GeV beschleunigt. Im Zuge von Aufrüstungen des Speicherrings wurde im Jahr 1994 die Strahlenergie der Elektronen auf 27.6 GeV erhöht, im Jahr 1998 die der Protonen auf 920 GeV. Dadurch erreichte man eine Erhöhung der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx \sqrt{4\,E_\mathrm{e}\,E_\mathrm{p}}$ von etwa 300 GeV auf fast 320 GeV. Zunächst wurden wie vorgesehen Elektronen als Streupartner der Protonen verwendet. Da die Lebensdauer des Elektronenstrahls aufgrund von Restgas im Strahlrohr auf wenige Stunden begrenzt war, entschloß man sich 1994 zur Benutzung von Positronen. Im Jahr 1998 wurde die Anlage wieder auf Elektronen umgestellt, nachdem die Lebensdauer durch technische Verbesserungen auf etwa

20 Stunden erhöht werden konnte. Seit Mitte 1999 werden wieder Positronen verwendet.

Die Elektronen- und Protonenstrahlen werden so geführt, daß gleichzeitig je ein Paket den Wechselwirkungspunkt aus entgegengesetzter Richtung erreicht. Der Kollisionspunkt der beiden Teilchenstrahlen wird „Bunch Crossing“ genannt. Wenn eines der beiden Pakete zeitlich um eine Schwingung der Hochfrequenz der Beschleunigungsspannung verschoben ist, findet die Streuung etwa 60 cm vom nominalen Wechselwirkungspunkt entfernt statt. Solche Teilchenkollisionen bezeichnet man als „Satelliten-Bunch Crossing“. Die Ausdehnung der Pakete in Richtung des Strahlrohrs führt zu einer Verschmierung des Kollisionspunkts um den Mittelwert herum. Es werden auch gezielt Bunche ohne Kollisionspartner erzeugt, sogenannte „Pilot-Bunche“. Dadurch kann der Untergrund durch Wechselwirkung mit dem Restgas oder dem Strahlrohr bestimmt werden.

Einige charakteristische Größen des HERA-Speicherrings in den Jahren 1998 und 1999 sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. In der Tabelle sind die Sollwerte der Strahl-

	Elektronen	Protonen
Strahlenergie [GeV]	27.6	920
Schwerpunktsenergie [GeV]	320	
Kollisionsfrequenz [ns^{-1}]	1/96	
nominaler Strahlstrom [mA]	58	158
magnetisches Ablenkfeld [T]	0.274	4.65

Tabelle 2.1: Einige Größen des HERA-Speicherrings während der Datennahme der Jahren 1998/99.

ströme angegeben. Im betrachteten Zeitraum wurde typischerweise jeweils etwa der halbe Wert erreicht.

Eine weitere wichtige Größe eines Beschleunigers ist die Luminosität $\mathcal{L}$. Für einen Ringbeschleuniger mit kollidierenden Teilchenstrahlen gilt

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f}{A}, \tag{2.1}$$

wobei N_1 und N_2 die Zahl der Teilchen in den beiden zusammenstoßenden Teilchenpaketen, f die Kollisionsfrequenz und A die Querschnittsfläche der Teilchenstrahlen bedeutet. Die Bestimmung der Luminosität ist notwendig, um aus den beobachteten Ereignisraten dN/dt den Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion gemäß

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\,\sigma \tag{2.2}$$

zu bestimmen. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann aus der Anzahl N der während eines Zeitraums auftretenden Ereignisse zu $\sigma = N/L$, mit der integrierten Luminosität $L = \int \mathcal{L}\,dt$. Er hat die Einheit einer Fläche und wird üblicherweise in Barn angegeben, wobei gilt 1 b $= 10^{-28}$ m^2. Entsprechend wird die Luminosität in inversen Barn gemessen. Der Detektor H1 verfügt über eine Komponente zur Messung

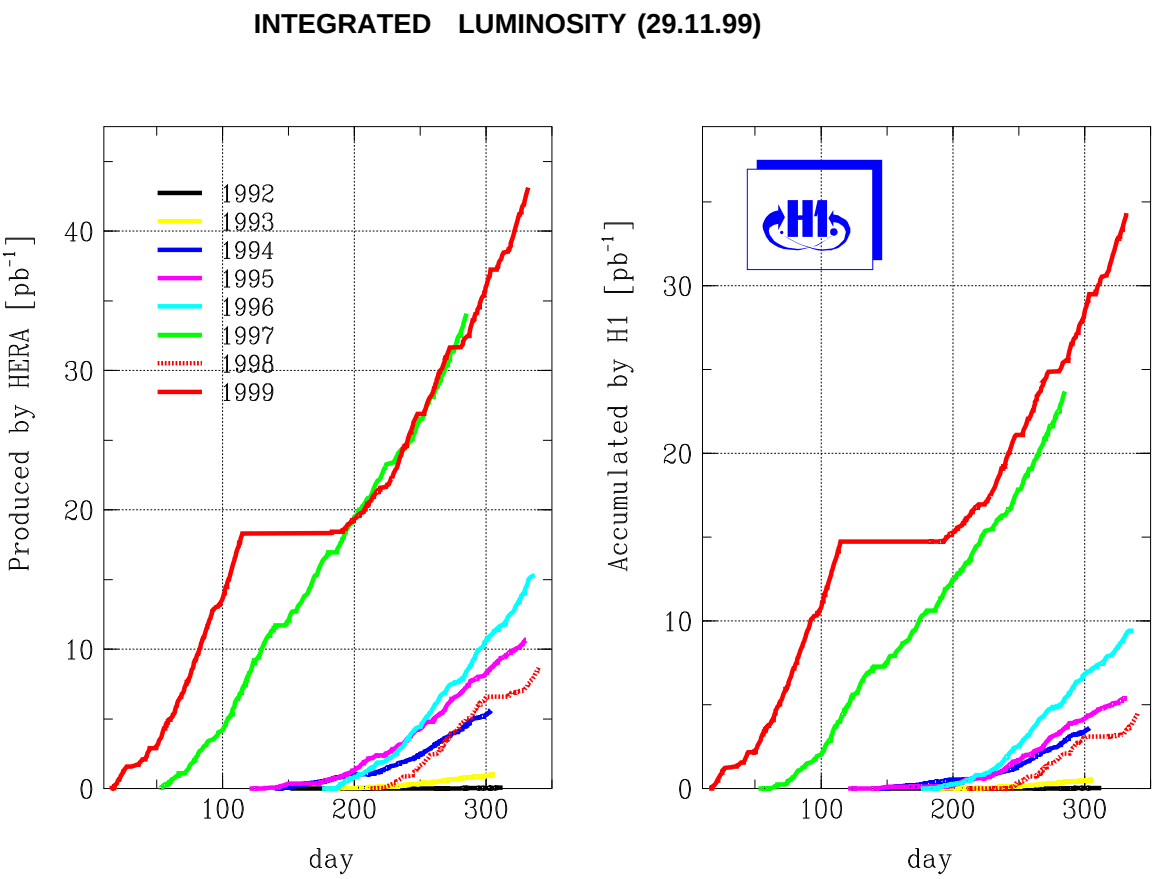


Abbildung 2.2: Die von HERA gelieferte und von H1 genutzte integrierte Luminosität als Funktion der Zeit.

der Luminosität, die in Abschnitt 2.2.3 näher beschrieben wird. In Abbildung 2.2 ist die integrierte Luminosität seit Inbetriebnahme von HERA dargestellt. Von Anfang 1998 bis Mitte 1999 wurde von HERA insgesamt eine Luminosität von 24.8 pb^{-1} geliefert, von der H1 18.9 pb^{-1} nutzen konnte.

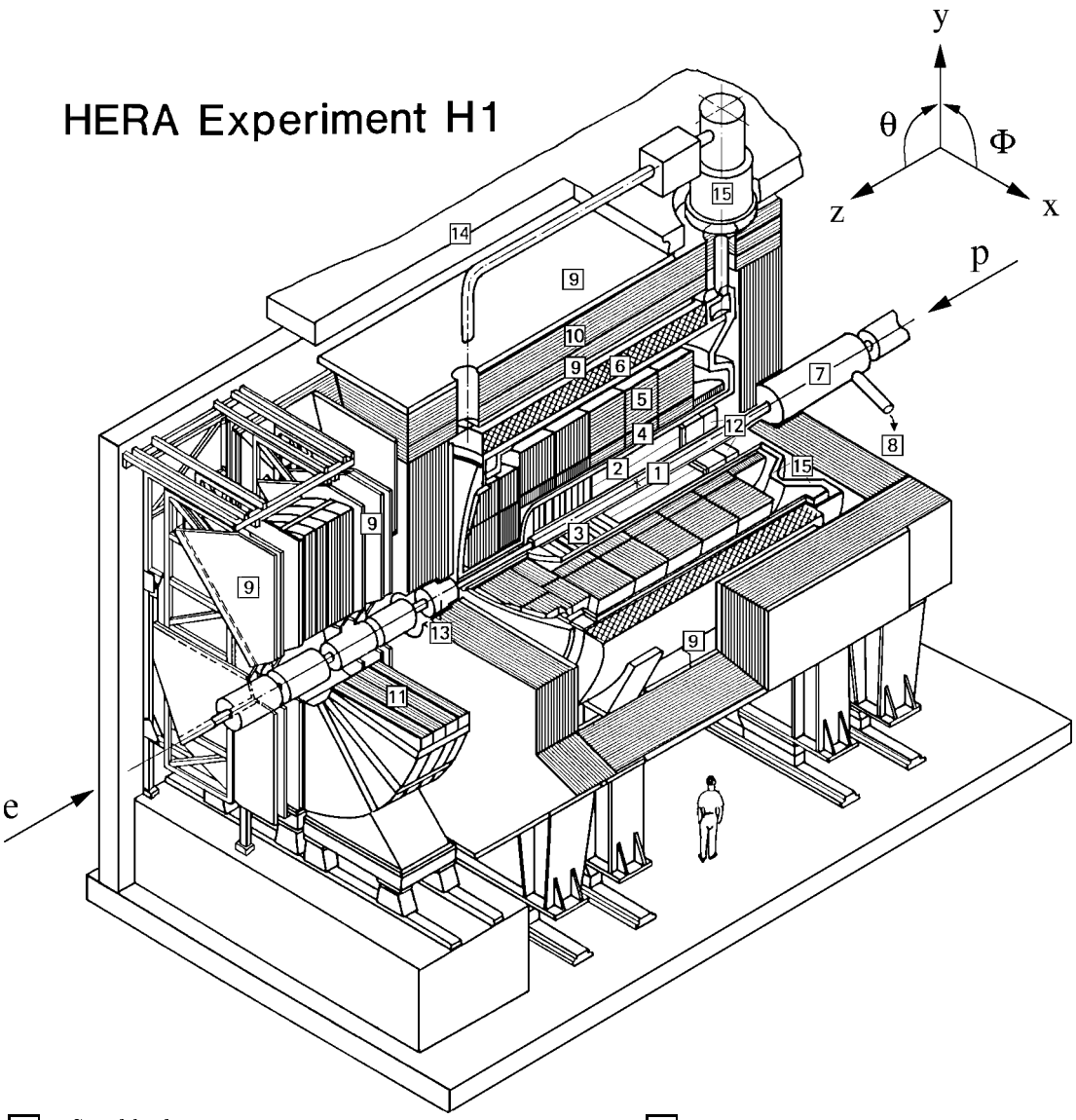
2.2 Der Detektor H1

Am nördlichen Wechselwirkungspunkt des HERA-Speicherrings wurde der Detektor H1 gebaut. Er dient der Beobachtung von Stößen zwischen Elektronen und Protonen. Die zugrundeliegende Physik wird in Abschnitt 3.1 näher beschrieben. Im Endzustand eines unelastischen Streuereignisses liegen neben dem gestreuten Elektron[1] auch Jets aus Quarks und Gluonen vor. Beim Entwurf des Experiments standen daher vor allem eine gute Identifikation von Leptonen, besonders Elektronen, eine hohe Granularität und Auflösung der Energiemessung von Jets sowie eine möglichst vollständige Abdeckung des Raumwinkels im Vordergrund. Zur Identifikation der Elektronen und der geladenen Teilchen in Jets benötigt man ein hochauflösendes Spurkammersystem. In diesem

[1]Bei einer Wechselwirkung der Elektronen und Protonen über die schwache Kraft kann unter Umständen statt des gestreuten Elektrons ein nicht nachweisbares Neutrino im Endzustand auftreten.

Abschnitt werden die für diese Arbeit wichtigsten Komponenten des Detektors kurz vorgestellt. Einen allgemeinen Überblick gibt [H1C97a], während man eine detailierte Beschreibung der Detektorkomponenten in [H1C97b] findet.

In Abbildung 2.3 ist der Detektor dargestellt. Die Elektronen laufen von links, die



1	Strahlrohr	9	Myon-Kammern
2	Zentrale Spurkammern	10	Instrumentiertes Eisen
3	Vorwärtsspurkammersystem	11	Myon-Toroid-Magnet
4	Elektromagnetisches LAr-Kalorimeter (Blei)	12	warmes Kalorimeter (SPACAL)
5	Hadronisches LAr-Kalorimeter (Edelstahl)	13	Vorwärts-Kalorimeter
6	Supraleitende Spule	14	Betonabschirmung
7	Kompensationsmagnet	15	Flüssig-Argon-Kryostat
8	Helium-Kälteanlage		

Abbildung 2.3: Der H1-Detektor.

Protonen von rechts in das Strahlrohr ein und treffen sich am Wechselwirkungspunkt. Die z-Achse des H1-Koordinatensystems zeigt in Richtung des Protonenstrahls. In

diesem System definieren positive z den Vorwärts- und negative den Rückwärtsbereich des Detektors. Die y-Achse verläuft senkrecht, die x-Achse waagrecht. Der Ursprung befindet sich im nominalen Wechselwirkungspunkt. Der Winkel θ wird in Bezug auf die positive z-Achse, der Winkel ϕ dagegen in der x-y-Ebene relativ zur positiven x-Achse angegeben. In diesem Koordinatensystem ist der Streuwinkel des Elektrons durch $\theta_{\mathrm{e}}^{streu} = \pi - \theta_{\mathrm{e}}$ gegeben. Der Schwerpunkt des Systems aus Elektron und Proton bewegt sich wegen der größeren Energie des Protons in Richtung der positiven z-Achse. Der Detektor ist daher stark asymmetrisch in z gebaut, wobei die Granularität aufgrund der ansteigenden Energiedichte nach vorne hin zunimmt.

Um den Wechselwirkungspunkt herum befindet sich zunächst das Spurkammersystem, das vom Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben ist. In Abbildung 2.3 wird flüssiges Argon nach der englischen Bezeichnung liquid argon mit LAr abgekürzt. Im Rückwärts-Bereich des Detektors befindet sich das Spaghetti-Kalorimeter SPACAL, das seit 1995 das bis dahin verwendete Backward Electromagnetic Calorimeter BEMC ersetzt. Der Vorwärts-Bereich wird dagegen fast vollständig durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt, nur unmittelbar um das Strahlrohr herum wurde zur Ergänzung das Plug-Kalorimeter gebaut. Das Kalorimetersystem erlaubt die Bestimmung der Energie und Position von Teilchen. Es wird von einer supraleitenden Spule umschlossen, die ein homogenes Magnetfeld von 1.15 T parallel zum Strahlrohr erzeugt. Die Lorentzkraft zwingt geladene Teilchen auf eine gekrümmte Bahn, die in den Spurkammern vermessen wird. Aus der Krümmung läßt sich der Transversalimpuls bestimmen. Die Spule befindet sich außerhalb des Kalorimeters, um eine Beeinträchtigung der Energiemessung durch inaktives Material so gering wie möglich zu halten. Zur Rückführung des Magnetfeldes ist die Spule von einem Eisenjoch umgeben. Die Instrumentierung des Eisens mit Streamerkammern ermöglicht die Messung der Energie, die nicht vollständig im Flüssig-Argon-Kalorimeter abgegeben wurde. Abgeschlossen wird der Dektor durch Myon-Kammern, die um das instrumentierte Eisen herum gebaut wurden.

2.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem dient der Messung von Spuren geladener Teilchen, sowie der Bestimmung ihres Transversalimpulses. In den Abbildungen 2.4 und 2.5 sind eine Seiten- und eine Radialansicht des Spurkammersystems dargestellt. Die Vorwärts-Spurkammern überdecken einen Winkelbereich in θ zwischen 7 und 25°, die zentralen Kammern messen von 25 bis 155°, während die rückwärtigen Driftkammern schließlich den Bereich zwischen 155 und 175° erfassen.

Zentrale Spurkammern

Im zentralen Bereich findet die Rekonstruktion von Spuren in zwei konzentrischen Driftkammern, den beiden zentralen Jet-Kammern CJC1 und CJC2 statt. Die Signaldrähte sind parallel zum Strahlrohr gespannt und ermöglichen eine gute Auflösung in der r-ϕ-Ebene. In z-Richtung ist eine Ortsbestimmung durch Vergleich der Signale an den beiden Drahtenden möglich. In Tabelle 2.2 ist das Auflösungsvermögen der Komponenten des Spurkammersystems zusammengefaßt. Zwei Driftkammern, die zentrale innere (CIZ) und äußere (COZ) z-Kammer messen die z-Koordinate mit einer höher-

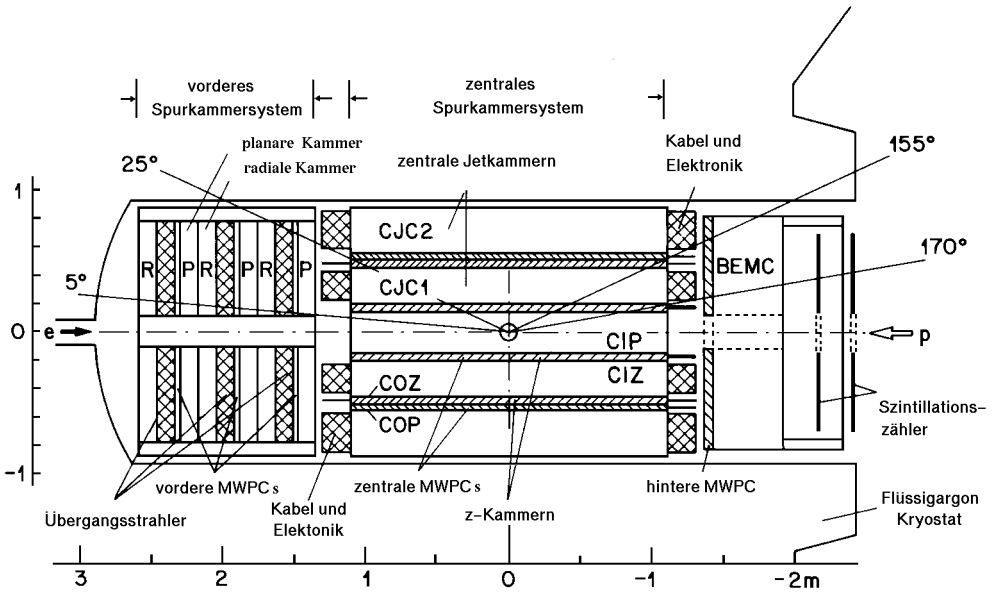


Abbildung 2.4: Längsschnitt durch das Spurkammersystem.

	$\sigma_{r\phi}$ [mm]	σ_z [mm]
CJC1/CJC2	0.170	22
CIZ	28	0.260
COZ	58	0.200

Tabelle 2.2: Räumliches Auflösungsvermögen der zentralen Spurkammern in der r-ϕ-Ebene und in z-Richtung.

en Genauigkeit als die Jet-Kammern. Zu diesem Zweck verlaufen die Signaldrähte ringförmig in einer Ebene senkrecht zum Strahlrohr. Die Messung in den z-Kammern vervollständigt die Rekonstruktion der Spur im zentralen Bereich des Detektors.

Die beiden zweilagigen Vieldrahtproportionalkammern, die zentrale innere (CIP) und äußere (COP) Proportionalkammer, werden als schnelle Auslöser zur Unterscheidung aufeinanderfolgender Bunch Crossings verwendet. Auslösesysteme, die die Datennahme starten, werden mit dem englischen Begriff „Trigger“ bezeichnet. Die Proportionalkammern werden als Trigger auf Spuren eingesetzt, die vom nominalen Wechselwirkungspunkt kommen.

Vorwärtsspurkammern

Geladene Teilchen, die unter einem kleinen Winkel θ erzeugt werden, durchlaufen nicht die vollständige vom Magnetfeld durchsetzte r-ϕ-Ebene. Mit der Abnahme der Spurlänge in dieser Ebene verschlechtert sich die Rekonstruktion der Spuren. Im Vorwärtsbereich werden daher Spurkammern mit einer hohen radialen Dichte an gemessenen Raumpunkten eingesetzt.

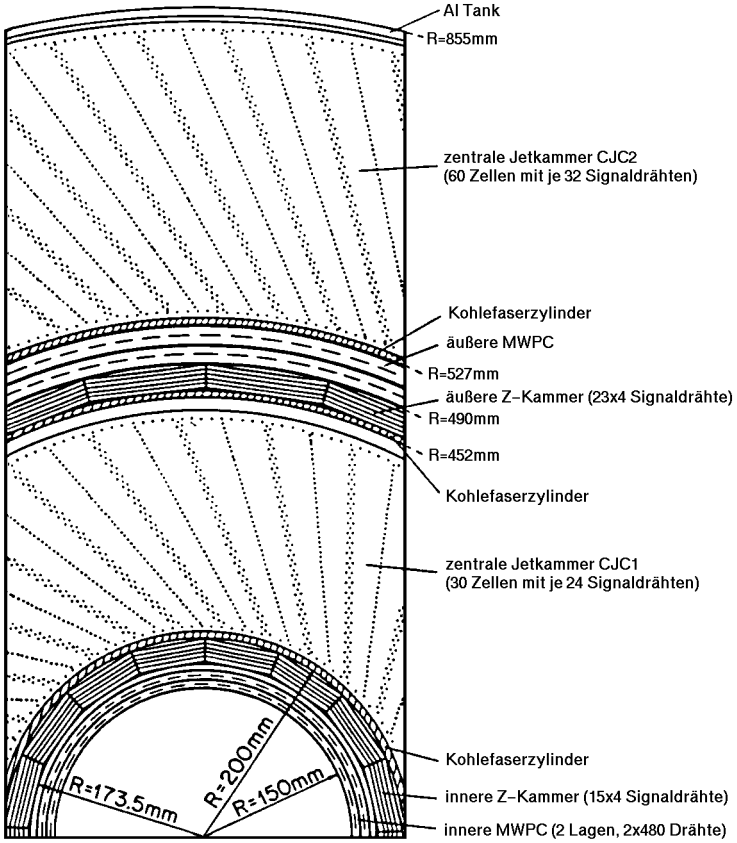


Abbildung 2.5: Querschnitt durch das Spurkammersystem.

Die Vorwärtsspurkammern sind aus drei Einheiten aufgebaut, die als Supermodule bezeichnet werden. Wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist, besteht jedes Supermodul aus einer ebenen Driftkammer, einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer radialen Driftkammer. Die Vieldrahtproportionalkammern werden auch im Vorwärtsbereich als Trigger verwendet. In der x-y-Ebene erreichen die ebenen Driftkammern eine Ortsauflösung zwischen 150 und 170 μm.

2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Die Abbildungen 2.6 und 2.7 zeigen eine Seiten- und eine Radialansicht des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Es erstreckt sich in θ über einen Winkelbereich von etwa 4 bis 154°. Das im Kalorimeter verwendete flüssige Argon zeichnet sich durch eine einfache und stabile Kalibration aus und ermöglicht eine feine Granularität mit einer hohen Dichte an Kalorimeterzellen. Dadurch wird eine hohe Ortsauflösung erreicht. Für die vorliegende Analyse stellt das Flüssig-Argon-Kalorimeter die wesentliche Komponente des Detektors dar.

In Abbildung 2.6 erkennt man den Aufbau des Kalorimeters entlang des Strahlrohrs. Es besteht aus insgesamt acht ringförmigen Rädern. Sechs davon bilden das sogenannte „Barrel“, das BBE im Rückwärtsbereich, das CB1, CB2 und CB3 im zentralen Bereich,

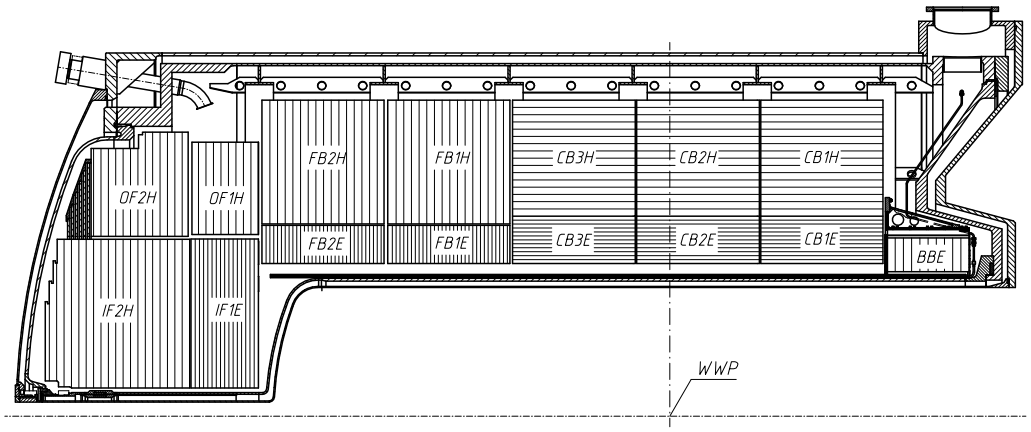


Abbildung 2.6: Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter.

sowie das FB1 und FB2 im Vorwärtsbereich des Barrel. Die verbleibenden beiden Räder, das IF1/OF1 und IF2/OF2 bilden den Vorwärtsbereich des Kalorimeters. Jedes Rad ist azimutal in acht Oktanten unterteilt, die in Abbildung 2.7 dargestellt sind.

Jedes Rad besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter mit der Endung E und einem hadronischen mit der Endung H. Ausnahmen sind das BBE, das nur aus einem elektromagnetischen Bereich besteht, und das IF2/OF2, das aus zwei hadronischen Teilen aufgebaut ist. Der elektromagnetische Bereich des Kalorimeters enthält Absorberplatten aus Blei mit einer Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen. Im hadronischen Teil kommen Stahlplatten als Absorbermaterial zum Einsatz. Je nach Bereich im Kalorimeter haben elektromagnetischer und hadronischer Teil zusammen eine Tiefe zwischen etwa 4 und 8 hadronischen Wechselwirkungslängen. Zwischen den Absorberplatten befindet sich das flüssige Argon, das bei Durchgang eines Teilchens ionisiert wird. Die dabei freigesetzte Ladung stellt das meßbare Signal dar.

Das Kalorimeter weist sowohl in transversaler als auch in longitudinaler Richtung einen hohen Segmentierungsgrad auf. Insgesamt besteht es aus über 44000 Zellen. Durch die genaue Bestimmung der Position von Energiedepositionen im Kalorimeter wird eine gute Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern möglich.

Das elektronische Rauschen der Kalorimeterzellen hängt im wesentlichen von der Eingangskapazität der ladungsempfindlichen Vorverstärker ab. Da die Kapazität mit der Zellgröße zunimmt, steigt auch das elektronische Rauschen mit zunehmender Zellgröße. Während der elektronischen Kalibration wurde das mittlere Rauschen jeder Zelle gemessen. Es liegt je nach Region im Kalorimeter zwischen 15 und 30 MeV. Bereits während der Datennahme wird eine erste Rauschunterdrückung vorgenommen [H1C97b]. Dazu werden Zellen unterhalb einer Schwelle von zwei Standardabweichungen über dem Mittelwert der Rauschenergie verworfen. Im Mittel liegen in einem Ereignis ohne Streuprozeß noch etwa 1100 der 44000 Zellen oberhalb dieser Schwelle und tragen zunächst noch mit etwa 50 GeV zur Energie bei. Nach Abzug der mittleren Energie der Rauschzellen stellen Zellen mit negativer Energie eine Flanke des Gaußförmig verteilten Rauschens dar. Sie werden verwendet, um die positiven Rauschbeiträge zu kompensieren. Zellen oberhalb von vier Standardabweichungen, ebenso wie alle Zellen in deren unmittelbarer Umgebung, werden dabei nicht verworfen. Um die

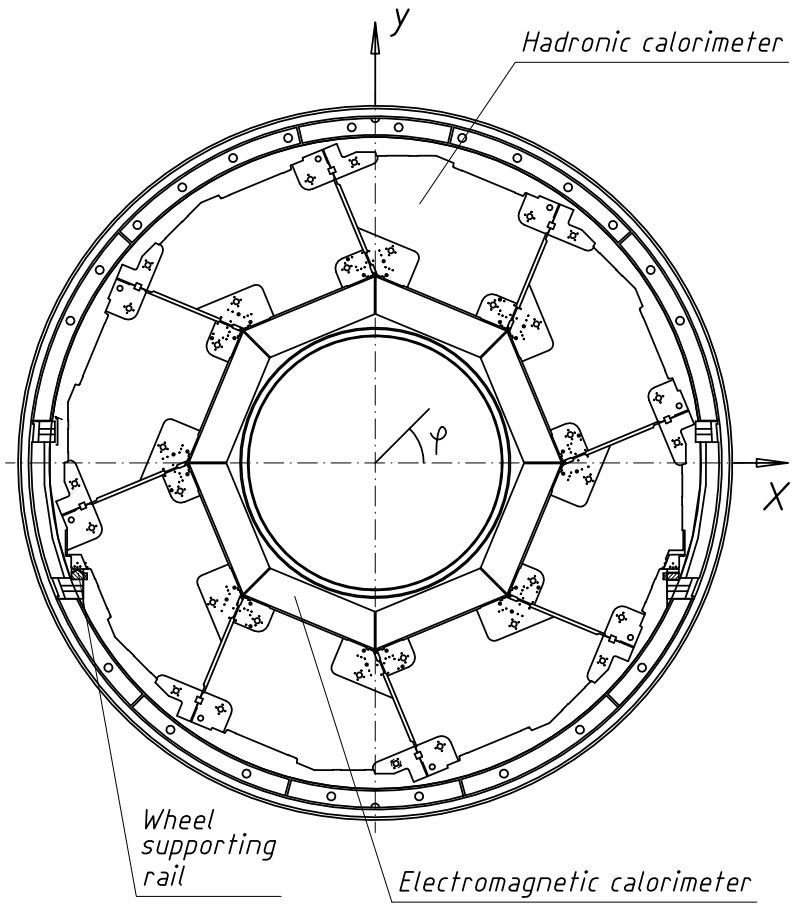


Abbildung 2.7: Querschnitt durch ein Rad des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

dadurch aufgesammelten Rauschenergien auszugleichen, werden auch Zellen mit negativen Energien unterhalb vier Standardabweichungen behalten. Die Energieverluste durch die Rauschunterdrückung werden im Rahmen der Rekonstruktion der hadronischen Energie korrigiert.

Nach der Rauschunterdrückung werden alle nicht-verworfenen Zellen zu Gruppen, sogenannten Clustern, zusammengefaßt. Der verwendete Algorithmus ist dahingehend optimiert, daß möglichst alle Zellen eines elektromagnetischen Schauers, der von einem Elektron oder Photon ausgelöst wurde, einen einzelnen Cluster bilden. Hadronische Schauer, die aus vielen Teilchen mit großen räumlichen Abständen bestehen, werden häufig in mehrere kleine Cluster aufgespalten.

Die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schauers, im wesentlichen gegeben durch in zwei Photonen zerfallende neutrale Pionen, deponiert seine Energie praktisch vollständig im Kalorimeter. Dagegen geht bei der hadronischen Komponente, also hauptsächlich relativ stabilen geladenen Pionen, ein Teil der Energie in Kernreaktionen verloren. Die Kalorimeterantwort ist somit bei gleicher Energie für die hadronische Schauerkomponente kleiner als für die elektromagnetische. Dies wird mit dem Begriff nicht-kompensierendes Kalorimeter charakterisiert. Da der Anteil an neutralen Pionen im Schauer starken Schwankungen unterworfen und energieabhängig ist, kann keine globale Korrektur angewendet werden. Die elektromagnetische Kom-

ponente eines Schauers weist eine deutlich höhere Energiedichte als die hadronische Komponente auf. Die feine Segmentierung des Kalorimeters erlaubt es daher, die beiden Anteile zu unterscheiden und durch eine unterschiedliche Gewichtung aneinander anzugleichen. Auf diese Weise wird die hadronische Energieskala korrigiert.

Im Rahmen von Testmessungen wurde die Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters bestimmt. Für Elektronen wurde

$$\Delta E/E = 10 \text{ bis } 13 \text{ \%} / \sqrt{E/\text{GeV}} + 1 \text{ \%}$$

gefunden, während sich für Hadronen

$$\Delta E/E = 50 \text{ \%} / \sqrt{E/\text{GeV}} + 2 \text{ \%}$$

ergab.

2.2.3 Bestimmung der Luminosität

In Abschnitt 2.1 wurde die Luminosität $\mathcal{L}$ definiert und in Gleichung (2.2) der Zusammenhang mit dem Wirkungsquerschnitt σ eines Prozesses

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\,\sigma$$

hergestellt, wobei dN/dt die Ereignisrate des Prozesses darstellt. Bei H1 wird die Luminosität aus der Rate von Bethe-Heitler-Ereignissen bestimmt, die sich durch ein zusätzliches Photon im Endzustand aus Bremsstrahlung des Elektrons, $ep \to e'p\gamma$, auszeichnen. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist aus quantenfeldtheoretischen Berechnungen sehr gut bekannt. Das Luminositätssystem basiert auf einer Koinzidenzmessung der gestreuten Elektronen und der auslaufenden Photonen. Es besteht aus dem sogenannten Elektrontagger und einem Photondetektor. Da die Winkelverteilung der Elektronen und Photonen ein ausgeprägtes Maximum in Richtung des einlaufenden Elektronenstrahls, also unter sehr kleinen Winkeln, aufweist, sind die Detektoren nahe am Strahlrohr in großem Abstand vom Wechselwirkungspunkt aufgebaut.

2.2.4 Datennahme und Rekonstruktion

Aufgrund der begrenzten Lebensdauer insbesondere des Elektronenstrahls wird etwa ein- bis zweimal am Tag die Datennahme unterbrochen, um einen neuen Elektronen- oder Protonenstrahl in den Speicherring zu führen. Die Periode zwischen zwei solchen Teilchenfüllungen bezeichnet man als „Fill“. Jeder Fill setzt sich aus mehreren „Runs“ zusammen, die durch konstante Bedingungen aller Komponenten des Detektors ausgezeichnet sind. Schließlich bestehen die Runs aus vielen Streuereignissen, für die auch der Begriff „Event“ gebräuchlich ist.

Die Bunch-Crossing-Rate liegt bei etwa 10 MHz, die Rate an physikalisch interessanten Elektron-Proton-Streuereignissen dagegen nur bei einigen Hz. Um die Datenmenge zu reduzieren und unerwünschten Untergrund durch beispielsweise Restgas- und Strahlrohr-Wechselwirkungen oder kosmische Myonen zu unterdrücken, wird ein mehrstufiges Triggersystem eingesetzt. Der Trigger wertet eine Vielzahl von Signalen

unterschiedlicher Detektorkomponenten aus, entscheidet, welche Ereignisse aufgezeichnet werden sollen und bestimmt den Zeitpunkt, zu dem die Auslese des Detektors beginnt. Wenn die Daten nach Durchlaufen aller Triggerstufen schließlich auf Magnetbänder geschrieben werden, beträgt die Ereignisrate nur noch etwa 25 Hz.

Auf die Datennahme folgt die Rekonstruktion der Ereignisse. Die gemessenen Signale werden in physikalische Größen wie Energie und Impuls umgerechnet. Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben werden dabei Kalorimeterzellen zu Clustern zusammengefaßt und die hadronische Energieskala korrigiert. In den Spurkammern werden Drähte mit Signalen zu Spuren kombiniert, die auf den Wechselwirkungspunkt weisen.

2.2.5 Monte-Carlo-Simulation

Um einen bestimmten physikalischen Prozeß zu untersuchen und dessen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, wird mit Hilfe des H1-Detektors die Ereignisrate des Prozesses gemessen. Um daraus den Wirkungsquerschnitt berechnen zu können, müssen die Akzeptanz des Detektors und die Rate von Untergrundereignissen bekannt sein. Die Akzeptanz berücksichtigt, daß der Detektor nicht den vollständigen Raumwinkelbereich abdeckt. Konstruktionsbedingt gibt es Bereiche, in denen eine Messung nicht möglich ist, zum Beispiel im Strahlrohr oder in Halterungen und Wänden der Detektorkomponenten. Untergrund kommt durch unerwünschte Ereignisse zustande, die aufgrund von Meßungenauigkeiten die Kriterien des untersuchten Prozesses erfüllen. Bedingt durch die Komplexität des Detektors ist es nicht einfach, die sich daraus ergebenden Korrekturen zu bestimmen. Üblicherweise verwendet man daher Ereignisse, die von Monte-Carlo-Simulationen erzeugt wurden. Zunächt werden physikalische Prozesse generiert und anschließend die Antwort des Detektors simuliert. Durch den Vergleich der gemessenen Daten mit den Monte-Carlo-Ereignissen kann die Akzeptanz und der Untergrund korrigiert werden. Im Rahmen dieser Analyse werden Algorithmen zur Rauschunterdrückung zunächst anhand von simulierten Ereignissen untersucht. Die Kenntnis der generierten kinematischen Größen ermöglicht eine Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Algorithmen durch den Vergleich mit den rekonstruierten Größen.

Prozesse der tiefunelastischen Streuung, die in Abschnitt 3.1 näher beschrieben werden, erzeugt man mit dem Ereignisgenerator „DJANGO“, der auf den Programmen „HERACLES“ und „LEPTO“ basiert. HERACLES behandelt die elektroschwache Wechselwirkung und berücksichtigt Bremsstrahlung des Elektrons und Effekte durch Vakuumpolarisation. LEPTO erzeugt den hadronischen Endzustand und verwendet dazu das Farb-Dipol-Modell, wie es in „ARIADNE“ implementiert ist. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte werden mit der Parton-Dichteverteilung MRSH [Mar93] berechnet. Eine detaillierte Darstellung der Generatoren findet man in [Buc92]. Anschließend wird mit Hilfe des Programms „GEANT“ [CER93] die Antwort des Detektors simuliert. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden danach auf die selbe Weise rekonstruiert wie die gemessenen Daten. Zuletzt werden die mit MRSH berechneten Monte-Carlo-Ereignisse auf die Parton-Dichteverteilung des aktuellen H1-Fits [H1C99] an die bis 1997 gemessenen Daten umgewichtet.

Um eine realistische Behandlung des Flüssig-Argon-Kalorimeters in der Simulation von Streuereignissen zu ermöglichen, muß in den Monte-Carlo-Datensätzen Rauschen berücksichtigt werden. Da bei elektronischem Rauschen im Kalorimeter Ausläufer auf-

treten, die nicht Gauß-förmig verlaufen, ist eine Simulation von Rauschen im allgemeinen nicht zufriedenstellend. Deshalb wurde die Möglichkeit eingeführt, Ereignisse mit einem Zufallstrigger aufzuzeichnen. Man erhält auf diese Weise „leere“ Ereignisse ohne physikalische Signale im Detektor. Im Idealfall beobachtet man in den Kalorimeterzellen ausschließlich statistische Fluktuationen durch Rauschen. Diese zufallsgetriggerten Ereignisse können zur Simulation von Rauschen im Kalorimeter verwendet werden, indem sie jedem Monte-Carlo-Ereignis bei der Rekonstruktion überlagert werden. Details dazu findet man in [Mer93, Efr98]. Auf ähnliche Weise wird auch im SPACAL sowie in den zentralen Proportionalkammern CIP und COP Rauschen im Monte-Carlo simuliert.

In dieser Analyse werden drei Monte-Carlo-Datensätze verwendet, jeweils einer mit generierten Viererimpulsüberträgen $Q^2 > 60$ GeV^2 und einer Luminosität von $L = (30.6 \pm 0.2)$ pb^{-1}, mit $Q^2 > 100$ GeV^2 und $L = (32.6 \pm 0.1)$ pb^{-1}, sowie mit $Q^2 > 1000$ GeV^2 und $L = (341.8 \pm 0.5)$ pb^{-1}.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung. Zunächst wird die Kinematik des zugrundeliegenden Streuprozesses vorgestellt und die zur Beschreibung benötigten Größen eingeführt. Es stehen verschiedene Verfahren zur Verfügung, diese Größen im Rahmen der kinematischen Rekonstruktion aus den gemessenen Daten zu gewinnen. Die für diese Analyse wichtigsten Methoden werden in diesem Kapitel zusammengefaßt. Zuletzt wird der Wirkungsquerschnitt behandelt und die Vorgehensweise zu dessen Bestimmung beschrieben. Eine ausführliche Darstellung der Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung findet man in vielen Lehrbüchern der experimentellen und theoretischen Teilchenphysik, beispielsweise in [Hal84].

3.1 Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Im Zeitraum von 1998 bis Mitte 1999 wurden bei HERA Kollisionen zwischen Elektronen mit einer Energie von 27.6 GeV und Protonen mit 920 GeV untersucht. Das Experiment ermöglicht Erkenntnisse über den Aufbau des Protons. Seit 1962 sind Hinweise auf eine Unterstruktur der Nukleonen aus Symmetrieeigenschaften im Hadronspektrum bekannt. Der Nachweis von Konstituenten der Kernbausteine gelang Mitarbeitern am SLAC-Experiment in Stanford [Bod79]. 1990 wurden G. E. Friedman, H. W. Kendall und R. E. Taylor dafür mit dem Physik-Nobelpreis ausgezeichnet. Der Aufbau des Protons wird im Quark-Parton-Modell beschrieben. Die Bestandteile, drei Valenzquarks, Gluonen sowie Quark-Antiquark-Paare, treten nur in gebundenen Zuständen auf. Bei der hohen Schwerpunktsenergie des HERA-Beschleunigers verhalten sich die Quarks und Gluonen bei der Wechselwirkung mit Elektronen dagegen wie freie Teilchen, die kaum miteinander wechselwirken. Der Prozeß wird in diesem Fall als tiefunelastische Streuung von Elektronen an Protonen bezeichnet und als elastischer Stoß des Elektrons mit einem Quark im Proton interpretiert.

In Abbildung 3.1 sind die möglichen Prozesse niedrigster Ordnung als Skizze dargestellt. Das Proton läuft von links, das Elektron von rechts ein. Die Streuung findet über die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch eines virtuellen Photons statt, wie es Teil (a) der Abbildung zeigt, oder über die schwache Wechselwirkung durch den Austausch eines Z^0- oder $W^{\pm}$-Bosons, wie in Teil (b) zu sehen ist. Ebenso wie das Photon ist das Z^0-Boson ungeladen. In diesen beiden Fällen spricht man von einem

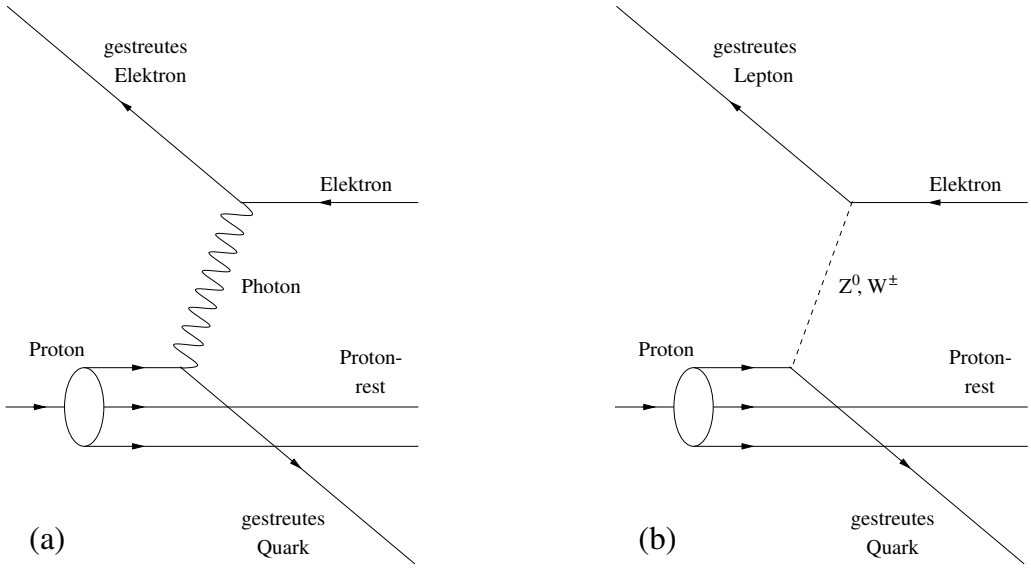


Abbildung 3.1: Skizze der tiefunelastischen Streuung eines Elektrons an einem Proton. Gezeigt ist die elektromagnetische Wechselwirkung unter Photonaustausch (a) und die schwache Wechselwirkung unter Z^0- oder $W^{\pm}$-Boson-Austausch (b). Das Elektron wird im ersten und im zweiten Fall bei Z^0-Austausch gestreut, während es im zweiten Fall bei $W^{\pm}$-Austausch in ein Neutrino umgewandelt wird. Das Proton geht in beiden Fällen in den hadronischen Endzustand über, der sich aus Jets zusammensetzt, die durch Hadronisierung des gestreuten Quarks sowie des Protonrests entstehen. Dargestellt ist jeweils nur der Prozeß niedrigster Ordnung.

neutralen Strom. Das Elektron behält dabei seine Identität bei. Findet die Streuung dagegen über die geladenen $W^{\pm}$-Bosonen statt, liegt ein geladener Strom vor. In diesem Fall wird das Elektron bei der Streuung in ein neutrales Neutrino umgewandelt, das aufgrund des winzigen Reaktionsquerschnitts mit Materie aus dem Detektor herausfliegt, ohne nachgewiesen werden zu können. Das gestreute Quark verläßt das Proton und bildet einen hadronischen Jet, ebenso wie die Quarks, die nicht am Streuprozeß beteiligt waren und daher auch als Zuschauer-Quarks bezeichnet werden.

3.1.1 Kinematische Größen

Die tiefunelastische Streuung des Elektrons am Proton wird im Quark-Parton-Modell als elastische Streuung am Quark beschrieben. Die Abbildung 3.2 zeigt diesen elastischen Elektron-Quark-Streuprozeß als Feynman-Diagramm. In Teil (a) ist die elektromagnetische, in Teil (b) die schwache Wechselwirkung dargestellt. Das einlaufende Elektron e trägt den Viererimpuls[1] $p_e = (E_e, \mathbf{p}_e)$, das gestreute Elektron e′ oder Lepton l hat $p'_e = (E'_e, \mathbf{p}'_e)$. Damit ergibt sich der Viererimpulsübertrag

[1] In dieser Arbeit werden – wie in der Teilchenphysik üblich – natürliche Einheiten verwendet. In diesem Einheitensystem ist $\hbar = c = 1$ gesetzt. Energien, Impulse und Massen werden dann in Elektronenvolt angegeben.

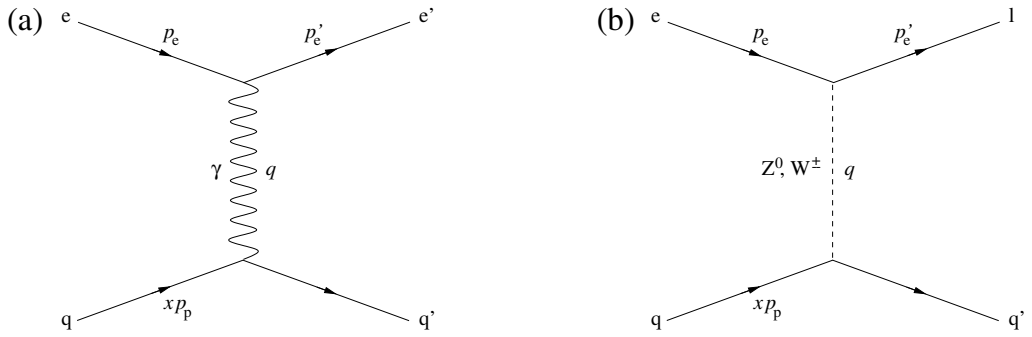


Abbildung 3.2: Feynman-Diagramm der elastischen Streuung eines Elektrons an einem Quark. Das einlaufende Elektron e und das gestreute Elektron e′ im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung (a) beziehungsweise das gestreute Lepton l im Fall der schwachen Wechselwirkung (b) sind mit ihren Viererimpulsen p_e und p'_e eingezeichnet. Der Viererimpulsübertrag des virtuellen Bosons γ beziehungsweise Z^0 oder $W^\pm$ ist durch $q = p_e - p'_e$ gegeben. Das einlaufende Quark q trägt den Anteil x am Viererimpuls p_p des Protons und läuft als gestreutes Quark q′ aus.

$q = (\nu, \mathbf{q}) = (E_e - E'_e, \mathbf{p}_e - \mathbf{p}'_e)$. Vor dem Streuprozeß hat das Proton den Viererimpuls $p_p = (E_p, \mathbf{p}_p)$ und das Quark, das an der Streuung teilnimmt, trägt den Anteil x am Protonimpuls.

Die Schwerpunktsenergie des Systems aus Elektron und Proton $\sqrt{s}$ ergibt sich aus

$$s = (p_e + p_p)^2 \tag{3.1}$$

zu $\sqrt{s} \simeq \sqrt{4\,E_e\,E_p}$. Dabei wurde verwendet, daß bei den hohen Energien, die HERA zur Verfügung stellt, im allgemeinen die Massen der auftretenden Teilchen gegenüber ihren Energien vernachlässigbar sind.

Um zu einer Beschreibung des Streuprozesses zu gelangen, der von der Wahl des Bezugssystems unabhängig ist, führt man Lorentz-invariante kinematische Größen ein. Man verwendet üblicherweise das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p'_e)^2, \tag{3.2}$$

und die beiden Bjorkenschen Skalenvariablen x und y, die durch

$$x = \frac{Q^2}{2\,p_p \cdot q} \tag{3.3}$$

und

$$y = \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \tag{3.4}$$

definiert sind. Die beiden Größen sind auf den Interval $[0, 1]$ eingeschränkt. Wie bereits erwähnt wird x als Impulsanteil des an der Streuung beteiligten Quarks am Proton interpretiert. Der Grad der Inelastizität des Streuprozesses wird durch y beschrieben.

Im Ruhesystem des Protons ist y gerade der Bruchteil der Energie des Elektrons, die auf das Proton übertragen wird. Die Größen sind durch die wichtige Beziehung

$$Q^2 = x\,y\,s \tag{3.5}$$

verknüpft. Dabei wurde wieder vorausgesetzt, daß die Massen gegenüber den Energien vernachlässigbar sind. Von den drei Variablen Q^2, x und y sind also nur zwei unabhängig und bestimmen die Kinematik des Streuprozesses.

In der folgenden Analyse wird bei den gemessenen Größen der gestreuten Teilchen aus Bequemlichkeit auf die Markierung mit einem Strich verzichtet und statt dessen bei den einlaufenden Teilchen der Index Null angebracht. Die Energie des einlaufenden Elektrons ist dann $E_{\mathrm{e},0}$ oder kurz E_0, die des gestreuten Elektrons dagegen E_e.

Bisher wurden nur Prozesse niedrigster Ordnung betrachtet. Berücksichtigt man die nächsthöhere Ordnung, so müssen Strahlungskorrekturen vorgenommen werden. Das Elektron kann dann durch Abstrahlung eines Photons Energie verlieren. Wenn das Elektron vor dem Streuprozeß ein Photon abstrahlt, spricht man von „initial state radiation“, kurz ISR. Die Schwerpunktsenergie ist dann kleiner als angenommen, wodurch die kinematischen Größen systematisch falsch rekonstruiert werden. Eine Abstrahlung nach der Streuung, die man als „final state radiation“, kurz FSR, bezeichnet, hat dagegen nur einen geringen Einfluß auf die Rekonstruktion. Das Photon wird unter einem kleinen Winkel abgestrahlt, so daß im allgemeinen die Elektron- und Photonenergiedepositionen im Kalorimeter zu einem Cluster zusammengefaßt werden.

Ein Prozeß der nächsthöheren Ordnung liegt auch vor, wenn das Elektron vor der Streuung ein Photon abstrahlt und danach wieder absorbiert. Im Experiment kann dieser Vorgang nicht von einem gewöhnlichen Streuprozeß niedrigster Ordnung unterschieden werden.

Die Strahlungskorrekturen können theoretisch berechnet werden. Dadurch ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt auf diesen Effekt hin zu korrigieren. In der Simulation werden Ereignisse generiert, bei denen das Elektron ein Photon abstrahlt.

In dieser Arbeit werden ausschließlich Ereignisse mit neutralen Strömen untersucht. Dabei wird im wesentlichen der kinematische Bereich hoher Viererimpulsüberträge $Q^2 > 200\ \mathrm{GeV}^2$ betrachtet.

3.1.2 Die kinematische Ebene

Durch die Gleichung (3.5), $Q^2 = x\,y\,s$, wird der kinematische Bereich eingeschränkt, der den Streuprozessen zur Verfügung steht. Da x und y nicht größer als eins werden können, ist Q^2 auf Werte kleiner s begrenzt. Für konstante y ist Q^2 proportional zu x. In doppellogarithmischer Darstellung in der Q^2-x-Ebene sind Linien mit konstantem y daher parallel verlaufende Geraden.

Abbildung 3.3 zeigt die kinematische Ebene in Q^2 und x. Eingezeichnet sind neben Linien mit konstantem y auch einige Linien mit festem Elektronenstreuwinkel θ_e und fester Energie E_e des gestreuten Elektrons in Einheiten von GeV. Der kinematisch zugängliche Phasenraum ist für Ereignisse mit einer Elektronenenergie E_e in der Umgebung von 27.5 GeV besonders groß. Für Ereignisse mit hohen Viererimpulsüberträgen $Q^2 > 200\ \mathrm{GeV}^2$ ist der Elektronenstreuwinkel auf etwa 150° begrenzt.

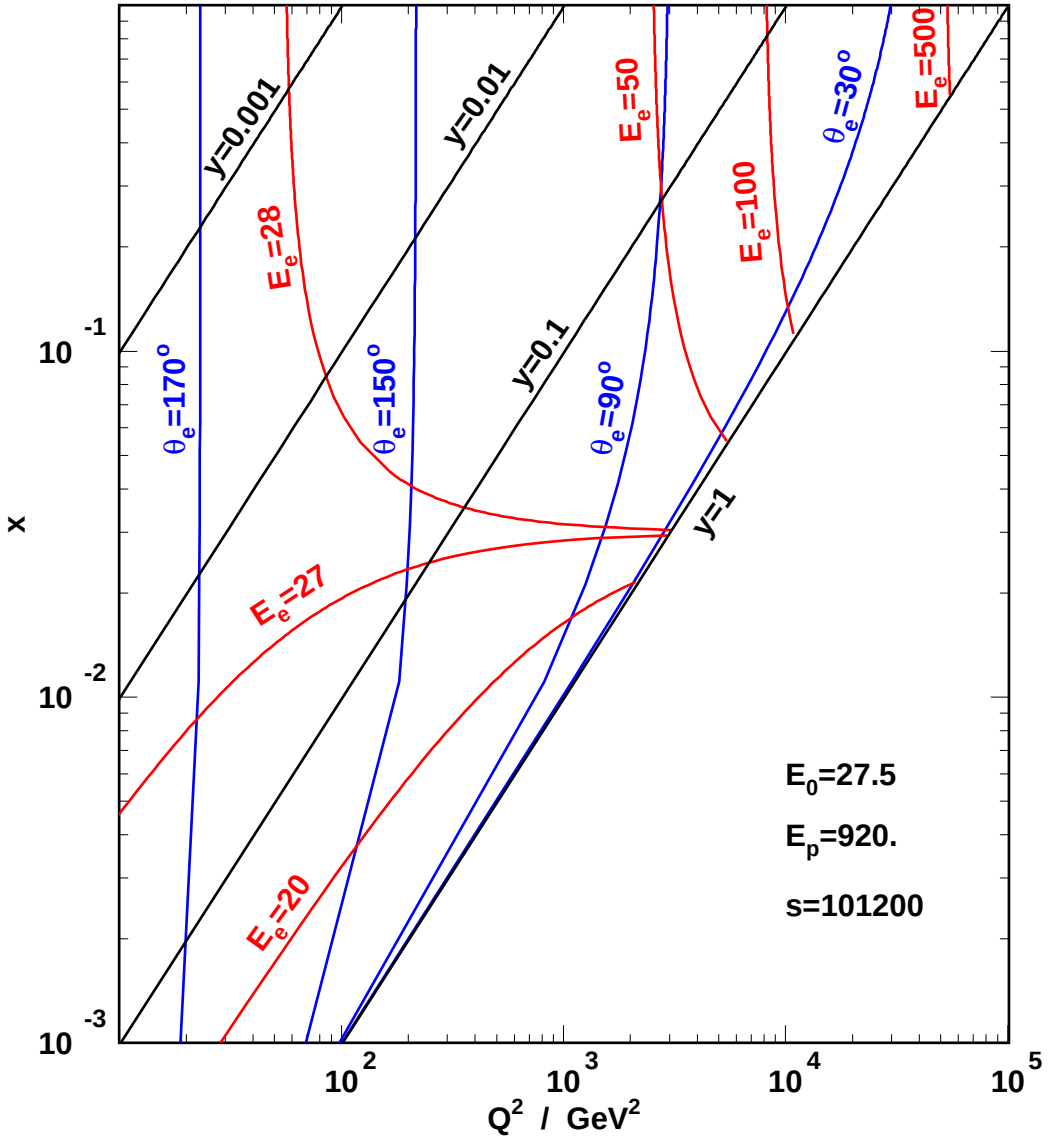


Abbildung 3.3: Die kinematische Ebene in Q^2 und x. Eingezeichnet sind Linien mit konstanten Werten der Skalenvariablen y in schwarz, des Elektronenstreuwinkels θ_e in blau sowie der Energie E_e des gestreuten Elektrons in rot. Zur Berechnung wurde für die Energie des einlaufenden Elektrons $E_0 = 27.5$ GeV und des Protons $E_\mathrm{p} = 920$ GeV eingesetzt.

3.2 Kinematische Rekonstruktion

Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, in unterschiedlichen kinematischen Bereichen bestimmen zu können, müssen für jedes gemessene Ereignis die kinematischen Variablen Q^2 und x rekonstruiert werden. Zunächst wird dabei Q^2 und y aus den gemessenen Größen bestimmt und anschließend x daraus gemäß $Q^2 = x\,y\,s$ berechnet. Da bei H1 neben dem gestreuten Elektron auch der hadronische Endzustand gemessen wird, steht ein Satz redundanter Informationen zur Verfügung, der es ermöglicht, mehrere unabhängige Methoden zur kinematischen

Rekonstruktion zu verwenden. Der Vergleich der verschiedenen Verfahren erlaubt die experimentelle Kontrolle von beispielsweise systematischen Fehlern oder Strahlungskorrekturen.

Das gestreute Elektron und der hadronische Endzustand liefern jeweils zwei unabhängige Meßwerte, so daß insgesamt vier Größen für die Rekonstruktion von Q^2 und x verwendet werden können. Für die Bestimmung der kinematischen Variablen besonders geeignet ist die Differenz zwischen der Energie E und der z-Komponente des Impulses p_z. Die Größe $E - p_z \simeq E(1 - \cos\theta)$ ist in Richtung des einlaufenden Protonenstrahls besonders klein und daher recht unempfindlich gegen Verluste im Strahlrohr. Ebenso hat der Jet des Restprotons, der im Strahlrohr verschwindet und größtenteils nicht nachgewiesen werden kann, nur geringen Einfluß auf das gemessene $E - p_z$. Eine weitere gut bestimmte Größe ist der transversale Impuls p_T. Für das hadronische $E - p_z$ führt man die Abkürzung Σ ein und definiert

$$(E - p_z)_{\mathrm{had}} = \sum\nolimits_{\mathrm{h}} (E_{\mathrm{h}} - p_{z,\mathrm{h}}) \equiv \Sigma \tag{3.6}$$

und

$$p_{T,\mathrm{had}} = \sqrt{\left(\sum\nolimits_{\mathrm{h}} p_{x,\mathrm{h}}\right)^2 + \left(\sum\nolimits_{\mathrm{h}} p_{y,\mathrm{h}}\right)^2}. \tag{3.7}$$

Die Summation wird dabei über alle Teilchen des hadronischen Endzustands ausgeführt. Für das gestreute Elektron ergibt sich

$$(E - p_z)_{\mathrm{e}} = E_{\mathrm{e}}(1 - \cos\theta_{\mathrm{e}}) \equiv \Sigma_{\mathrm{e}} \tag{3.8}$$

und

$$p_{T,\mathrm{e}} = E_{\mathrm{e}} \sin\theta_{\mathrm{e}}. \tag{3.9}$$

Aus der Kenntnis von Energie und Impuls der einlaufenden Teilchen gewinnt man unter Verwendung der Viererimpulserhaltung das gesamte $E - p_z$ und p_T nach dem Streuprozeß zu $(E - p_z)_{gesamt} = (E - p_z)_{\mathrm{had}} + (E - p_z)_{\mathrm{e}} = 2\,E_0$ und $p_{T,gesamt} = p_{T,\mathrm{had}} + p_{T,\mathrm{e}} = 0$.

In diesem Abschnitt werden die für diese Arbeit wichtigen Methoden vorgestellt. Insbesondere wird der Einfluß von Meßungenauigkeiten auf den Fehler der Rekonstruktion in verschiedenen kinematischen Bereichen beschrieben. Details können in [Bas97] nachgelesen werden.

3.2.1 Die Elektron-Methode

Bei der Rekonstruktion nach der Elektron-Methode werden nur die Größen des Elektrons $(E - p_z)_{\mathrm{e}}$ und $p_{T,\mathrm{e}}$ verwendet. Es ergibt sich

$$y_{\mathrm{e}} = 1 - \frac{(E - p_z)_{\mathrm{e}}}{2\,E_0} = 1 - \frac{\Sigma_{\mathrm{e}}}{2\,E_0}, \tag{3.10}$$

$$Q^2_{\mathrm{e}} = \frac{p^2_{T,\mathrm{e}}}{1 - y_{\mathrm{e}}} = \frac{2\,E_0\,p^2_{T,\mathrm{e}}}{\Sigma_{\mathrm{e}}} \quad \text{und} \tag{3.11}$$

$$x_{\mathrm{e}} = \frac{Q^2_{\mathrm{e}}}{s\,y_{\mathrm{e}}}. \tag{3.12}$$

Die Auflösung von Q^2_{e} ist über den vollständigen kinematischen Bereich sehr gut. Allerdings nimmt zu kleinen y hin die Auflösung von y_{e} und damit auch von x_{e} schnell ab [Ben92].

3.2.2 Die Hadron-Methode

Die Hadron-Methode basiert auf den Größen des hadronischen Endzustands $(E-p_z)_{\mathrm{had}}$ und $p_{T,\mathrm{had}}$. Man findet

$$y_{\mathrm{had}} = \frac{(E-p_z)_{\mathrm{had}}}{2\,E_0} = \frac{\Sigma}{2\,E_0}, \tag{3.13}$$

$$Q^2_{\mathrm{had}} = \frac{p^2_{T,\mathrm{had}}}{1-y_{\mathrm{had}}} = \frac{2\,E_0\,p^2_{T,\mathrm{had}}}{2\,E_0-\Sigma} \quad \text{und} \tag{3.14}$$

$$x_{\mathrm{had}} = \frac{Q^2_{\mathrm{had}}}{s\,y_{\mathrm{had}}}. \tag{3.15}$$

Das gestreute Elektron läßt sich bei hohen Q^2 viel einfacher messen und ist genauer bestimmt als der hadronische Endzustand. Abgesehen vom Bereich kleiner y bei der Rekonstruktion von y_{had} und x_{had} ist daher die Hadron-Methode der Elektron-Methode deutlich unterlegen.

3.2.3 Die eΣ-Methode

Bei kleinen y weist die Elektron-Methode Mängel in der y_{e}- und x_{e}-Rekonstruktion auf. Des weiteren sind die gemessenen Größen des Elektrons anfällig gegen Strahlungsverluste. Bei der eΣ-Methode wird daher zur Bestimmung von $y_{\mathrm{e}\Sigma}$ neben $(E-p_z)_{\mathrm{e}}$ noch $(E-p_z)_{\mathrm{had}}$ verwendet. Dagegen wird $Q^2_{\mathrm{e}\Sigma}$ über die Elektron-Methode berechnet.

Optimiert auf einen geringen Einfluß durch Strahlungsverluste bei möglichst hoher Auflösung in der kompletten kinematischen Ebene ergibt sich die Rekonstruktion nach der eΣ-Methode zu

$$y_{\mathrm{e}\Sigma} = \frac{2\,E_0\,(E-p_z)_{\mathrm{had}}}{(E-p_z)^2_{gesamt}} = \frac{2\,E_0\,\Sigma}{(\Sigma+\Sigma_{\mathrm{e}})^2}, \tag{3.16}$$

$$Q^2_{\mathrm{e}\Sigma} = \frac{p^2_{T,\mathrm{e}}}{1-y_{\mathrm{e}}} = \frac{2\,E_0\,p^2_{T,\mathrm{e}}}{\Sigma_{\mathrm{e}}} \quad \text{und} \tag{3.17}$$

$$x_{\mathrm{e}\Sigma} = \frac{Q^2_{\mathrm{e}\Sigma}}{s\,y_{\mathrm{e}\Sigma}}. \tag{3.18}$$

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wird im Rahmen dieser Analyse die eΣ-Methode für die kinematischen Rekonstruktion verwendet.

3.2.4 Die Doppel-Winkel-Methode

Die Doppel-Winkel- oder DA-Methode nach dem englischen Begriff „double angle“ verwendet zur Rekonstruktion den inklusiven Hadronwinkel γ sowie den Elektronenstreuwinkel θ_{e}. Im Fall von masselosen Teilchen im hadronischen Endzustand ist γ gerade der Winkel des gestreuten Quarks. Die beiden Winkel können aus $E-p_z$ und p_T gemäß

$$\tan\frac{\gamma}{2} = \frac{(E-p_z)_{\mathrm{had}}}{p_{T,\mathrm{had}}} = \frac{\Sigma}{p_{T,\mathrm{had}}}$$

und

$$\tan\frac{\theta_\mathrm{e}}{2} = \frac{(E-p_z)_\mathrm{e}}{p_{T,\mathrm{e}}} = \frac{\Sigma_\mathrm{e}}{p_{T,\mathrm{e}}}$$

bestimmt werden. Damit findet man für die Doppel-Winkel-Methode

$$y_\mathrm{DA} = \frac{\tan\gamma/2}{\tan\gamma/2+\tan\theta_\mathrm{e}/2}, \tag{3.19}$$

$$Q^2_\mathrm{DA} = \frac{4\,E_0^2\,\cot\theta_\mathrm{e}/2}{\tan\gamma/2+\tan\theta_\mathrm{e}/2} \quad \text{und} \tag{3.20}$$

$$x_\mathrm{DA} = \frac{Q^2_\mathrm{DA}}{s\,y_\mathrm{DA}}. \tag{3.21}$$

Aus den Winkeln γ und θ_e läßt sich die Energie des gestreuten Elektrons zu

$$E_\mathrm{e} = \frac{2\,E_0}{\sin\theta_\mathrm{e}(\tan\gamma/2+\tan\theta_\mathrm{e}/2)}$$

und daraus der transversale Impuls $p_{T,\mathrm{e}}$ gemäß Gleichung (3.9), $p_{T,\mathrm{e}} = E_\mathrm{e}\sin\theta_\mathrm{e}$, berechnen. Der mit Hilfe der Doppel-Winkel-Methode bestimmte Transversalimpuls des Elektrons ist weitgehend unabhängig von der Energiemessung und wird daher in dieser Analyse zur Überprüfung der Energiekalibration eingesetzt.

3.3 Der Wirkungsquerschnitt

In diesem Abschnitt wird der Wirkungsquerschnitt der tiefunelastischen Elektron- und Positron-Proton-Streuung vorgestellt. Der Wirkungsquerschnitt ist durch zwei kinematische Variablen bestimmt, für die wie bisher x und Q^2 gewählt werden. Es wird nur der Fall des neutralen Stroms betrachtet. Eine ausführlichere Beschreibung findet man in [Hol92]

3.3.1 Der Born-Wirkungsquerschnitt

Im Rahmen der Quantenfeldtheorie läßt sich der Wirkungsquerschnitt der tiefunelastischen Streuung nach Potenzen der Feinstrukturkonstanten α entwickeln. Den Term niedrigster Ordnung bezeichnet man als Born-Wirkungsquerschnitt. Er enthält nur den eigentlichen Streuprozeß und keine Korrekturen auf Strahlungseffekte. Für die Elektron- beziehungsweise Positron-Proton-Streuung der Form

$$\mathrm{e}^\mp + \mathrm{p} \to \mathrm{e}^\mp + \mathrm{X},$$

mit einem hadronischen System X im Endzustand läßt sich der differentielle Born-Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ als Funktion der Strukturfunktionen F_2 und F_3 sowie der logitudinalen Strukturfunktion F_L als

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}(\mathrm{e}^\mp\mathrm{p}) = \frac{2\,\pi\,\alpha^2}{x\,Q^4}\left(Y_+\,F_2(x,Q^2) \pm Y_-\,x\,F_3(x,Q^2) - y^2\,F_L(x,Q^2)\right) \tag{3.22}$$

schreiben. Dabei wurden die kinematischen Faktoren

$$Y_{\pm} = 1 \pm (1-y)^2 \tag{3.23}$$

eingeführt. Der Faktor Q^{-4} stellt den typischen Verlauf der Rutherford-Streuung an punktförmigen Teilchen dar.

Die Strukturfunktionen enthalten Beiträge der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung sowie einer Interferenz der beiden. In den schwachen und Interferenz-Beitrag geht der Propagatorterm $Q^2/(Q^2 + M^2_{\mathrm{Z}^0})$ mit der Z^0-Masse M_{Z^0} ein, der unterhalb von $Q^2 \approx M^2_{\mathrm{Z}^0}$ vernachlässigbar ist.

Die longitudinale Strukturfunktion ist durch

$$F_L(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) - x\,F_1(x,Q^2) \tag{3.24}$$

gegeben. Sie verschwindet im Fall der Streuung an Spin-1/2-Teilchen, für den die Callan-Gross-Beziehung

$$F_2 = x\,F_1 \tag{3.25}$$

gilt. Im vorliegenden Fall der Streuung an Protonen gilt sie aber streng nur für Prozesse niedrigster Ordnung der starken Wechselwirkung.

Der reduzierte Born-Wirkungsquerschnitt ist durch

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}(\mathrm{e}^{\mp}\mathrm{p})\right)_{red} = \frac{x\,Q^4}{2\,\pi\,\alpha^2}\frac{1}{Y_+}\left(\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}(\mathrm{e}^{\mp}\mathrm{p})\right)_{Born} \tag{3.26}$$

definiert. Er setzt sich im wesentlichen nur noch aus dem Beitrag der Strukturfunktion F_2 zusammen.

Den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ gewinnt man aus dem doppelt-differentiellen $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ durch Integration über x zu

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \int_x \frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}dx. \tag{3.27}$$

3.3.2 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

In dieser Arbeit soll im Rahmen der Untersuchung des Einflusses von Rauschunterdrückung auf die kinematische Rekonstruktion der differentielle Wirkungsquerschnitt aus den Daten des H1-Experiments bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird die Zahl N der während eines Zeitraums auftretenden Streuereignisse sowie die über diesen Zeitraum integrierte Luminosität $L = \int \mathcal{L}\,dt$ gemessen. Gemäß Gleichung (2.2) läßt sich daraus der Wirkungsquerschnitt $\sigma = N/L$ berechnen.

Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, unterteilt man den kinematisch zugänglichen Bereich der Variablen x und Q^2 in mehrere Intervalle, sogenannte „Bins“. Anschließend wird in jedem Intervall die Zahl der Ereignisse bestimmt, die in der zugehörigen x-Q^2-Region rekonstruiert wurden.

Um daraus den Wirkungsquerschnitt zu berechnen, müssen die Akzeptanz und Auflösung des Detektors berücksichtigt werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Bin i ergibt sich dann zu

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}\right)_i^{Daten} = \frac{N_i^{Daten}}{L^{Daten}}\frac{1}{\Delta_i\,\epsilon_i^{Daten}\,A_i^{Daten}}. \tag{3.28}$$

Dabei bezeichnet Δ_i die Breite des Bins in x und Q^2, ϵ_i^{Daten} die Effizienz und A_i^{Daten} die Akzeptanz.

Die Akzeptanz A_i^{Daten} berücksichtigt Bereiche im Detektor, in denen konstruktionsbedingt eine Messung nicht möglich ist, beispielsweise aufgrund von Lücken zwischen den einzelnen Detektorkomponenten. Die Effizienz ϵ_i^{Daten} gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein im Bin i aufgetretenes Ereignis auch zu messen. In ϵ_i^{Daten} geht dabei die Effizienz des Detektors und der kinematischen Schnitte ein. Während die Effizienz direkt aus den Daten bestimmt werden kann, wird die Akzeptanz mit Hilfe der in Abschnitt 2.2.5 beschriebenen Simulation von Ereignissen korrigiert.

Durch $(d^2\sigma/dx\,dQ^2)_i^{Daten}$ ist der über das Bin i gemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt gegeben. Will man dagegen $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ an einem bestimmten Punkt auswerten, um beispielsweise mit der Theorie vergleichen zu können, muß eine Bin-Zentrums-Korrektur angebracht werden. Der gemessene Wirkungsquerschnitt wird dabei unter Verwendung einer Anpassung an die Daten vom Schwerpunkt eines Bins zu dessen Zentrum hin extrapoliert. Mit Hilfe der sogenannte Verhältnismethode erhält man

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}\right)^{Daten}\Bigg|_{x_i,Q_i^2} = \frac{(d^2\sigma/dx\,dQ^2)_i^{Daten}}{(d^2\sigma/dx\,dQ^2)_i^{Simulation}} \left(\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}\right)^{Fit}\Bigg|_{x_i,Q_i^2}. \tag{3.29}$$

Der Wirkungsquerschnitt, den man mit der Verhältnismethode bestimmt, enthält bereits Korrekturen auf Prozesse höherer Ordnung, wenn die Simulation Ereignisse mit Abstrahlung eines Photons beeinhaltet.

3.3.3 Stabilität und Reinheit

Bei der kinematischen Rekonstruktion von x und Q^2 können sich Ungenauigkeiten der Messung und der verwendeten Rekonstruktions-Methode dadurch bemerkbar machen, daß ein Ereignis, das in einem gewissen Bin aufgetreten ist, in einem falschen Bin rekonstruiert wird. Diesen Vorgang bezeichnet man als Migration. Zur Beschreibung dieses Effekts werden die beiden Begriffe Stabilität S und Reinheit P eingeführt. Sie werden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation berechnet und ermöglichen eine quantitative Einschätzung der Qualität der Rekonstruktion.

Den Anteil der Ereignisse, die in dem Bin rekonstruiert werden, in dem sie auch generiert wurden,

$$S = \frac{N_{rek\,\&\,gen}}{N_{gen}}, \tag{3.30}$$

bezeichnet man als Stabilität S. Die Indizes rek und gen kennzeichnen dabei rekonstruierte beziehungsweise generierte Ereignisse. Damit gibt $1 - S$ an, wieviele Ereignisse aus einem Bin hinaus migriert sind.

Dagegen verwendet man für den Anteil der Ereignisse, die in dem Bin, in dem sie rekonstriert werden, auch generiert wurden,

$$P = \frac{N_{rek\,\&\,gen}}{N_{rek}}, \tag{3.31}$$

die Bezeichnung Reinheit P. Die Größe $1 - P$ beschreibt, wieviele Ereignisse in ein Bin hinein migrieren.

Die Migrationen beeinträchtigen die Zuverlässigkeit der Messung. Daher werden bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts nur diejenigen Bins berücksichtigt, bei denen sowohl die Stabilität als auch die Reinheit größer als 30 % sind.

Kapitel 4

Selektion und Kalibration

In diesem Kapitel werden die Kriterien für die Ereignisselektion vorgestellt, welche die Grundlage sowohl für die Untersuchung der Rauschunterdrückung in Kapitel 5 als auch für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in Kapitel 7 bilden. Da für die Anwendung der eΣ-Methode zur kinematischen Rekonstruktion die gemessenen Größen des gestreute Elektrons wichtig sind, wird die Qualität der Elektronenidentifikation betrachtet. Des weiteren werden die Schnitte beschrieben, die zur Vermeidung von Untergrundereignissen angewendet werden. Schließlich wird die Kalibration der Elektronenenergie überprüft. Die Vorgehensweise orientiert sich dabei an einer früheren Analyse [Ell99].

4.1 Selektion der Daten

Für die gemessenen Ereignisse wird eine Vorselektion durchgeführt, um eine hohe Qualität der Daten sicherzustellen.

Zunächst werden nur Runs verwendet, bei denen die integrierte Luminosität über einem Mindestwert liegt. Gefordert wird

$$L_{Run} > 0.5 \text{ nb}^{-1}$$

für die einzelnen Runs und

$$L_{Fill} > 2.0 \text{ nb}^{-1}$$

für jeden Fill. Dadurch soll eine gewisse Stabilität der Runs gewährleistet werden. Des weiteren dürfen Korrekturen auf die Luminosität, die wegen ausgefallener Detektorkomponenten vergenommen werden, höchstens 50 % ausmachen.

Im übrigen müssen die für diese Arbeit wesentlichen Komponenten des Detektors betriebsbereit sein. Im einzelnen wird ein Ereignis nur akzeptiert, wenn

- das Flüssig-Argon-Kalorimeter,
- zumindest eine der beiden zentralen Spurkammern,
- das Luminositätssystem sowie
- das System zur Flugzeitmessung

betriebsbereit sind. Das Flugzeitsystem dient der Unterdrückung von Untergrundereignissen ohne Elektron-Proton-Streuung.

4.2 Effizienz der Elektronensuche

Das gestreuten Elektron wird ausschließlich im Flüssig-Argon-Kalorimeter gesucht. Für die Suche wird ein Algorithmus verwendet, der nach einer Reihe von Kriterien Elektronen identifiziert und von Hadronen unterscheidet. Der Cluster des Kandidaten muß kompakt und räumlich von anderen Clustern isoliert sein. Er muß über eine Mindestenergie E_e von 8 GeV und einen Mindesttransversalimpuls $p_{T,\mathrm{e}}$ von 4 GeV verfügen. Der elektromagnetische Anteil am Cluster muß oberhalb einer winkelabhängigen Schwelle liegen. Zur Unterscheidung von Rauschzellen muß der Elektronkandidat aus mehr als drei Zellen bestehen. Schließlich muß zur Abgrenzung gegen Photonen eine Spur in Richtung des Clusters weisen. Als gestreutes Elektron wird der Cluster mit dem höchsten Transversalimpuls identifiziert, der diese Kriterien erfüllt.

Die Effizienz der Suche nach einem Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter wurde mit Hilfe von simulierten Ereignissen durch Vergleich des rekonstruierten mit dem generierten Elektron bestimmt. Es wurde für das generierte Elektron eine Mindestenergie von $E_\mathrm{gen} = 10$ GeV sowie $y_\mathrm{gen} < 0.95$ gefordert. Außerdem soll ein im BBE gefundenes Elektron zuvor nicht durch das SPACAL-Kalorimeter gelaufen sein. In Abbildung 4.1 ist die Effizienz als Funktion der Winkel ϕ_e und θ_e sowie der Energie E_e dargestellt. In Teil (a) zeigen sich die Lücken zwischen den acht Oktanten des Kalorimeters durch einen Abfall in der Effizienz. Das Elektron wird nicht erkannt, da es keine Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert. Außerhalb der Spalte liegt die Effizienz über 95 %. In Teil (b) wurden die Bereiche zwischen den Oktanten herausgeschnitten, indem Ereignisse mit einem gefundenen Elektron in diesen Regionen verworfen wurden. In dieser Darstellung lassen sich die Lücken zwischen den Rädern des Kalorimeters durch eine Verringerung der Effizienz bei den Winkeln $\theta \approx 25$, 50, 80 und 120° erkennen. In Teil (c) der Abbildung wurden zusätzlich zu den Spalten in ϕ diejenigen in θ herausgenommen. Abgesehen von Energien E_e kleiner 20 GeV beträgt die Effizienz überall mehr als 97 %.

4.3 Spurkriterien

Zur Identifikation des Elektrons wird eine Spur verlangt, die vom Wechselwirkungspunkt kommen muß. Ebenso wird der in Kapitel 5 vorgestellte Algorithmus zur Rauschunterdrückung Spurinformationen verwenden. In beiden Fällen sollen nur gut gemessene Spuren berücksichtigt werden.

Für die Auswahl solcher Spuren wird ein Algorithmus zur Spur-, Myon- und Elektron-Selektion der Heavy Flavour Arbeitsgruppe bei H1 verwendet. Im Bereich der zentralen Spurkammern verlangt der Algorithmus im wesentlichen ein minimales p_T der Spur von 150 MeV, um sicherzustellen, daß die Spur die vollständige äußere Spurkammer durchquert, einen Maximalwert für den kürzesten Abstand der Spur zum Wechselwirkungspunkt von 2 cm sowie eine winkelabhängige minimale Spurlänge.

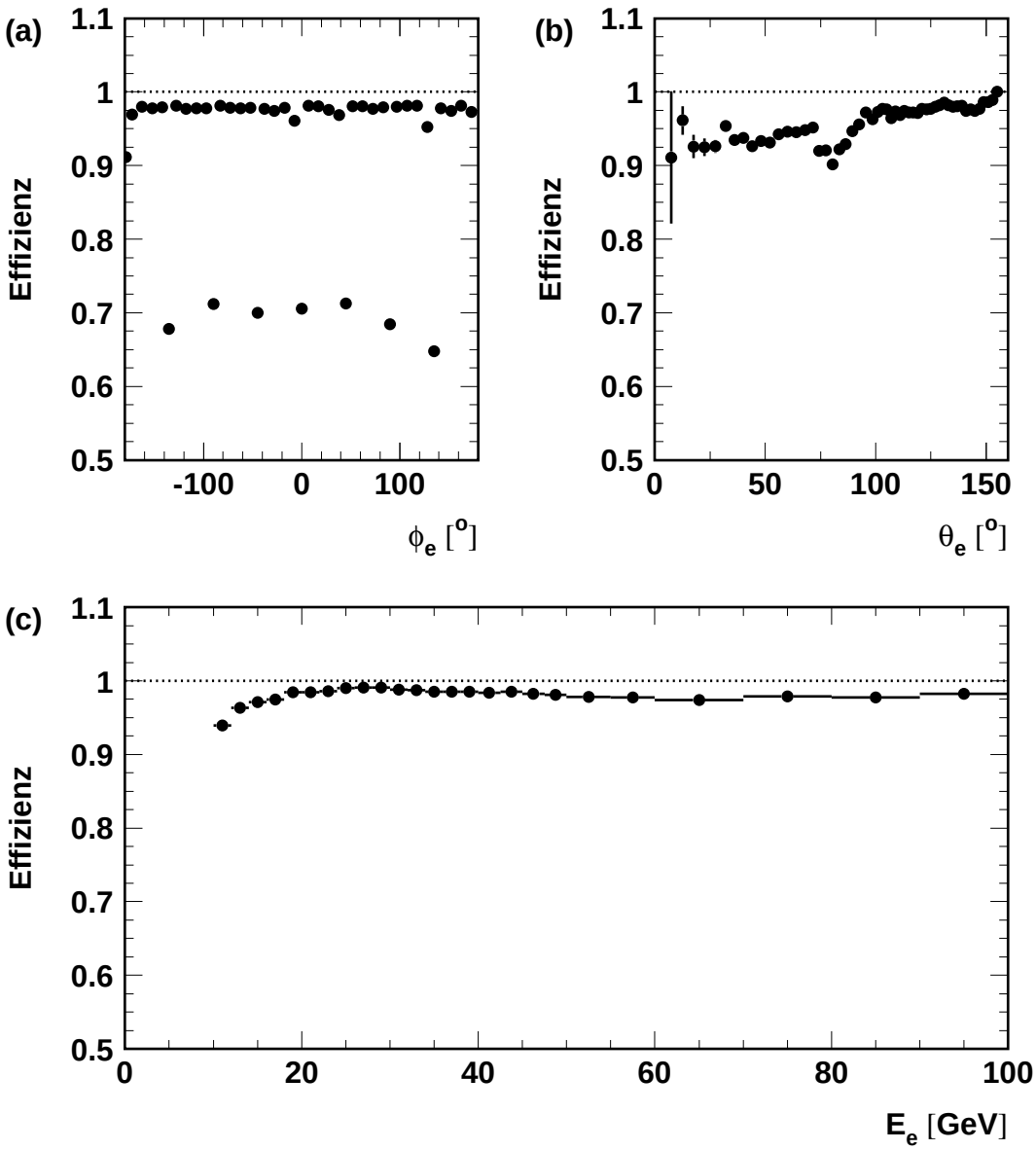


Abbildung 4.1: Die Effizienz der Elektronsuche im Flüssig-Argon-Kalorimeter als Funktion der Winkel ϕ_e (a) und θ_e (b) sowie der Energie E_e (c).

In dieser Arbeit werden keine Spuren im Vorwärtsbereich, für Winkel $\theta \lesssim 35°$, verwendet. Spuren in diesem Bereich durchqueren die äußere Spurkammer nicht mehr vollständig und die Rekonstruktion der Spur wird unzuverlässig.

4.4 Spur-Cluster-Effizienz

Für die Identifikation des Elektrons wird unter anderem eine Spur gefordert, die einen Abstand von höchstens 12 cm zum Clusterkandidaten aufweist. Die Distanz der Spur zum Cluster ist dabei der kürzeste Abstand zwischen der ins Kalorimeter hinein extra-

polierten Spur zum Schwerpunkt des Clusters.

Die Effizienz, mit der zu einem Elektroncluster eine zugehörige Spur gefunden wurde, ist in Abbildung 4.2 als Funktion der Winkel ϕ_e und θ_e für Daten und Monte-Carlo-

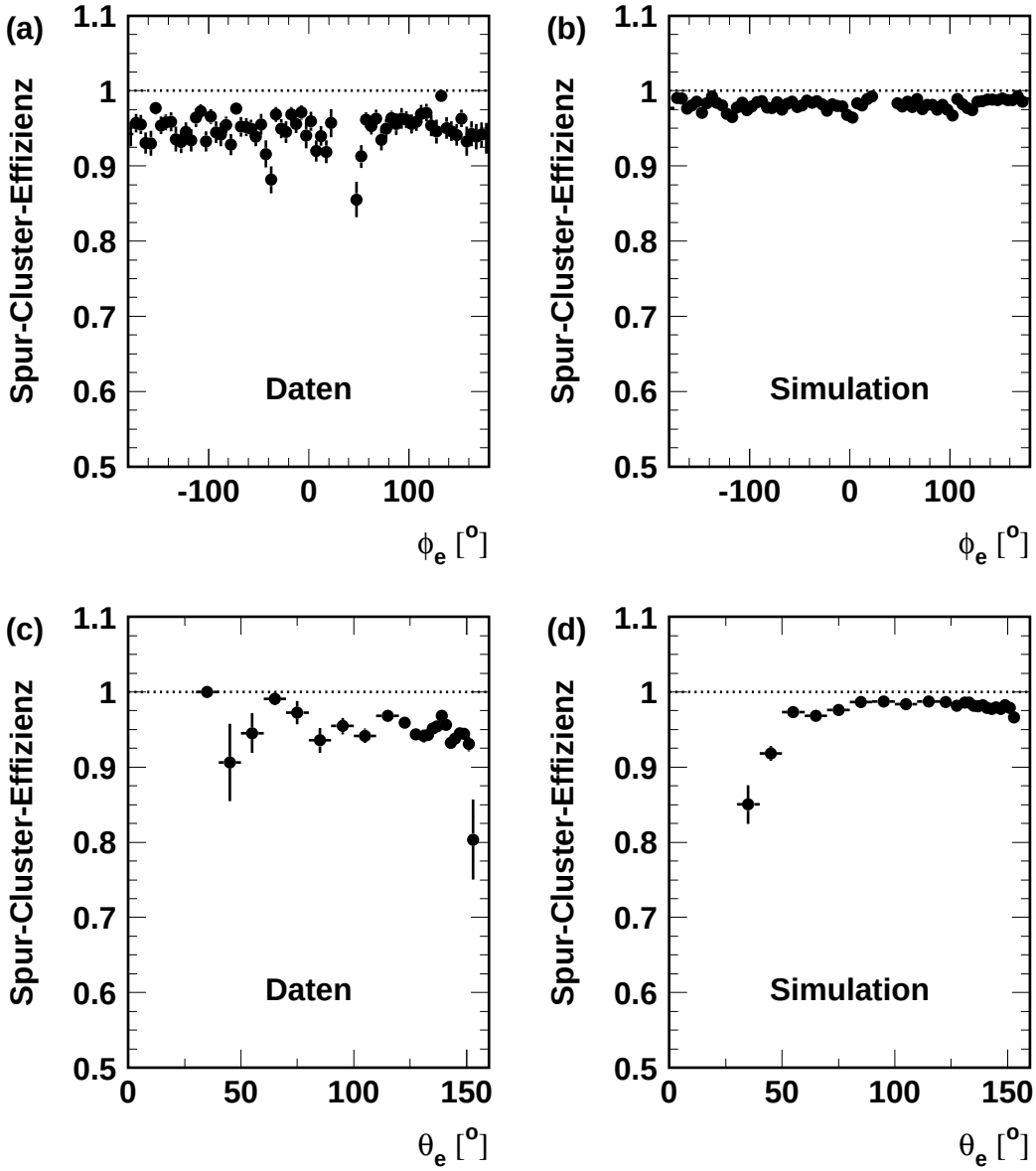


Abbildung 4.2: Die Spureffizienz für einen rekonstruierten Elektroncluster als Funktion von ϕ_e (a und b) und θ_e (c und d), jeweils für Daten und Simulation.

Simulation gezeigt. Um einen möglichst reinen Datensatz mit einem richtig identifizierten Elektron zu gewährleisten, werden zusätzlich zur in Abschnitt 4.5 beschriebenen Ereignisselektion schärfere Schnitte angewendet. Der fehlende Transversalimpuls $p_{T,miss}$ muß kleiner als 5 GeV sein, das gesamte $(E - p_z)_{gesamt}$ soll zwischen 50.0 GeV und 60.5 GeV liegen, der gemessene Wechselwirkungspunkt muß durch mindestens drei Spuren festgelegt sein, und schließlich wird ein Winkel θ_e zwischen etwa 35 und 154°

gefordert.

Als Funktion von ϕ_e schwankt die Effizienz in den Daten um etwa 95 %, während in der Simulation ungefähr konstante 98 % erreicht werden. In θ_e beobachtet man einen unterschiedlichen Verlauf in Daten und Monte-Carlo. Da θ_e in die Rekonstruktion eingeht, wird die Simulation als Funktion von diesem Winkel auf die Daten korrigiert.

4.5 Kinematische Schnitte

Um einen möglichst reinen Datensatz mit geringem Untergrund zu erreichen, werden auf Daten und Simulation einige kinematische Schnitte angewendet. Im einzelnen sind dies

- $|z\text{-Vertex} + 0.9\text{ cm}| < 35$ cm,
- $E_e > 11$ GeV,
- $\theta_e \lesssim 154°$,
- $p_{T,miss} < 20$ GeV,
- $(E - p_z)_{gesamt} > 35$ GeV,
- $y_e < 0.95$,
- Schnitte auf Lücken im Kalorimeter und
- Schnitte auf defekte Zellen.

Der Schnitt auf die Position des z-Vertex dient der Unterdrückung von Untergrund. Streuereignisse finden in der Umgebung des im Mittel um 0.9 cm in z gegenüber den nominalen Wechselwirkungspunkt verschobenen Vertex statt, während Wechselwirkungen mit dem Restgas oder der Strahlrohrwand räumlich gleichverteilt auftreten. In Abbilding 4.1 erkennt man, daß bei kleinen Energien E_e die Effizienz der Elektronensuche abfällt. Daher wird ein minimales E_e von 11 GeV gefordert. Das Elektron wird nur im Flüssig-Argon-Kalorimeter bei Winkeln $\theta_e \lesssim 154°$ gesucht. Zur Vermeidung von Untergrund und Ereignissen des geladenen Stroms mit einem fehlidentifizierten Elektron wird verlangt, daß das Elektron und der hadronische Endzustand im Transversalimpuls balanciert und der fehlende Transversalimpuls $p_{T,miss}$ kleiner 20 GeV ist. Für das gesamte $E - p_z$, das für eine Elektron-Proton-Streuung etwa 55 GeV sein sollte, wird mindestens 35 GeV gefordert. Um Strahlungskorrekturen klein zu halten, deren Beitrag vor allem bei hohem y bedeutend wird, verlangt man $y_e < 0.95$.

4.6 Luminosität und Stabilität der Daten

In Abbildung 4.3 ist die Anzahl der Ereignisse gegen die gemessene, integrierte Luminosität dargestellt. Im Bereich bis $L \approx 2500$ nb^{-1} verläuft die Funktion flacher als im restlichen Teil, die Ereignisrate war im entsprechenden Zeitraum also kleiner. Dieses Problem wurde bereits früher beobachtet [Ell99] und ist nach wie vor nicht verstanden.

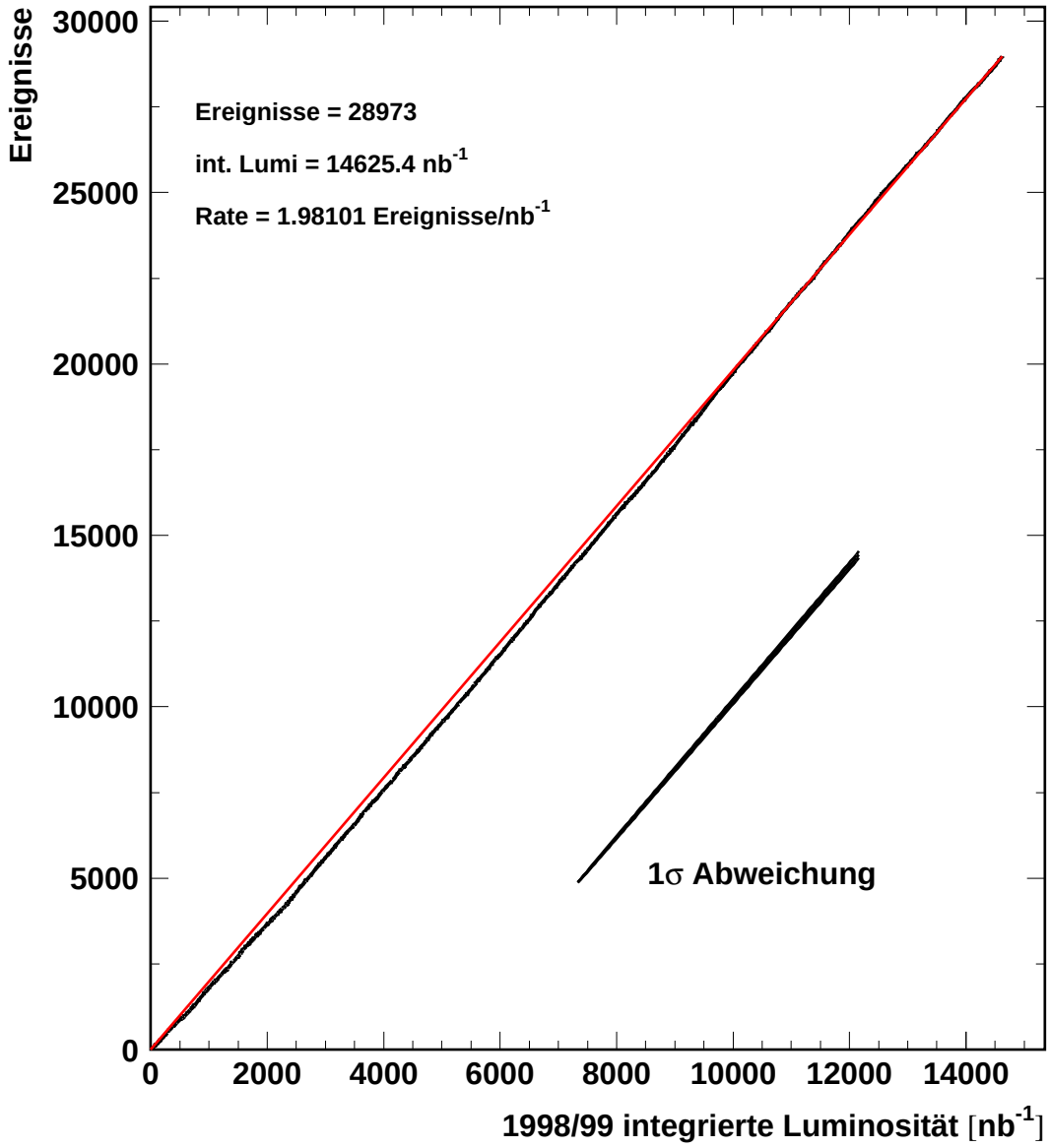


Abbildung 4.3: Stabilität der Datennahme. Gezeigt ist die Anzahl der Ereignisse als Funktion der gemessenen, integrierten Luminosität.

Insgesamt werden in dieser Arbeit 28973 Ereignisse bei einer gesamten integrierten Luminosität von 14.6 pb^{-1} untersucht.

4.7 Kalibration der Elektronenergie

Im Rahmen einer Analyse der Positron-Proton-Streuung der Jahre 1994 bis 1997 bei hohen Impulsüberträgen wurde eine Elektron- und Hadron-Energiekalibration durchgeführt [H1C99]. Auf Grundlage dieser Kalibration wurde bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Elektron-Proton-Streuung der Jahre 1998 und 1999 die Elek-

tronenergie erneut kalibriert [Ell99] und an veränderte Bedingungen des Flüssig-Argon-Kalorimeters angepaßt. In der vorliegenden Arbeit wird diese Kalibration übernommen. Die Energie des hadronischen Endzustands wird nicht zusätzlich kalibriert.

In diesem Abschnitt wird die Kalibration der Elektronenergie überprüft. Dazu wird der gemessene, transversale Impuls $p_{T,\mathrm{e}}$ des gestreuten Elektrons mit dem Transversalimpuls $p_{T,\mathrm{DA}}$ verglichen, der aus der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Doppelwinkel-Methode bestimmt wird. Da diese Methode weitgehend unabhängig von der Energiemessung ist, wird sie für die Energiekalibration verwendet. Die Doppelwinkel-Methode ist anfällig gegen Strahlung des Elektrons (ISR) und hat in bestimmten kinematischen Bereichen nur eine geringe Auflösung [Ell99]. Um ein gut gemessenes $p_{T,\mathrm{DA}}$ sicherzustellen, wird $(E-p_z)_{gesamt} > 45$ GeV, $\gamma > 11.5°$ sowie $y_\Sigma < 0.5$ gefordert. Dabei ist γ der in Abschnitt 3.2 eingeführte inklusive Hadronwinkel und $y_\Sigma = (E-p_z)_{\mathrm{had}}/(E-p_z)_{gesamt}$ das mit Hilfe der in dieser Arbeit nicht näher dargestellten Σ-Methode rekonstruierte y.

In Abbildung 4.4 ist das Verhältnis der Transversalimpulse $p_{T,\mathrm{e}}/p_{T,\mathrm{DA}}$ in den Berei-

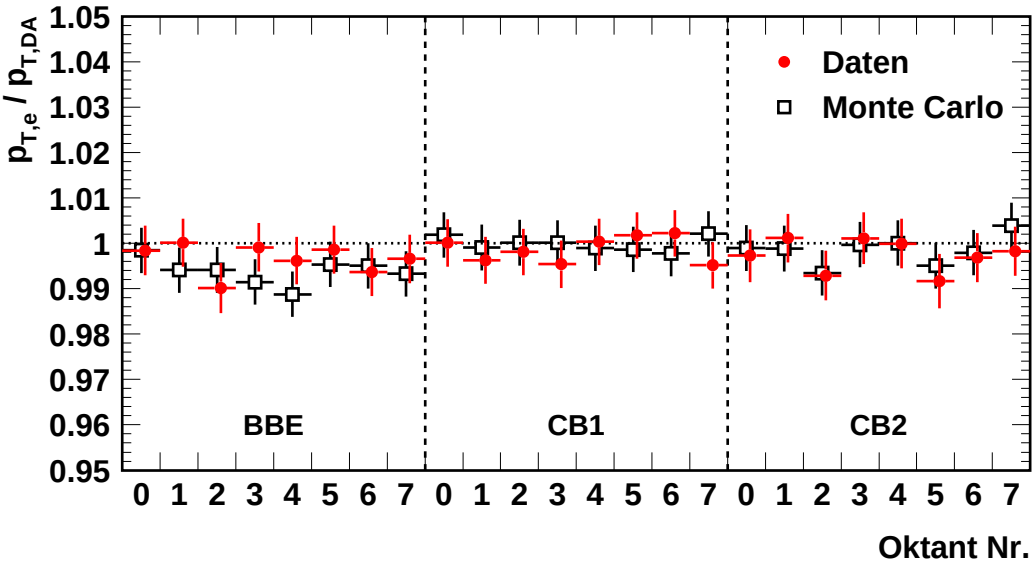


Abbildung 4.4: Oktantweise Kalibration der Elektronenergie.

chen BBE, CB1 und CB2, jeweils für die acht Oktanten dargestellt. Die Kalibration wurde nur in diesen Regionen des Flüssig-Argon-Kalorimeters durchgeführt. Eingetragen wurde der Mittelwert der Verteilung von $p_{T,\mathrm{e}}/p_{T,\mathrm{DA}}$, der durch Anpassung einer Gauß-Funktion gewonnen wurde. Der Fehler beinhaltet den systematischen Fehler durch die Anpassung.

Daten und Simulation weichen in keinem der gezeigten Bereiche um mehr als ein Prozent voneinander ab. Diese Ungenauigkeit wird durch den systematischen Fehler auf die Energiekalibration des Elektrons abgedeckt, der in Abschnitt 7.1 beschrieben wird.

Kapitel 5

Rauschunterdrückung

In diesem Kapitel werden Methoden zur Unterdrückung von elektronischem Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter untersucht. Zunächst wird die Beeinträchtigung der Rekonstruktion durch Rauschen und die besondere Problematik im kinematischen Bereich kleiner y-Werte von $y \lesssim 0.05$ erläutert. Dann wird der Algorithmus zur Rauschunterdrückung beschrieben, der in bisherigen Analysen verwendet wurde [H1C97c]. Seine Leistung im Hinblick auf die Verbesserung der kinematischen Rekonstruktion wird studiert. Danach wird ein im Rahmen dieser Arbeit entwickelter alternativer Algorithmus vorgestellt und dessen Parameter beschrieben. Die Verbesserung der kinematische Rekonstruktion durch die Anwendung dieses Algorithmus wird untersucht. Die Effizienz der Rauschunterdrückung und die Verluste an Energie aus dem eigentlichen Streuprozeß werden dargestellt. Zuletzt werden die beiden Methoden der Rauschunterdrückung einander gegenübergestellt.

5.1 Grundlagen

In den Zellen, aus denen das Flüssig-Argon-Kalorimeter aufgebaut ist, beobachtet man – wie bei jedem elektronischen System – statistische Fluktuationen der gemessenen Signale. Dadurch können Energiedepositionen in Zellen vorgetäuscht werden, die nicht von Teilchen durchquert wurden. Dieses elektronische Rauschen trägt zur gesamten gemessenen Energie bei und kann die kinematische Rekonstruktion verfälschen.

Im Mittel beträgt das Rauschen in den Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters je nach Region zwischen 15 und 30 MeV. Wie in Kapitel 2.2.2 dargestellt wird bereits im Anschluß an die Datennahme eine erste Unterdrückung von Rauschen in den Kalorimeterzellen vorgenommen. Die verbleibende Rauschenergie wird mit durchschnittlich 100 MeV pro Ereignis bei einer Breite der Energieverteilung von etwa 500 MeV angegeben [H1C97b]. Die Verteilung ist asymmetrisch und weist Ausläufer zu hohen Energien auf.

Die Rekonstruktion der kinematischen Größen nach der Elektron-Methode ist wenig anfällig gegen Rauschen. Die Energiedeposition eines Elektrons besteht in der Regel aus einem einzelnen Cluster mit wenigen, nahe beinanderliegender Zellen. Die Energiemessung wird kaum durch viele über das Kalorimeter verteilte Rauschzellen mit niedriger Energie beeinflußt. Allerdings weist die Elektron-Methode, wie in Abschnitt 3.2 ausgeführt, Mängel in der kinematischen Rekonstruktion bei kleinen y auf.

Die bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte verwendete eΣ-Methode stellt daher eine Kombination der Elektron- mit der Hadron-Methode dar.

Bei der Hadron-Methode wird y gemäß Gleichung (3.13) über

$$y_{\mathrm{had}} = \frac{(E - p_z)_{\mathrm{had}}}{2\,E_0}$$

bestimmt. Das hadronische $E - p_z$ ergibt sich nach Gleichung (3.6) durch Summation über alle Teilchen des hadronischen Endzustands zu

$$(E - p_z)_{\mathrm{had}} = \sum\nolimits_{\mathrm{h}} (E_{\mathrm{h}} - p_{z,\mathrm{h}}) \equiv \Sigma.$$

In der kinematischen Region sehr kleiner y liegt der Jet wegen $(E - p_z) \approx E(1 - \cos\theta)$ weit vorne. Das hadronische $E - p_z$ ist sehr klein, obwohl die Energie der Cluster im Jet groß sein kann. Cluster im zentralen Bereich des Kalorimeters liefern daher einen großen Beitrag zum gemessenen $E - p_z$, auch wenn sie nur kleine Energien haben. Die Bestimmung von Σ kann dadurch stark verfälscht werden. Die Hadron-Methode und damit auch die eΣ-Methode sind deshalb im Bereich sehr kleiner y äußerst anfällig gegen Rauschen.

Um einen Einblick in die Natur der Schwierigkeiten zu erhalten, die bei der Rekonstruktion bei kleinen y auftreten, wurden einzelne generierte Ereignisse untersucht, bei denen y_{had} besonders schlecht rekonstruiert wurde. Die Ereignisse in den Abbildungen 5.1 und 5.2 sind typische Beispiele. Der Jet des gestreuten Quarks liegt bei

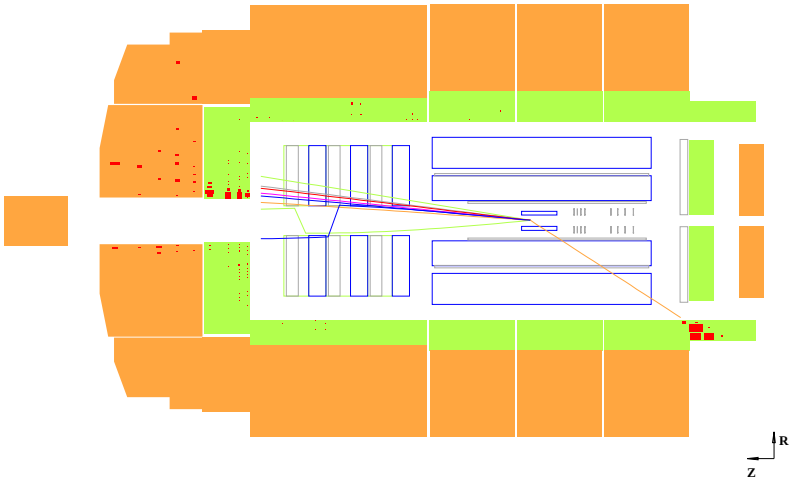


Abbildung 5.1: Ein simuliertes Ereignis des neutralen Stroms mit einem generierten y von 0.015. Die Rekonstruktion mit der hadronischen Methode ohne Rauschunterdrückung ergibt ein y von 0.031. Im zentralen Bereich des Kalorimeters beobachtet man viele niederenergetische Cluster, die nicht Teil des Jets sind, aber einen großen Beitrag zum hadronischen y liefern.

diesen Ereignissen weit vorne, in der Nähe des Strahlrohrs. Im vorwärtigen und zentralen Bereich des Kalorimeters treten, in großem Abstand zum Jet, einzelne Cluster auf, die einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zum gemessenen hadronischen $E - p_z$ liefern. Das Ereignis in Abbildung 5.1 beispielsweise wurde bei einem y von 0.015

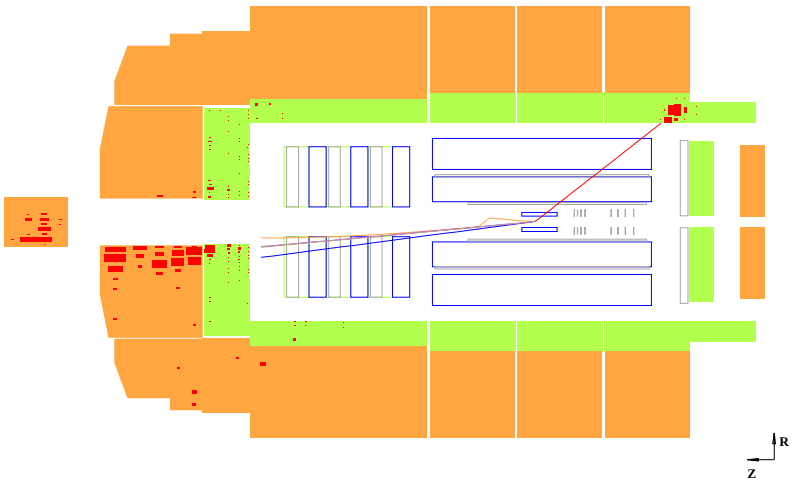


Abbildung 5.2: Ein weiteres simuliertes Ereignis mit kleinem y, bei dem die Rekonstruktion mit der hadronischen Methode versagt. Das Ereignis wurde bei $y = 0.014$ generiert.

generiert. Ohne Verwendung einer Rauschunterdrückung wird dagegen $y_{\mathrm{had}} = 0.031$ rekonstruiert.

Anhand einiger schlecht rekonstruierter Ereignisse wurde überprüft, ob die Energiedepositionen im Kalorimeter, die weit vom Jet entfernt sind, von generierten Teilchen stammen können. Dabei wurde festgestellt, daß im Bereich kleinster y, $y \approx 0.01$, alle generierten Teilchen des hadronischen Endzustands den Wechselwirkungspunkt unter sehr kleinen Winkeln θ verlassen und in das Kalorimeter im Vorwärtsbereich nahe dem Strahlrohr eintreten. Teilchen aus dem Jet des gestreuten Quark können in dem betrachteten y-Bereich nur im zentralen Bereich des Kalorimeters Energien hinterlassen, wenn sie durch Stöße am Detektormaterial von ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt wurden. In diesem Fall wurden die Energien unter einem zu großen Winkel gemessen. Der Beitrag zum hadronischen $E - p_z$ dieser Teilchen kann bei kleinen y die Rekonstruktion stark beeinträchtigen. Diese Energien sollten daher, zumindest im Rahmen der Bestimmung der kinematischen Größen, nicht berücksichtigt werden. Bei den übrigen Energiedepositionen im zentralen Bereich handelt es sich um elektronisches Rauschen oder um defekte Kalorimeterzellen.

Zur Analyse der Rauschunterdrückung werden die unterschiedlichen Algorithmen auf die Monte-Carlo-Simulation angewendet, das auch für die spätere Bestimmung der Wirkungsquerschnitte benutzt wird und in Abschnitt 2.2.5 beschrieben wurde. Der Vorteil bei der Verwendung simulierter Ereignisse liegt in der Kenntnis der generierten Größen. Der Vergleich der rekonstruierten Kinematik mit der generierten erlaubt Aussagen über die Qualität der Algorithmen. In dem Abschnitt über Monte-Carlo-Simulation wurde auch erläutert, wie den simulierten Ereignissen gemessenes Rauschen beigemischt wird.

Auf die Monte-Carlo-Ereignisse werden die selben Selektionsschnitte angewendet, die auch in der späteren Bestimmung der Wirkungsquerschnitte eingesetzt werden. Sie sind in Abschnitt 4.5 zusammengefaßt. Die Analyse beschränkt sich auf Streuereignisse des neutralen Stroms.

Ereignisse, die mit der Abstrahlung eines Photons durch das Elektron verbunden sind, werden in der folgenden Analyse zunächst nicht berücksichtigt. Die systematische Fehlrekonstruktion würde sich bei der Analyse der Rauschunterdrückung störend bemerkbar machen und den Effekt, der untersucht werden soll, überlagern.

Beide Algorithmen zur Rauschunterdrückung, die in diesem Kapitel untersucht werden, wirken ausschließlich auf Energiedepositionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Um von Effekten in anderen Kalorimetern unabhängig zu sein, wird zur Bestimmung von Σ nur über Cluster in diesem Kalorimeter summiert.

Da das rekonstruierte Q^2 mit Hilfe der Elektron-Methode bestimmt wird und daher kaum von Rauschen beeinträchtigt wird, beschränkt sich die folgende Analyse auf die Untersuchung des rekonstruierten y. Des weiteren wird für die Rekonstruktion von y die Hadron-Methode eingesetzt, da y_{had} nach Gleichung (3.13) proportional zum hadronischen $E - p_z$ ist und daher besonders geeignet zur Untersuchung des Rauscheinflußes bei kleinem y ist. In diesem Bereich liefert die Rekonstruktion nach der Hadron- und der eΣ-Methode nahezu identische Ergebnisse, so daß die Resultate der Untersuchung der Rauschunterdrückung direkt auf die eΣ-Methode übertragen werden können.

5.2 FSCOMB-Rauschunterdrückung

Bei H1 wird zur Datenanalyse das Programm „h1phan“ verwendet. Darin enthalten ist das Paket „hfs“ zur Untersuchung des hadronischen Endzustands. Es stellt einen Algorithmus zur Unterdrückung von elektronischem Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter zur Verfügung. Das Programm wurde von der Arbeitsgruppe für diffraktive Physik bei H1 entwickelt und wird im folgenden als FSCOMB-Rauschunterdrückung bezeichnet. Für das instrumentierte Eisen existiert ebenfalls ein Algorithmus zur Unterdrückung von Rauschen in „h1phan“, der im Rahmen dieser Analyse nicht weiter untersucht wird.

5.2.1 Funktionsweise des FSCOMB-Algorithmus

Der Algorithmus sucht nach Clustern mit geringer Energie, die räumlich von anderen Clustern isoliert sind. Zu diesem Zweck wird jeder Cluster mit einer Energie unterhalb einer Schwelle $E_{lim,1}$ weiter untersucht. Zur Überprüfung der Isolation wird eine Kugel mit dem Radius d_{lim} um den Cluster gelegt und die darin liegende Energie bestimmt, die nicht von dem betrachteten Cluster stammt. Liegt auch diese Energie unter einer Schwelle $E_{lim,2}$, so wird der untersuchte Cluster rauschunterdrückt. Die drei Parameter können winkelabhänigig gewählt werden. Die Standardeinstellungen des Algorithmus sind $E_{lim,1} = E_{lim,2} = 0.8$ GeV und $d_{lim} = 20$ cm im Vorwärtsbereich für Winkel θ kleiner 15° sowie $E_{lim,1} = E_{lim,2} = 0.4$ GeV und $d_{lim} = 40$ cm im Zentral- und Rückwärtsbereich für Winkel θ größer 15°.

5.2.2 Einfluß auf die kinematischen Rekonstruktion

Zur Untersuchung des Einflußes, den die FSCOMB-Rauschunterdrückung auf die kinematische Rekonstruktion ausübt, wird die Korrelation zwischen dem rekonstruierten

und dem generierten y betrachtet. Um den Effekt des Algorithmus deutlich zu machen, wird die Korrelation auch ohne Rauschunterdrückung bestimmt und die beiden Fälle miteinander verglichen.

In Abbildungen 5.3 und 5.4 ist das mit der Hadron-Methode rekonstruierte y_{had}

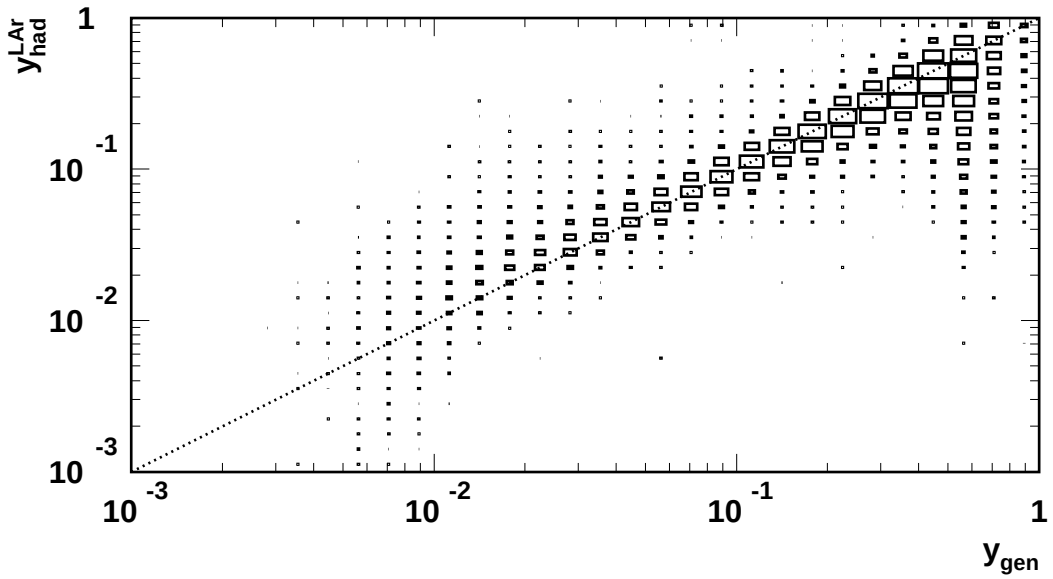


Abbildung 5.3: Die Korrelation zwischen dem mit der Hadron-Methode rekonstruierten und dem generierten y ohne Anwendung einer Rauschunterdrückung.

gegen das generierte y_{gen} aufgetragen. In der zweiten Abbildung ist die Korrelation unter Anwendung der FSCOMB-Rauschunterdrückung gezeigt, während in der ersten zum Vergleich der Fall ohne Rauschunterdrückung dargestellt ist. In der hier und im weiteren verwendeten Darstellung von Funktionen zweier Variablen ist die Fläche der Rechtecke proportional zum Funktionswert an dieser Stelle.

Ohne Rauschunterdrückung sind das rekonstruierte und das generierte y nicht besonders gut miteinander korreliert. Im y-Bereich unterhalb etwa 0.05 beobachtet man einen Ausläufer zu großen rekonstruierten y. Das gemessene $E - p_z$ ist in diesem Bereich größer, als vom generierten Streuprozeß her erwartet. Als Ursache dafür kommt, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, im wesentlichen elektronisches Rauschen in Frage.

Auch bei großen y treten Ausläufer auf, nun aber zu kleinen y_{had}. Hier macht sich die schlechte Auflösung bei der Messung der Größen des hadronischen Endzustands bemerkbar. Beim späteren Übergang zur Rekonstruktion nach der eΣ-Methode verschwindet dieser Ausläufer, daher wird er in der weiteren Untersuchung der Rauschunterdrückung nicht betrachtet.

Im Vergleich zum Fall ohne Rauschunterdrückung beobachtet man bei Verwendung des FSCOMB-Algorithmus bei kleinen generierten y eine leichte Verschiebung zu kleineren Werten von y_{had}. Das entspricht der Erwartung, da der Algorithmus Cluster entfernt und daher das gemessene $E - p_z$ verkleinert. In dieser Darstellung läßt sich der Effekt der Rauschunterdrückung quantitativ schwer beurteilen, daher wird nun die Verteilung von y_{had} in mehreren Bereichen von y_{gen} betrachtet.

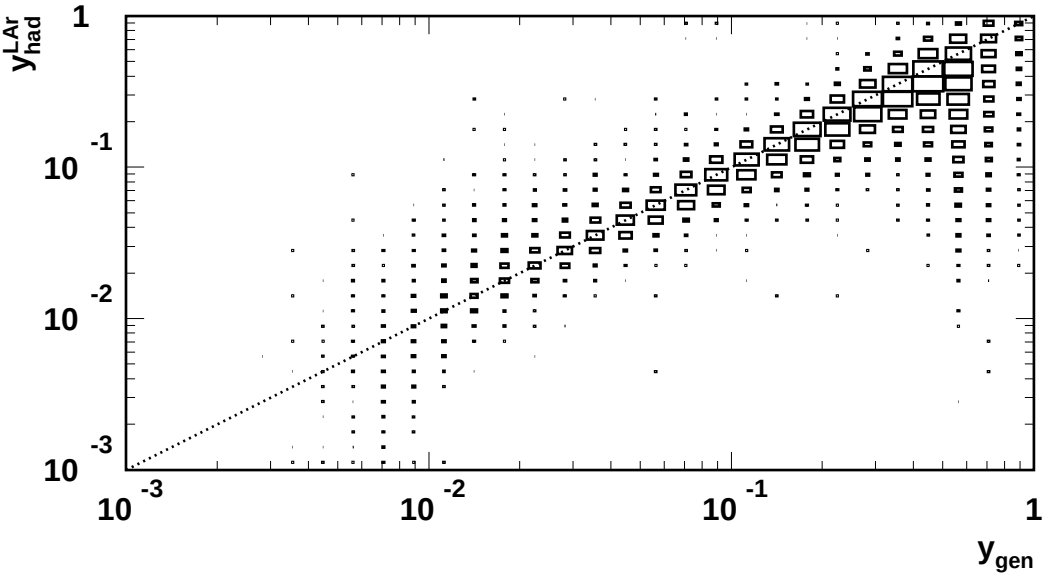


Abbildung 5.4: Die Korrelation zwischen dem mit der Hadron-Methode rekonstruierten und dem generierten y unter Anwendung der FSCOMB-Rauschunterdrückung.

In Abbildungen 5.5 und 5.6 ist die Verteilung des Verhältnisses aus rekonstruiertem zu generiertem y in Bereichen von y_{gen} gezeigt. In der ersten Abbildung wurde keine Rauschunterdrückung eingesetzt, während in der zweiten der FSCOMB-Algorithmus zur Anwendung kommt. An die Verteilungen wurde eine Gauß-Funktion angepaßt, um quantitative Aussagen über deren Breite und Ausläufer zu ermöglichen. Da die Verteilungen stark asymmetrisch sind, wurde die Anpassung nur in der Umgebung des Maximalwertes vorgenommen, um den Kernbereich möglichst gut durch die Gauß-Funktion zu beschreiben und die Ausläufer gut davon zu trennen. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Tabelle enthält den Mittelwert und die Breite der Gauß-Funktion sowie die relative Breite, also das Verhältnis von Breite zu Mittelwert. Ebenfalls eingetragen sind die nicht-Gauß-förmigen Ausläufer der Verteilung. Zu deren Bestimmung wurde die Differenz zwischen der Verteilung und der Anpassung gebildet und die Einträge aufsummiert, die um mehr als zwei Breiten vom Mittelwert abweichen. Angegeben ist der prozentuale Anteil der Ausläufer an der Gesamtverteilung. Die Ausläufer zu großen y_{had} werden in der Tabelle als NG-$(+2\sigma)$-, die zu kleinen y_{had} als NG-(-2σ)-Ausläufer bezeichnet.

Der Tabelle kann man entnehmen, daß die Ausläufer zu großen y_{had} im für diese Untersuchung relevanten Bereich $y < 0.1$ durch den FSCOMB-Algorithmus auf etwa zwei Drittel – von 22 auf 17 % und von 12 auf 8 % – reduziert werden. Allerdings ändert sich die relative Breite der Verteilungen kaum. Insgesamt kann der FSCOMB-Algorithmus zur Rauschunterdrückung im Hinblick auf die Verbesserung der kinematischen Rekonstruktion nicht überzeugen.

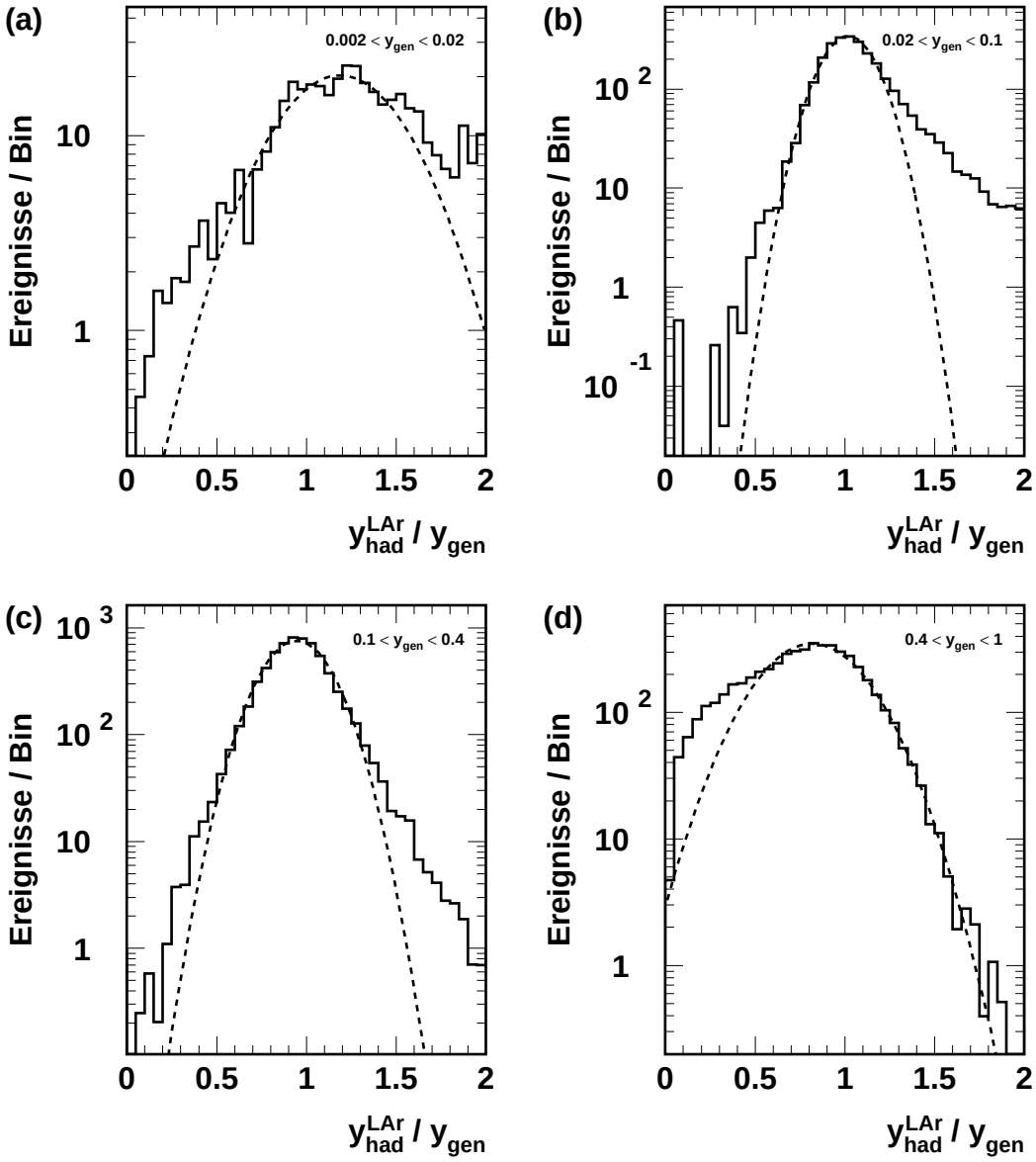


Abbildung 5.5: Das Verhältnis aus dem mit der Hadron-Methode rekonstruiertem zum generiertem y ohne Anwendung einer Rauschunterdrückung. In den Teilen (a) bis (d) der Abbildung ist dieses Verhältnis in unterschiedlichen Bereichen von y_{gen} dargestellt. Als gestrichelte Kurve ist jeweils eine Gauß-förmige Anpassung an die Umgebung des Maximalwertes eingezeichnet.

5.3 Alternative Rauschunterdrückung

In diesem Abschnitt wird ein neuer Algorithmus zur Rauschunterdrückung im Flüssig-Argon-Kalorimeter entwickelt. Der Algorithmus soll vorrangig die kinematische Rekonstruktion im Bereich kleiner y, $y < 0.05$, verbessern und den für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts zugänglichen kinematischen Bereich erweitern. Die für letz-

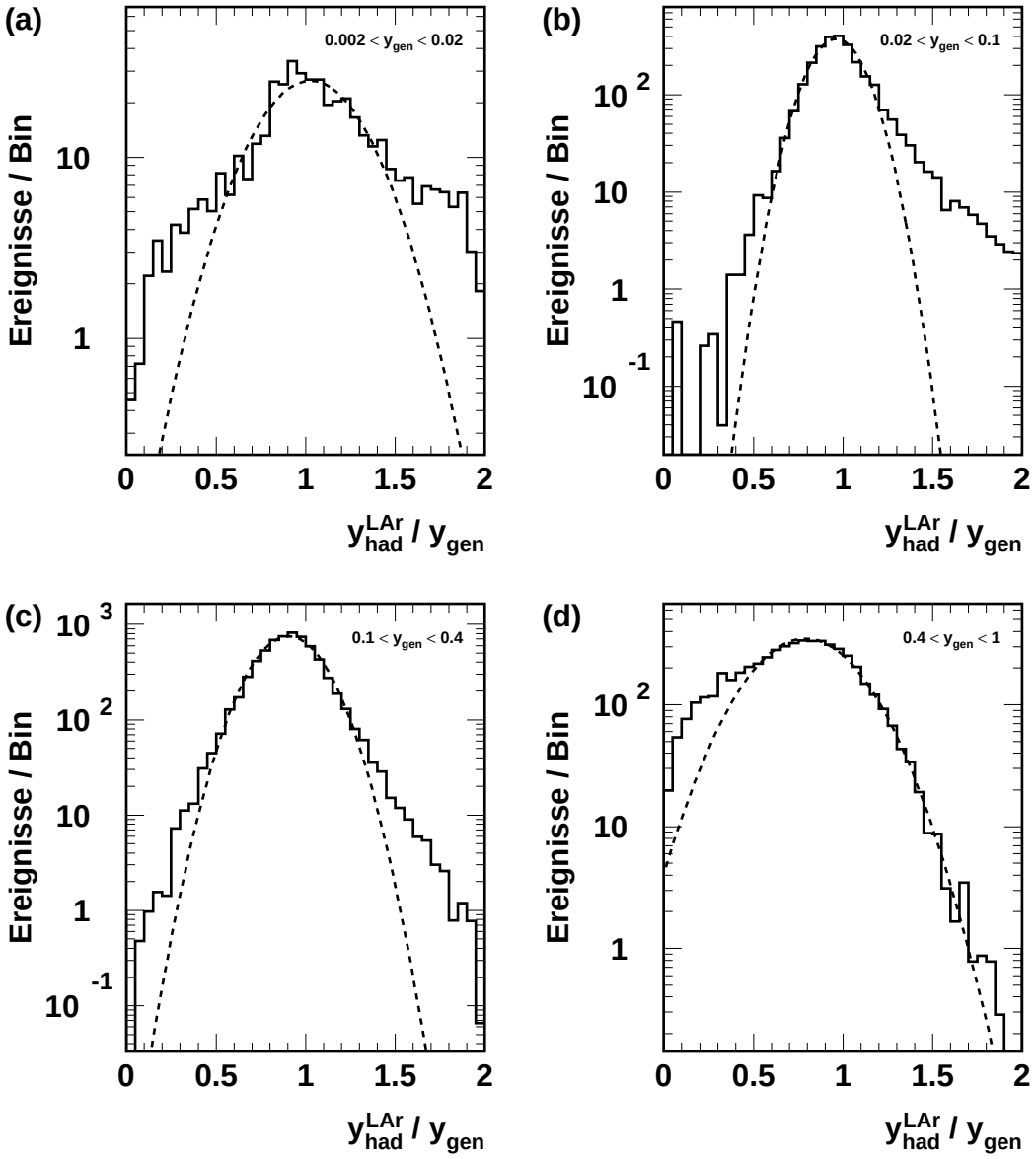


Abbildung 5.6: Das Verhältnis aus dem mit der Hadron-Methode rekonstruierten zum generierten y unter Anwendung der FSCOMB-Rauschunterdrückung, dargestellt in mehreren Bereichen von y_{gen}.

teres wesentlichen Größen Reinheit P und Stabilität S werden im nächsten Abschnitt untersucht. In diesem Abschnitt wird der Grundgedanke und die Funktionsweise der alternativen Rauschunterdrückung vorgestellt, eine möglichst günstige Wahl der Parameter untersucht und der Einfluß auf die kinematische Rekonstruktion dargestellt.

5.3.1 Funktionsweise des alternativen Algorithmus

Ausgehend von den Beobachtungen in Abschnitt 5.1 wurde ein neuer Ansatz zur Unterdrückung von Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter entwickelt und untersucht.

ohne Rausch-unterdrückung	$y_{\text{gen}} \in$	[0.002, 0.02]	[0.02, 0.1]	[0.1, 0.4]	[0.4, 1.0]
Mittelwert		1.187	1.018	0.945	0.819
Breite		0.327	0.136	0.169	0.264
relative Breite		0.275	0.133	0.178	0.323
NG-(-2σ)-Ausläufer [%]		2.175	0.426	0.634	4.626
NG-($+2\sigma$)-Ausläufer [%]		22.463	12.003	2.189	-0.012
FSCOMB-Rausch-unterdrückung	$y_{\text{gen}} \in$	[0.002, 0.02]	[0.02, 0.1]	[0.1, 0.4]	[0.4, 1.0]
Mittelwert		1.027	0.961	0.905	0.790
Breite		0.274	0.131	0.171	0.265
relative Breite		0.266	0.136	0.189	0.335
NG-(-2σ)-Ausläufer [%]		4.499	0.781	0.937	3.747
NG-($+2\sigma$)-Ausläufer [%]		17.157	7.794	1.836	0.020

Tabelle 5.1: Die Ergebnisse der Anpassung einer Gauß-Funktion an die Verteilung von $y_{\text{had}}/y_{\text{gen}}$ ohne Rauschunterdrückung sowie mit FSCOMB-Rauschunterdrückung. Eingetragen sind der Mittelwert und die Breite der Gaußverteilung, das Verhältnis von Breite zu Mittelwert sowie der Anteil der nicht-Gauß-förmigen (NG) Ausläufer unterhalb von zwei Breiten unter und oberhalb von zwei Breiten über dem Mittelwert.

Der Algorithmus wurde so entworfen, daß gezielt die Rekonstruktion bei kleinen y verbessert wird. Zu diesem Zweck werden alle Cluster weit hinter dem Jet entfernt. Insbesondere sucht der Algorithmus weder innerhalb noch vor dem Jet nach Rauschenergien.

Zum Auffinden der rückwärtigen Flanke der Energieverteilung des Jets im Kalorimeter sucht der Algorithmus nach dem am weitesten hinten liegenden Cluster, der nicht vom gestreuten Elektron stammt und eine Energie oberhalb einer Schwelle E_{lim} aufweist. Diese Methode findet den Jet im Bereich kleiner y recht zuverlässig. Bei großen y können aber mehrere Jets auftreten, wobei der energieärmere häufig weit hinten liegt und nur wenig Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponiert. Der Algorithmus verwirft den hinteren Jet aufgrund der kleinen Clusterenergien oft vollständig. Um sicherzustellen, daß keine Cluster aus niederenergetischen Jets entfernt werden, sucht der Algorithmus zusätzlich nach der am weitesten hinten liegenden Spur, außer der Elektronenspur, mit einem transversalen Impuls größer $p_{T,lim}$. Die Spur muß den Spurkriterien genügen, die in dieser Arbeit verwendet werden und in Abschnitt 4.3 beschrieben sind. Liegt die Spur hinter dem gefundenen Cluster, so wird die Spur statt dem Cluster verwendet.

Ausgehend von diesem Cluster oder dieser Spur mit dem Winkel $\theta_{cl/sp}$ geht der Algorithmus um eine Verschiebung η_{sft} in der Pseudorapidität η zurück. Die Größe η wird definiert durch

$$\eta \equiv -\ln\tan(\theta/2) \tag{5.1}$$

und ist bis auf eine Konstante invariant unter Lorentz-Transformation entlang der Strahlachse [PDG98]. Die Ausdehnung eines Jets in η ist etwa konstant. Diese Größe

ist daher besser zur Beschreibung von Jets geeignet als der Winkel θ und wird in diesem Algorithmus verwendet. Auf diese Weise definiert man die Größe η_{lim} aus dem η des Clusters beziehungsweise der Spur $\eta_{cl/sp} = -\ln\tan(\theta_{cl/sp}/2)$ zu

$$\eta_{lim} \equiv \eta_{cl/sp} - \eta_{sft}. \tag{5.2}$$

Dabei muß η_{sft} abgezogen werden, da η zu größeren Winkeln θ hin kleiner wird. Durch die Verschiebung soll gewährleistet werden, daß der Jet vollständig vor η_{lim} liegt.

Im Vorwärtsbereich des Kalorimeters sind bereits winzige Änderungen in θ mit großen Sprüngen in η verbunden. Bereits durch kleine Ablenkungen der Teilchen im Jet von ihrer ursprünglichen Richtung können diese den durch η_{lim} begrenzten Bereich verlassen. Um sicherzustellen, daß auch weit vorne liegenden Jets vollständig vor η_{lim} sind, wird der Algorithmus um eine Verschiebung θ_{sft} in θ erweitert

$$\eta'_{lim} \equiv -\ln\tan\Big((\theta_{cl/sp} + \theta_{sft})/2\Big). \tag{5.3}$$

Als endgültiges η_{lim} wird das weiter hinten liegende von η_{lim} und η'_{lim} gewählt. Der Algorithmus zur Rauschunterdrückung verwirft alle Cluster, die hinter η_{lim} liegen.

Durch den minimalen transversalen Impuls $p_{T,lim}$ soll eine zuverlässig gemessene Spur gewährleistet werden. In früheren Analysen [H1C94] wurde $p_{T,lim} = 300$ MeV als günstiger Wert gefunden. Dieser Wert wird auch für diesen Algorithmus als fester Parameter gewählt. In Studien [CDF92, UAC91] konnte gezeigt werden, daß Jets im wesentlichen innerhalb eines Konus in η und ϕ mit dem Radius $R \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 1.0$ enthalten sind. Der Parameter η_{sft} wird in dieser Arbeit fest auf den Wert $\eta_{sft} = 0.5$ gesetzt. Für die beiden anderen Parameter E_{lim} und θ_{sft} werden bei der Untersuchung des Algorithmus verschiedene Werte eingesetzt.

5.3.2 Kenngrößen des Algorithmus

Neben den im vorigen Abschnitt definierten Parametern des Algorithmus E_{lim}, $p_{T,lim}$, η_{sft} und θ_{sft} sowie η_{lim} werden im Rahmen der Untersuchung der alternativen Rauschunterdrückung in den folgenden Abschnitten einige weitere Größen verwendet, die zunächst definiert werden.

Zuerst wird η_{gen} als die Pseudorapidität des am weitesten hinten liegenden generierten Teilchens des hadronischen Endzustandes eingeführt. Der vom Algorithmus gefundene Wert für η_{lim} kann mit η_{gen} verglichen werden, um abzuschätzen, ob der Jet wie gefordert vollständig vor η_{lim} liegt.

Der Vierervektor der Cluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter, die hinter η_{lim} liegen und daher vom Algorithmus verworfen werden, wird als $p_{rej} = (E_{rej}, \mathbf{p}_{rej})$ bezeichnet, nach dem englischen Begriff „rejected“. Somit ist

$$p_{rej} = \sum\nolimits_{clus,\eta<\eta_{lim}} p_{clus}. \tag{5.4}$$

Die Summation wird über alle Cluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter außer dem Elektron-Cluster ohne Berücksichtigung der Rauschunterdrückung durchgeführt.

Für den Vierervektor der generierten Teilchen hinter η_{lim} wird der Begriff $p_{lost} = (E_{lost}, \mathbf{p}_{lost})$ eingeführt. Es gilt

$$p_{lost} = \sum\nolimits_{gen,\eta<\eta_{lim}} p_{gen}. \tag{5.5}$$

Summiert wird über alle generierten Teilchen außer dem gestreuten Elektron. Durch p_{lost} ist die Energie und der Impuls der generierten Teilchen gegeben, die in das Kalorimeter hinter der eventuell schlecht bestimmten Grenze η_{lim} eintreten und daher unerwünschterweise unterdrückt werden. Die Größe stellt somit die durch die Rauschunterdrückung verlorene Energie und den verlorenen Impuls aus dem Streuprozeß dar.

Schließlich wird der Vierervektor der gemessenen Cluster hinter η'_{gen} mit $p_{noise} = (E_{noise}, \mathbf{p}_{noise})$ bezeichnet. Um der Verbreiterung des Jets durch Hadronisierung Rechnung zu tragen, wird zur Bestimmung von η'_{gen} ausgehend von η_{gen} um θ_{sft} zurückgegangen. Die Verschiebung η_{sft} wird dagegen nicht angewendet, da durch η_{gen} bereits das hintere Randteilchen des Jets gegeben ist. Somit ist

$$p_{noise} = \sum_{clus,\eta<\eta'_{gen}} p_{clus}. \tag{5.6}$$

Die Größe setzt sich aus den Energien und Impulsen zusammen, die im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen wurden, ohne daß Teilchen in Richtung dieser Cluster generiert wurden. Somit beschreibt p_{noise} den Vierervektor von Rauschzellen sowie von rückgestreuten Teilchen, die unter zu großen Winkeln θ gemessen werden. Das sind gerade die Cluster, die im Rahmen des hier untersuchten Algorithmus zur Rauschunterdrückung verworfen werden sollen.

In Abbildung 5.7 ist eine Skizze der in diesem Abschnitt definierten Größen für den

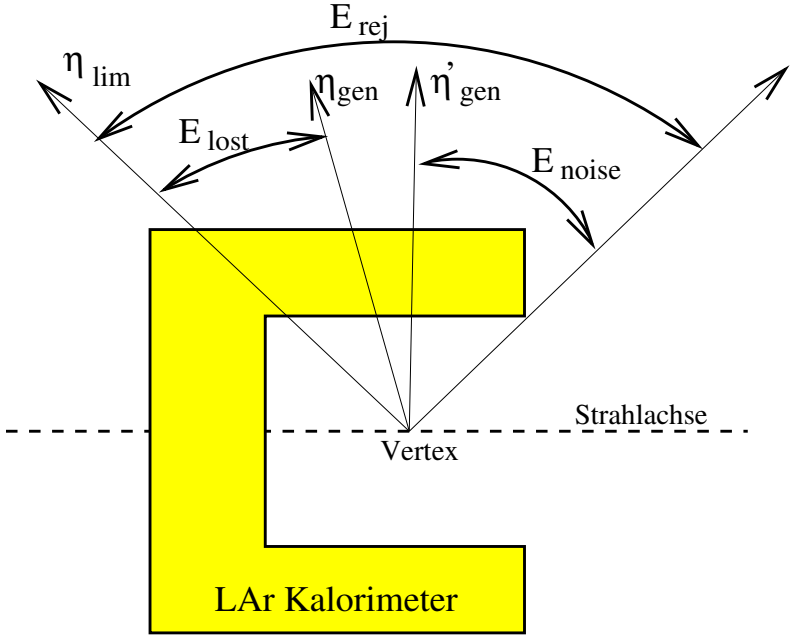


Abbildung 5.7: Skizze der Kenngrößen der alternativen Rauschunterdrükkung. Als Pfeile vom Wechselwirkungspunkt weg sind die Größen η_{lim} und η_{gen} sowie η'_{gen} eingezeichnet. In dem hier skizzierten Beispiel liegt η_{gen} hinter η_{lim}. Die gekrümmten Pfeile markieren die Bereiche, in denen die jeweilige Summation ausgeführt wird. Zur Bestimmung von E_{rej} und E_{noise} wird über die Cluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter summiert, während E_{lost} die generierten Teilchen beinhaltet.

Fall $\eta_{gen} < \eta_{lim}$ dargestellt. Die Bereiche, über die zur Bestimmung der verschiedenen Größen summiert wird, sind in der Abbildung gekennzeichnet worden. In der Lücke zwischen η_{gen} und η'_{gen} liegen keine generierten Teilchen mehr. Sie wurde eingeführt, um die Ausdehnung des Schauers des hintersten, bei η_{gen} liegenden generierten Teilchens zu berücksichtigen.

5.3.3 Korrektur von Strahlrohrverlusten

In Abbildung 5.8 ist die Korrelation zwischen dem rekonstruierten und dem generierten

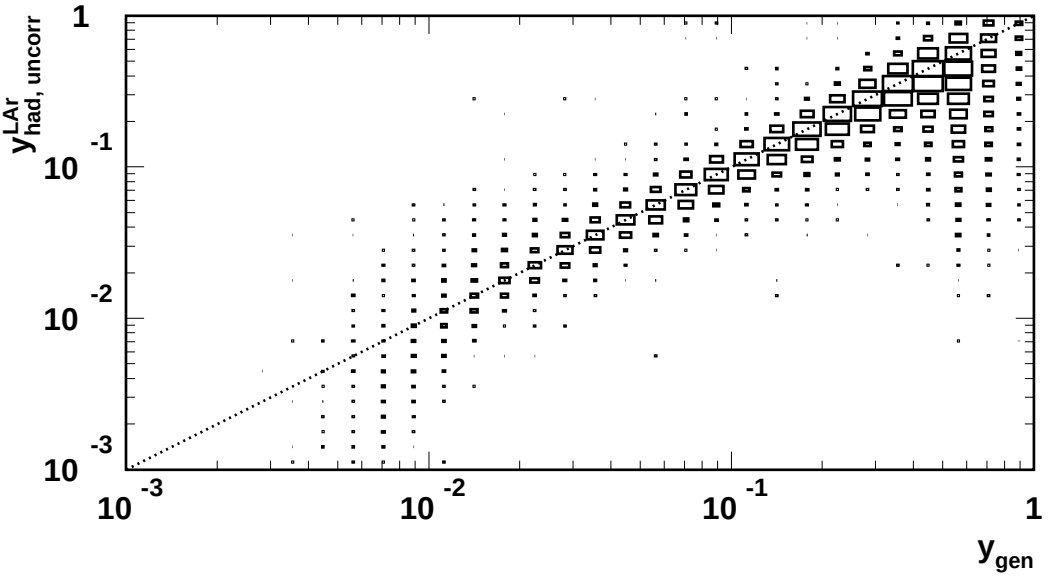


Abbildung 5.8: Die Korrelation zwischen dem mit der Hadron-Methode rekonstruierten und dem generierten y unter Anwendung der alternativen Rauschunterdrückung mit den Parametern $E_{lim} = 1.5$ GeV, $p_{T,lim} = 300$ MeV, $\eta_{sft} = 0.5$ und $\theta_{sft} = 5°$. Das hadronische y wird im Rahmen dieses Abschnitts korrigiert und wird daher vorläufig mit dem Index „uncorr“ gekennzeichnet.

y unter Verwendung der alternativen Rauschunterdrückung dargestellt. Als Parameter wurde $E_{lim} = 1.5$ GeV und $\theta_{sft} = 5°$ gewählt. Die beiden anderen Parameter bleiben auf den Standardwerten $p_{T,lim} = 300$ MeV und $\eta_{sft} = 0.5$. Im Bereich generierter y unterhalb von etwa 0.01 beobachtet man deutlich zu niedrig rekonstruierte y_{had}. In der betrachteten y-Region liegt der Jet sehr nahe am Strahlrohr. Einige Teilchen des hadronischen Endzustands verschwinden undetektiert im Strahlrohr. Der Jet aus den restlichen Teilchen dehnt sich durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial in transversaler Richtung aus, so daß nicht mehr die vollständige Jetenergie im Kalorimeter absorbiert werden kann. Ein Teil der Energie des Schauers geht auf diese Weise im Strahlrohr verloren. Daher wird ein zu kleines $E - p_z$ gemessen.

Das rekonstruierte und das gemessene y sind im y-Bereich kleiner 0.01 zwar gegeneinander verschoben, aber immer noch gut korreliert. Dadurch ist es möglich, eine Funktion zu bestimmen, die die Strahlrohrverluste ausgleicht und das rekonstruierte y

im Mittel auf das generierte korrigiert. Eine derartige Korrektur ist nicht unbedingt erforderlich, solange Daten und Simulation gut übereinstimmen, so daß die Daten mit Hilfe der Simulaton auf Akzeptanzverluste korrigiert werden können. Im Rahmen dieser Arbeit, bei der Wert auf eine gute kinematische Rekonstruktion gelegt wird, ist eine Korrektur der Strahlrohrverluste aber zweckmäßig.

Das unkorrigierte rekonstruierte y, das vorläufig mit dem Index „uncorr“ versehen wird, soll auf das generierte y verschoben werden. Zu diesem Zweck wird y_{gen} nun als Funktion von y_{had} betrachtet. In Abbildung 5.9 ist diese Korrelation dargestellt.

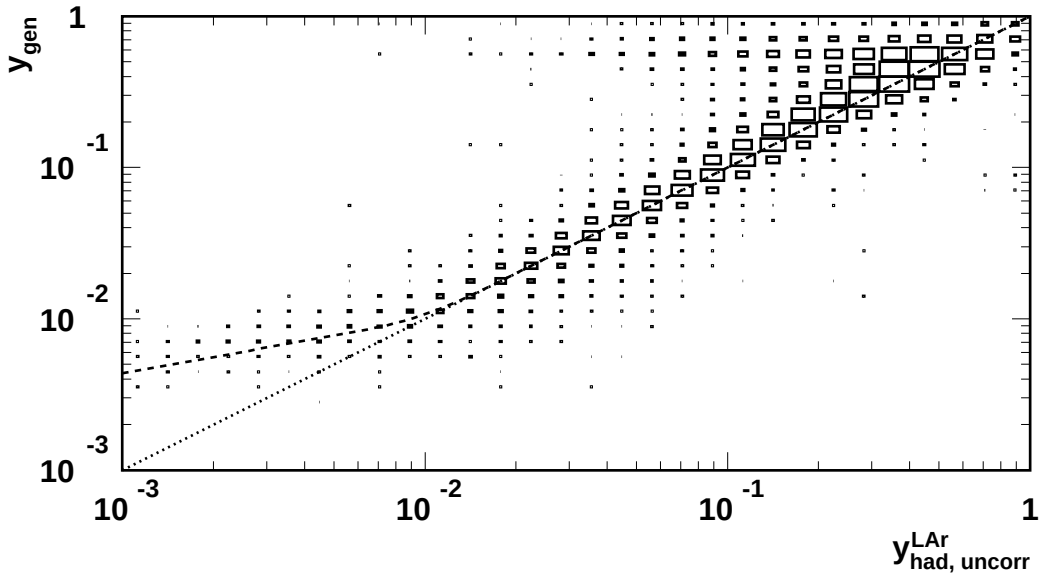


Abbildung 5.9: Die Korrelation zwischen dem generierten und dem mit der Hadron-Methode rekonstruierten y unter Anwendung der alternativen Rauschunterdrückung mit den selben Parametern wie in Abbildung 5.8. Eingezeichnet ist die Anpassung einer im Text beschriebenen Korrekturfunktion an die Korrelation.

An die Verteilung wird im Bereich $y < 0.02$ eine Korrekturfunktion angepaßt. Die Funktion ist so konstruiert, daß sie im Bereich $y < 0.005$ flach verläuft. Die Statistik an Ereignissen ist dort zu gering, um eine sinnvolle Anpassung durchführen zu können. Im wesentlichen soll die Region um $y = 0.01$, in der die Verteilung abknickt, gut durch die Korrekturfunktion beschrieben werden. In die Abbildung ist die durch die Anpassung gefundene Funktion als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Die Korrelation zwischen dem korrigierten hadronischen y und dem generierten y ist in Abbildung 5.10 gezeigt. Durch Anwendung der Korrekturfunktion werden die Ereignisse bis hin zu kleinsten y gut rekonstruiert.

5.3.4 Einfluß auf die kinematischen Rekonstruktion

In diesem Abschnitt wird der alternative Algorithmus mit unterschiedlichen Parametern untersucht. Für jeden Satz an Parametern wird wie im verhergehenden Abschnitt

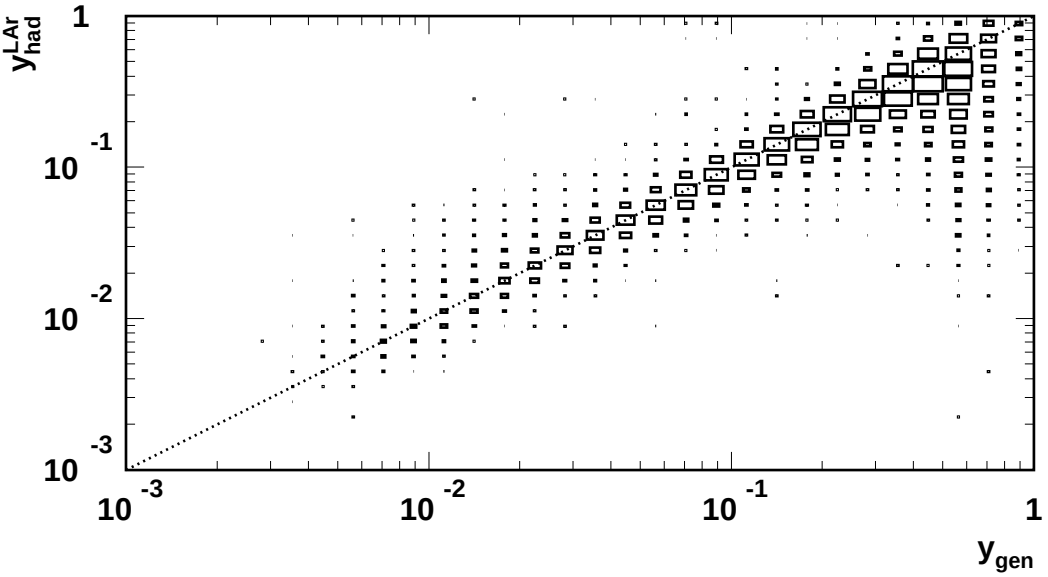


Abbildung 5.10: Die Korrelation zwischen dem mit der Hadron-Methode rekonstruierten und dem generierten y unter Anwendung der alternativen Rauschunterdrückung mit den selben Parametern wie in Abbildung 5.8. Auf das rekonstruierte y wurde die im Text beschriebene Korrekturfunktion angewendet.

beschrieben eine Korrekturfunktion auf Strahlrohrverluste bestimmt. Anhand der Korrelation zwischen y_{had} und y_{gen} werden die unterschiedlichen Parametersätze im Hinblick auf gute kinematische Rekonstruktion analysiert.

Der Parameter E_{lim} wird zwischen den Werten 1.0, 1.5 und 2.0 GeV variiert, während θ_{sft} die Werte 5 und 10° durchläuft. Auf diese Weise erhält man die in Tabelle 5.2 zusammengefaßten sechs Parametersätze.

Satz	E_{lim} [GeV]	$p_{T,lim}$ [MeV]	η_{sft}	θ_{sft} [°]
1	1.0	300	0.5	5
2	1.5	300	0.5	5
3	2.0	300	0.5	5
4	1.0	300	0.5	10
5	1.5	300	0.5	10
6	2.0	300	0.5	10

Tabelle 5.2: Die verwendeten Parametersätze zur Untersuchung des alternativen Algorithmus der Rauschunterdrückung.

Wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben wird auch für die alternative Rauschunterdrückung die kinematische Rekonstruktion untersucht. Für den Parametersatz 2 mit $E_{lim} = 1.5$ GeV und $\theta_{sft} = 5°$ ist die Korrelation zwischen dem rekonstruierten und dem generierten y bereits im Rahmen der Korrektur auf Strahlrohrverluste in Abbildung 5.10 gezeigt worden. Für den selben Parametersatz ist in Abbildung 5.11 die

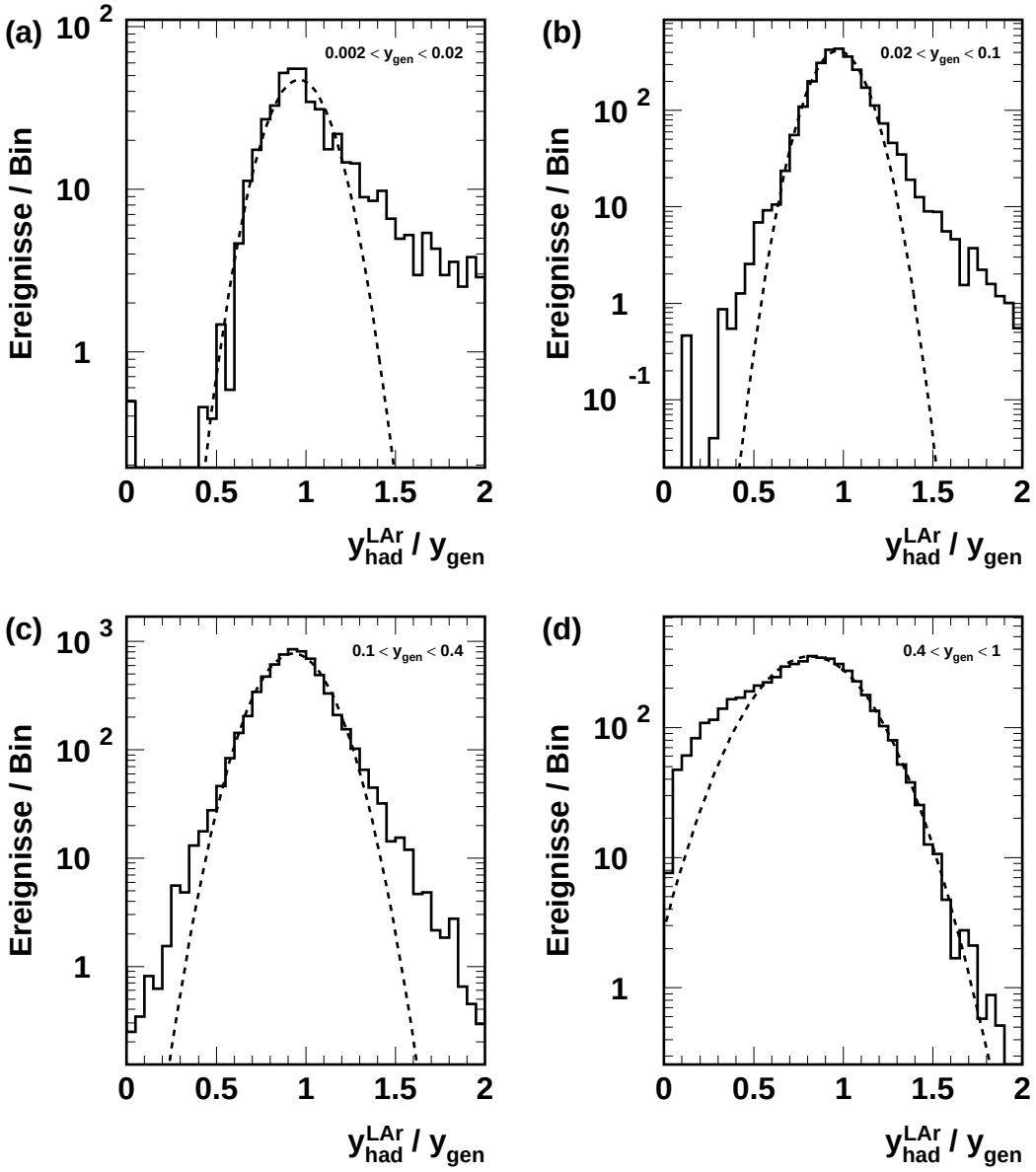


Abbildung 5.11: Das Verhältnis aus dem mit der Hadron-Methode rekonstruierten zum generierten y unter Anwendung der alternativen Rauschunterdrückung mit den Parametern $E_{lim} = 1.5$ GeV, $p_{T,lim} = 300$ MeV, $\eta_{sft} = 0.5$ und $\theta_{sft} = 5°$, dargestellt in mehreren Bereichen von y_{gen}.

Verteilung des Verhältnisses aus rekonstruiertem und generiertem y in Bereichen von y_{gen} dargestellt. Wie bereits für die FSCOMB-Rauschunterdrückung wird auch hier eine Gauß-Funktion an die Verteilungen angepaßt und der Mittelwert, die Breite und die relative Breite der Gauß-Funktion sowie die nicht-Gauß-förmigen Ausläufer der Verteilung in Tabelle 5.3 eingetragen. Daneben sind auch die Ergebnisse für die beiden anderen Parametersätze mit $\theta_{sft} = 5°$ aufgeführt, die auf die gleiche Weise bestimmt wurden. In Tabelle 5.4 stehen die Ergebnisse der Anpassung für die drei Parametersätze mit $\theta_{sft} = 10°$. Für den Vergleich mit der y-Korrelation ohne Rauschunterdrückung

alternative Rausch-unterdrückung mit $E_{lim} = 1.0$ GeV, $\theta_{sft} = 5°$	$y_{\text{gen}} \in$	[0.002, 0.02]	[0.02, 0.1]	[0.1, 0.4]	[0.4, 1.0]
Mittelwert		1.039	0.979	0.932	0.817
Breite		0.170	0.127	0.165	0.263
relative Breite		0.163	0.129	0.177	0.322
NG-(-2σ)-Ausläufer [%]		-0.354	0.681	0.694	4.485
NG-($+2\sigma$)-Ausläufer [%]		26.196	7.295	2.023	-0.002
alternative Rausch-unterdrückung mit $E_{lim} = 1.5$ GeV, $\theta_{sft} = 5°$	$y_{\text{gen}} \in$	[0.002, 0.02]	[0.02, 0.1]	[0.1, 0.4]	[0.4, 1.0]
Mittelwert		0.962	0.970	0.929	0.817
Breite		0.159	0.123	0.165	0.263
relative Breite		0.165	0.127	0.178	0.322
NG-(-2σ)-Ausläufer [%]		-0.161	0.754	0.762	4.546
NG-($+2\sigma$)-Ausläufer [%]		17.692	4.949	1.942	-0.001
alternative Rausch-unterdrückung mit $E_{lim} = 2.0$ GeV, $\theta_{sft} = 5°$	$y_{\text{gen}} \in$	[0.002, 0.02]	[0.02, 0.1]	[0.1, 0.4]	[0.4, 1.0]
Mittelwert		0.944	0.965	0.928	0.816
Breite		0.162	0.120	0.165	0.263
relative Breite		0.171	0.125	0.178	0.322
NG-(-2σ)-Ausläufer [%]		0.006	0.942	0.794	4.610
NG-($+2\sigma$)-Ausläufer [%]		12.633	4.106	1.898	-0.003

Tabelle 5.3: Die Ergebnisse der Anpassung einer Gauß-Funktion an die Verteilung von $y_{\text{had}}/y_{\text{gen}}$ mit der alternativen Rauschunterdrückung für verschiedene Parameter E_{lim} und festes $\theta_{sft} = 5°$. Eingetragen sind der Mittelwert und die Breite der Gaußverteilung, das Verhältnis von Breite zu Mittelwert sowie der Anteil der nicht-Gauß-förmigen Ausläufer.

und mit dem FSCOMB-Algorithmus wird auf Tabelle 5.1 Bezug genommen.

Im Bereich kleinster y, $0.002 < y \leq 0.02$, zeigt sich eine deutliche Verbesserung in der Breite der Verteilungen gegenüber dem FSCOMB-Algorithmus. Die relative Breite wird von 0.27 auf etwa 0.17 reduziert. Die verschiedenen Parametersätze unterscheiden sich diesbezüglich kaum. Die Ausläufer zu großen rekonstruierten y hin werden dagegen erst ab $E_{lim} = 1.5$ GeV gleichwertig mit dem FSCOMB-Algorithmus. Mit zunehmender Energieschwelle werden sie effektiver reduziert. Die Größe θ_{sft} hat dagegen nur einen geringen Einfluß auf die Ausläufer.

Im Bereich kleiner y, $0.02 < y \leq 0.1$, hat die Rauschunterdrückung nur geringe Auswirkungen auf die relative Breite der Verteilungen. Für beide Algorithmen und für alle Parametersätze beträgt die Breite etwa 0.13. Die Ausläufer zu großen rekonstruierten y werden auch in diesem Bereich ab $E_{lim} = 1.5$ GeV deutlich gegenüber der FSCOMB-Rauschunterdrückung reduziert. Mit zunehmender Energieschwelle wird der Effekt größer. Auch hier ist der Einfluß durch θ_{sft} gering.

alternative Rausch-unterdrückung mit $E_{lim} = 1.0$ GeV, $\theta_{sft} = 10°$	$y_{\text{gen}} \in$	[0.002, 0.02]	[0.02, 0.1]	[0.1, 0.4]	[0.4, 1.0]
Mittelwert		1.052	0.981	0.932	0.817
Breite		0.176	0.127	0.165	0.263
relative Breite		0.167	0.129	0.177	0.322
NG-(-2σ)-Ausläufer [%]		-0.667	0.675	0.694	4.485
NG-($+2\sigma$)-Ausläufer [%]		24.491	7.257	2.023	-0.002
alternative Rausch-unterdrückung mit $E_{lim} = 1.5$ GeV, $\theta_{sft} = 10°$	$y_{\text{gen}} \in$	[0.002, 0.02]	[0.02, 0.1]	[0.1, 0.4]	[0.4, 1.0]
Mittelwert		0.985	0.974	0.929	0.817
Breite		0.204	0.124	0.165	0.263
relative Breite		0.207	0.127	0.178	0.322
NG-(-2σ)-Ausläufer [%]		-0.026	0.780	0.762	4.546
NG-($+2\sigma$)-Ausläufer [%]		14.119	4.920	1.942	-0.001
alternative Rausch-unterdrückung mit $E_{lim} = 2.0$ GeV, $\theta_{sft} = 10°$	$y_{\text{gen}} \in$	[0.002, 0.02]	[0.02, 0.1]	[0.1, 0.4]	[0.4, 1.0]
Mittelwert		0.975	0.970	0.928	0.816
Breite		0.196	0.121	0.165	0.263
relative Breite		0.201	0.125	0.178	0.322
NG-(-2σ)-Ausläufer [%]		0.096	0.966	0.794	4.610
NG-($+2\sigma$)-Ausläufer [%]		13.277	4.091	1.898	-0.003

Tabelle 5.4: Die Ergebnisse der Anpassung einer Gauß-Funktion an die Verteilung von $y_{\text{had}}/y_{\text{gen}}$ mit der alternativen Rauschunterdrückung für verschiedene Parameter E_{lim} und festes $\theta_{sft} = 10°$.

Bei mittleren und hohen y haben beide Rauschunterdrückungsalgorithmen dagegen naturgemäß nur einen geringen Einfluß auf die Rekonstruktion.

Insgesamt ist die alternative Rauschunterdrückung dem FSCOMB-Algorithmus bei der kinematischen Rekonstruktion ab einer Energieschwelle von $E_{lim} = 1.5$ GeV merklich überlegen. Der Parameter θ_{sft} macht sich dagegen kaum bemerkbar.

Als Parameter des Algorithmus werden für die weitere Analyse der Rauschunterdrückung sowie für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

$$E_{lim} = 1.5 \text{ GeV}, \tag{5.7}$$
$$p_{T,lim} = 300 \text{ MeV}, \tag{5.8}$$
$$\eta_{sft} = 0.5 \quad \text{und} \tag{5.9}$$
$$\theta_{sft} = 5° \tag{5.10}$$

gewählt. Für diese Wahl der Parameter kann man aus den Definitionen in Gleichungen (5.2) und (5.3) den Wert des Winkels θ, ab dem die Verschiebung in η um $\eta_{sft} = 0.5$ die Verschiebung in θ um $\theta_{sft} = 5°$ überwiegt, zu $\theta = 7.76°$ bestimmen, was einem η

von 2.69 entspricht.

5.3.5 Untersuchung der Eigenschaften des Algorithmus

Anhand der in Abschnitt 5.3.2 eingeführten Größen wird nun die Effizienz der Rauschunterdrückung untersucht. In Abbildung 5.12 sind einige Verteilungen der Kenngrößen

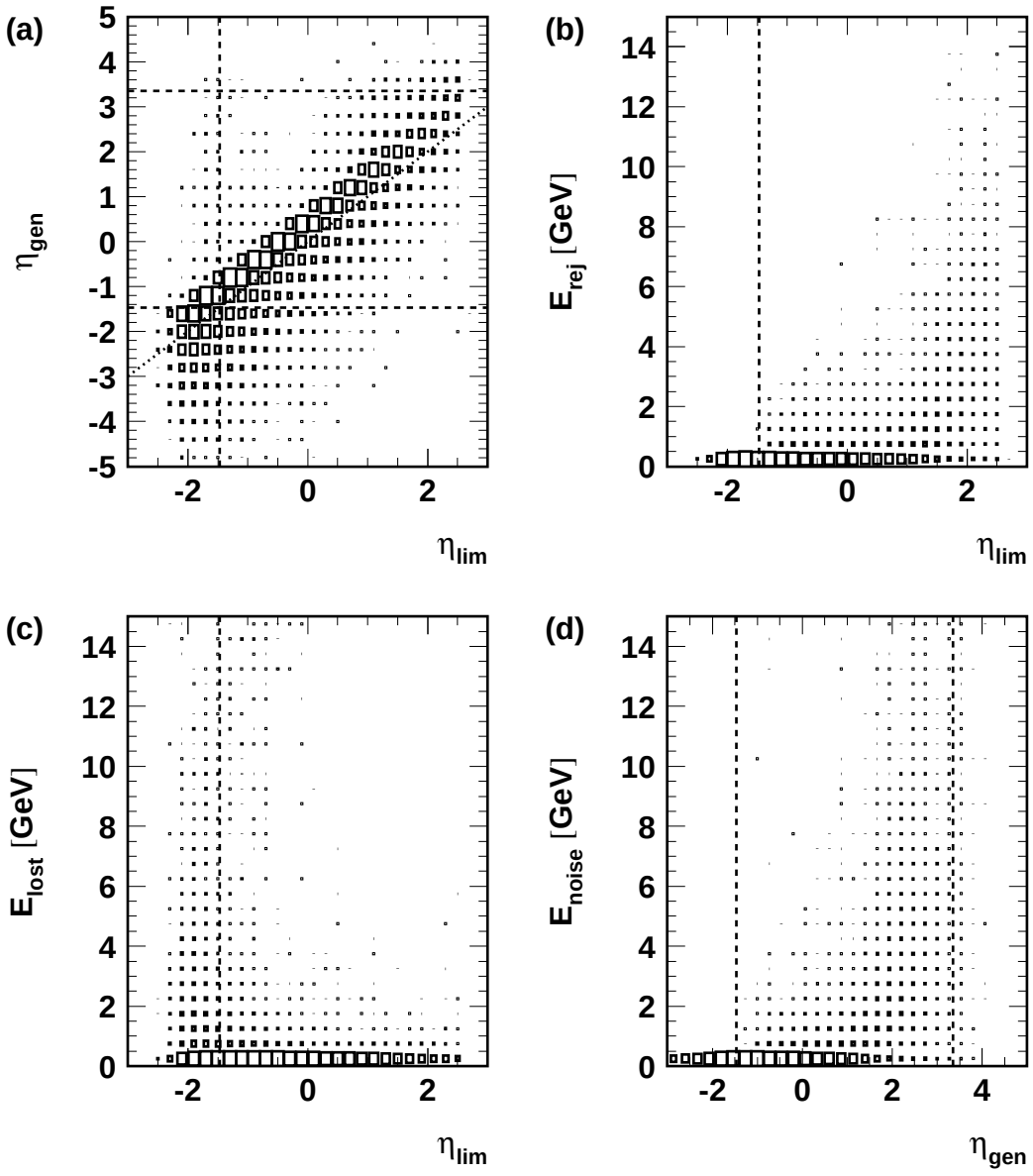


Abbildung 5.12: Einige Verteilungen der Kenngrößen der alternativen Rauschunterdrückung. In (a) ist die Korrelation zwischen η_{gen} und η_{lim} dargestellt. In (b) und (c) sind die vom Algorithmus verworfene und die dadurch verlorene Energie E_{rej} und E_{lost} gegen η_{lim} aufgetragen. Schließlich wird in (d) Energie gezeigt, die verworfen werden sollte. Die Grenzen des Flüssig-Argon-Kalorimeters in η sind als gestrichelte Linie eingetragen.

des Algorithmus dargestellt. In Teil (a) sieht man die Korrelation zwischen dem η_{gen} des am weitesten hinten liegenden generierten Teilchens und dem vom Algorithmus gefundenen η_{lim}. Gepunktet eingezeichnet ist die Winkelhalbierende. Bei allen Einträgen oberhalb dieser Linie ist η_{gen} größer als η_{lim}, liegt also weiter vorne. In diesen Fällen war der Algorithmus zu vorsichtig. Die große Mehrheit der Ereignisse befindet sich unmittelbar oberhalb der Linie. Aber auch unterhalb der Geraden sind Ausläufer zu erkennen. Bei diesen Einträgen ist durch die Rauschunterdrückung Energie aus dem Streuprozeß verloren gegangen.

Die Grenzen des Flüssig-Argon-Kalorimeters sind gestrichelt eingezeichnet. Die vordere Grenze liegt in η bei etwa 3.3, während die hintere einen Wert von ungefähr -1.5 hat. Ein η_{gen} größer 3.3 bedeutet, daß alle Teilchen weit nach vorne nahe dem Strahlrohr generiert wurden. In diesen Fall können Teilchen aus dem Streuprozeß nur durch Stöße mit dem Detektormaterial ins Kalorimeter gelangen. Ist η_{gen} kleiner als -1.5, so gehen einige Teilchen im hinteren Bereich am Flüssig-Argon-Kalorimeter vorbei ins SPACAL-Kalorimeter. Die Größe η_{lim} kann aufgrund der Verschiebung θ_{sft} nicht den Wert 3.3 erreichen. Sie kann aber durchaus kleiner als -1.5 sein, wenn hinter dem Kalorimeter noch eine Spur gefunden wurde. In diesem Fall wird aber natürlich keine Energie durch den Algorithmus verworfen.

In Teil (b) von Abbildung 5.12 sieht man die verworfene Energie E_{rej} als Funktion von η_{lim}. Bei der Mehrzahl der Ereignisse liegt E_{rej} unter 1 GeV. Gerade im Vorwärtsbereich beobachtet man aber auch einige Einträge mit verworfenen Energien von über 10 GeV.

Im Teil (c) der Abbildung ist die verlorene generierte Energie E_{lost} als Funktion von η_{lim} aufgetragen. Die meisten Ereignisse haben verlorene Energien E_{lost} kleiner 1 GeV. Große Energieverluste treten vor allem im rückwärtigen Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters auf, im wesentlichen im BBE. Da das BBE nur aus einem elektromagnetischen Kalorimeter besteht, wird ein großer Anteil der Energie des Jets nicht mehr im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen. Tatsächlich bestätigt Teil (b) der Abbildung, daß die verworfenen Energien in diesem Bereich von η_{lim} klein sind.

Des weiteren stellt man fest, daß im Vorwärtsbereich, in dem große Energien E_{rej} verworfen werden, nur kleine generierte Energien E_{lost} verloren gehen. Ein gewisser Anteil der verworfenen Energie kann zwar von Teilchen stammen, die durch Wechselwirkungen im Detektor aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt wurden. Im Rahmen dieses Algorithmus, der insbesondere auf eine gute kinematische Rekonstruktion bei kleinen y zielt, ist es aber durchaus sinnvoll, diese unter zu großem Winkel gemessenen Energien zu verwerfen.

Der Teil (d) der Abbildung 5.12 zeigt die zu verwerfende Energie E_{noise} als Funktion von η_{gen}. Die Größe wird bezüglich η_{gen} berechnet und daher auch als Funktion davon dargestellt. Ein Vergleich mit den anderen Abbildungen ist daher nur bedingt möglich. Dennoch sieht man, daß im Vorwärtsbereich, in dem der Algorithmus gelegentlich große Energien verwirft, durchaus auch hohe Energien auftreten können, die nicht berücksichtigt werden sollten.

Die Interpretation der in Abschnitt 5.3.2 eingeführten Größen sollte mit Vorsicht betrachtet werden. Beispielsweise kann, wie bereits erwähnt, die verlorene generierte Energie E_{lost} im Rückwärtsbereich nicht mehr mit der Energie gleichgesetzt werden, die durch den Algorithmus unbeabsichtigt verloren geht. Im weiten Bereichen des

Kalorimeters sollte die Interpretation aber recht gut funktionieren. Zur Kontrolle wird die Korrelation zwischen der Differenz aus dem tatsächlich verworfenen $(E-p_z)_{rej}$ und dem verlorenen $(E-p_z)_{lost}$ sowie dem zu verwerfenden $(E-p_z)_{noise}$ betrachtet, die in Abbildung 5.13 dargestellt ist. Tatsächlich beobachtet man eine gewisse, wenn auch

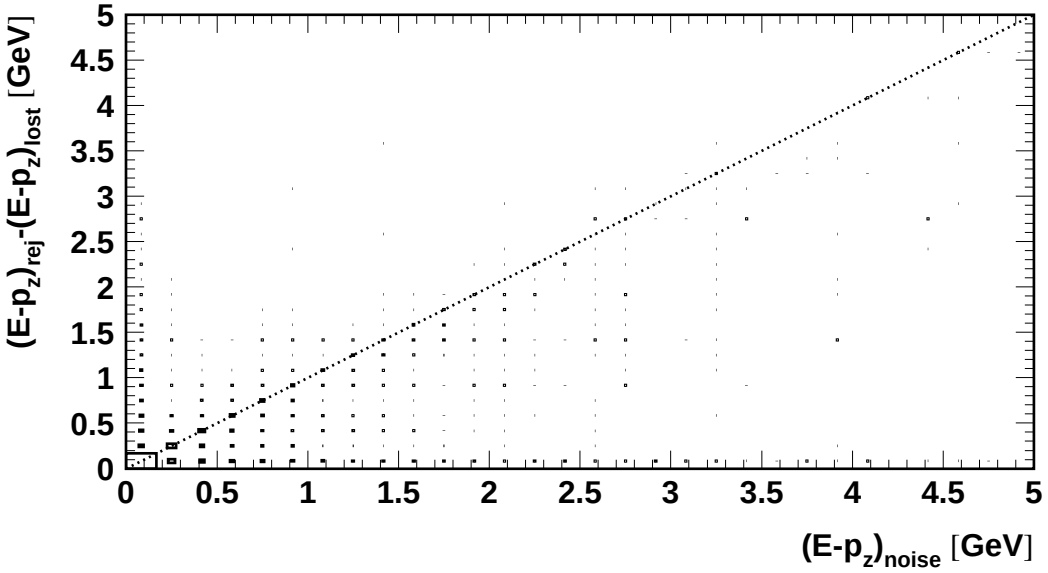


Abbildung 5.13: Die Korrelation zwischen der Differenz aus dem vom Algorithmus verworfenen $(E-p_z)_{rej}$ und dem verlorenen $(E-p_z)_{lost}$ zum $(E-p_z)_{noise}$, das tatsächlich verworfen werden soll.

nicht besonders ausgeprägte, Korrelation zwischen den drei Größen.

5.4 Gegenüberstellung der Algorithmen

In diesem Abschnitt wird der alternative Algorithmus zur Rauschunterdrückung anhand der Größen Stabilität S und Reinheit P mit dem FSCOMB-Algorithmus sowie dem Fall ohne Rauschunterdrückung verglichen. Die Größen S und P wurden in Abschnitt 3.3.3 eingeführt. Sie beschreiben die Migrationen zwischen Bins in den kinematischen Variablen und eignen sich daher als Maß für die Qualität der Rekonstruktion.

Um im gesamten kinematischen Bereich eine gute Rekonstruktion zur Verfügung zu haben, wird von nun an statt der Hadron-Methode die eΣ-Methode verwendet. Sie kommt ebenfalls für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte zum Einsatz. In den folgenden Verteilungen wird auf den Index eΣ bei den rekonstruierten Variablen verzichtet. Die Korrekturfunktion auf Strahlrohrverluste wird auch für die eΣ-Methode angewendet. Dazu wird statt y_{had} das hadronische $E-p_z$ korrigiert, das sich nur durch einen konstanten Faktor $2\,E_0$ von y_{had} unterscheidet. Das so korrigierte $(E-p_z)_{\mathrm{had}}$ geht schließlich in die eΣ-Methode ein.

Des weiteren werden von nun an auch Ereignisse mit der Abstrahlung eines Photons durch das Elektron berücksichtigt, denn die Bestimmung der Stabilität und Reinheit ist eine unmittelbare Vorbereitung für die spätere Messung des Wirkungsquerschnitts.

Damit die Simulation verwendet werden kann, um die Daten auf Akzeptanzverluste zu korrigieren, müssen die Daten durch das Monte-Carlo möglichst gut beschrieben sein. Daher ist die Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen im Monte-Carlo notwendig.

Das in diesem Abschnitt sowie im Kapitel über die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verwendete Binning in x und Q^2 ist mit dem Binning identisch, das bei bisherigen Analysen der H1-Kollaboration zur Anwendung gekommen ist [H1C99]. In y wird dagegen ein Binning verwendet, das speziell bei kleinen y feiner als im restlichen kinematischen Bereich ist und daher für die Untersuchung der Rauschunterdrückung gut geeignet ist.

In Abbildung 5.14 ist die Stabilität und Reinheit als Funktion von y für die ver-

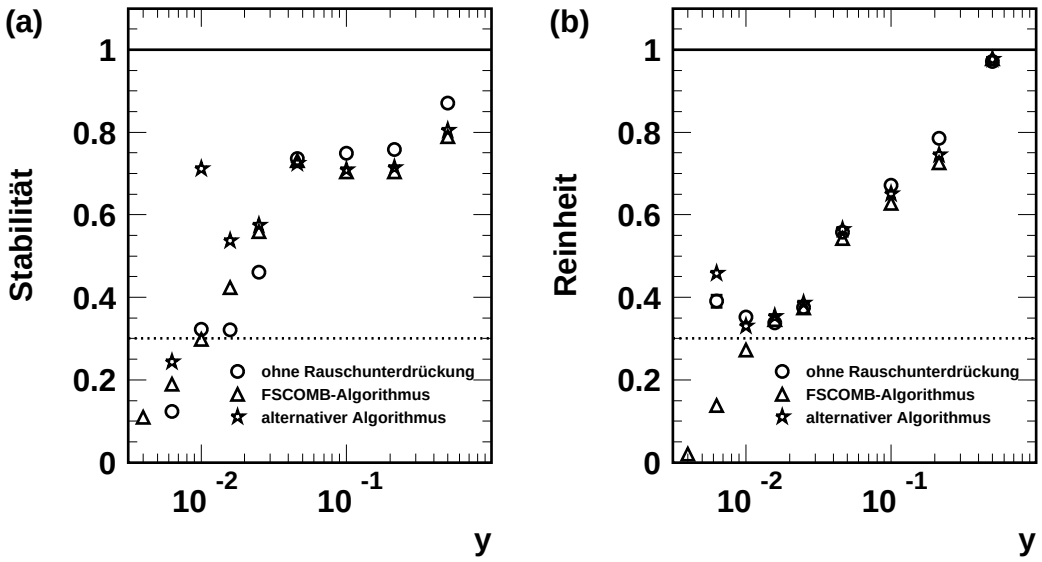


Abbildung 5.14: Stabilität (a) und Reinheit (b) gegen y, jeweils ohne Rauschunterdrückung (Kreise), mit dem FSCOMB-Algorithmus (Dreiecke) und mit dem alternativen Algorithmus (Sterne). Als gepunktete Linie ist die Grenze von 30 % eingezeichnet, die im Rahmen der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Stabilität und Reinheit gefordert wird.

schiedenen Methoden der Rauschunterdrückung dargestellt. In Teil (a) der Abbildung erkennt man, daß der FSCOMB-Algorithmus im Bereich $y < 0.03$ bereits eine Verbesserung in der Stabilität gegenüber dem Fall ohne Rauschunterdrückung erreicht. Der alternative Algorithmus übertrifft dieses Ergebnis in der Region $0.005 < y < 0.03$ merklich. Die in Teil (b) gezeigte Reinheit verschlechtert sich bei kleinen y sogar etwas durch Anwendung des FSCOMB-Algorithmus. Der alternative Alogrithmus liefert dagegen ein ähnliches Ergebnis wie der Fall ohne Rauschunterdrückung.

In den Abbildungen 5.15 und 5.16 sind die Stabilität und Reinheit als Funktion von x in einigen ausgewählten Bins von Q^2 zu sehen. Gemäß der Gleichung (3.5), $Q^2 = x\,y\,s$, liegen kleine y bei hohen x und niedrigen Q^2. Bei einem Wert s von etwa 100000 GeV^2 und einem höchsten Bin in x um 0.65 entspricht der Bereich $y < 0.05$ in etwa $Q^2 < 3000$ GeV^2. In der Abbildung sind Bins in Q^2 bis 2000 GeV^2 gezeigt.

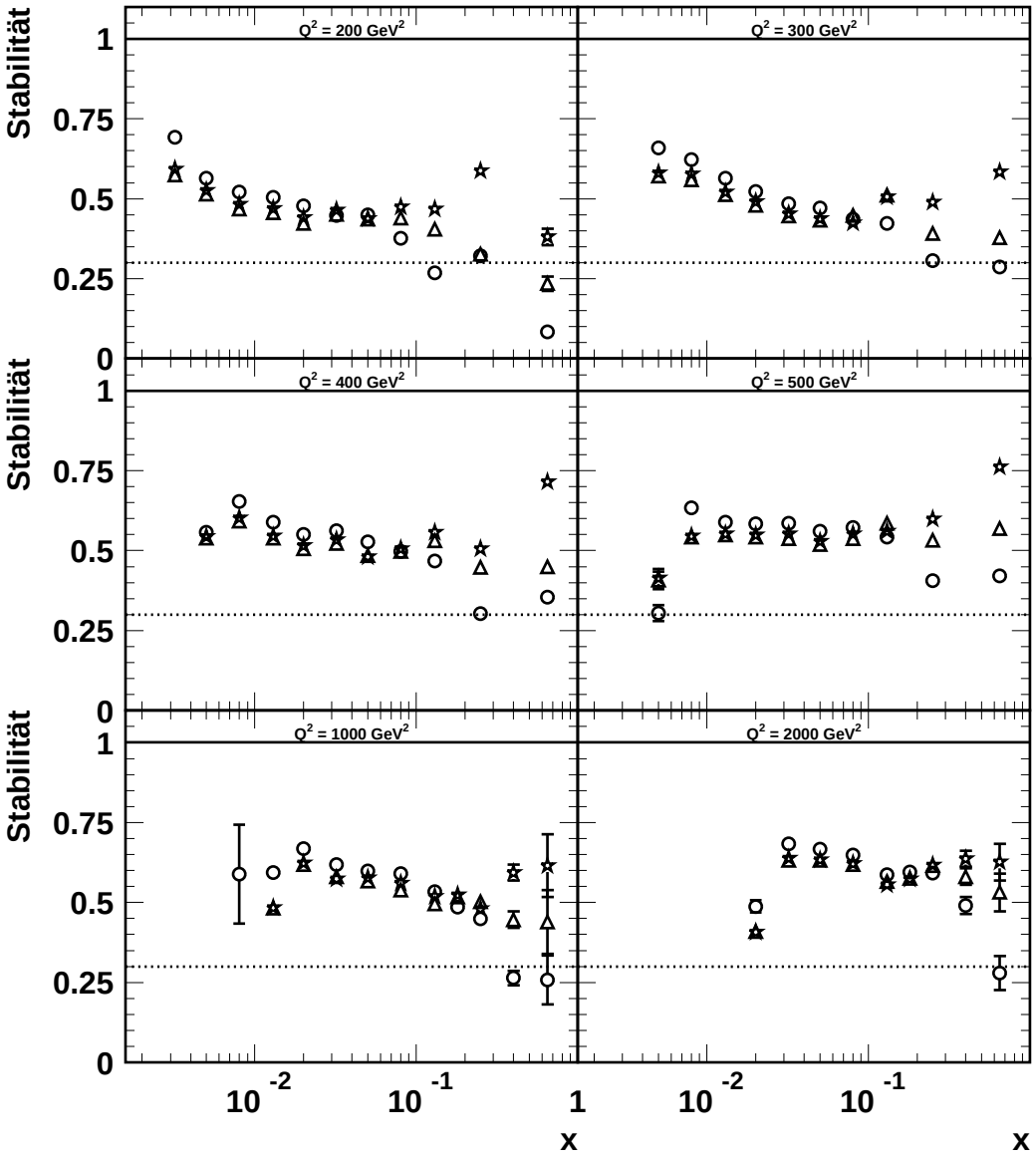


Abbildung 5.15: Stabilität gegen x in einigen Bins von Q^2. Wie in Abbildung 5.15 ist auch hier der Fall ohne Rauschunterdrückung durch Kreise gekennzeichnet, während der FSCOMB-Algorithmus durch Dreiecke und der alternative Algorithmus durch Sterne markiert ist.

Bei der in Abbildung 5.15 dargestellten Stabilität zeigen beide Algorithmen eine Verbesserung im Bereich großer x in allen gezeigten Bins in Q^2. Die alternative Rauschunterdrückung liegt dabei in der Regel absolut um etwa 10 bis 15 % über dem FSCOMB-Algorithmus und häufig um mehr als 20 % über dem Fall ohne Rauschunterdrückung. Dagegen beobachtet man bei der Reinheit wie schon gegen y nun auch gegen x in Q^2-Bins nur einen geringen Einfluß der Rauschunterdrückung. Häufig verschlechter sich die Reinheit sogar ein wenig. Dabei liefert der alternative Algorithmus in der Regel etwas bessere Ergebnisse als der FSCOMB-Algorithmus.

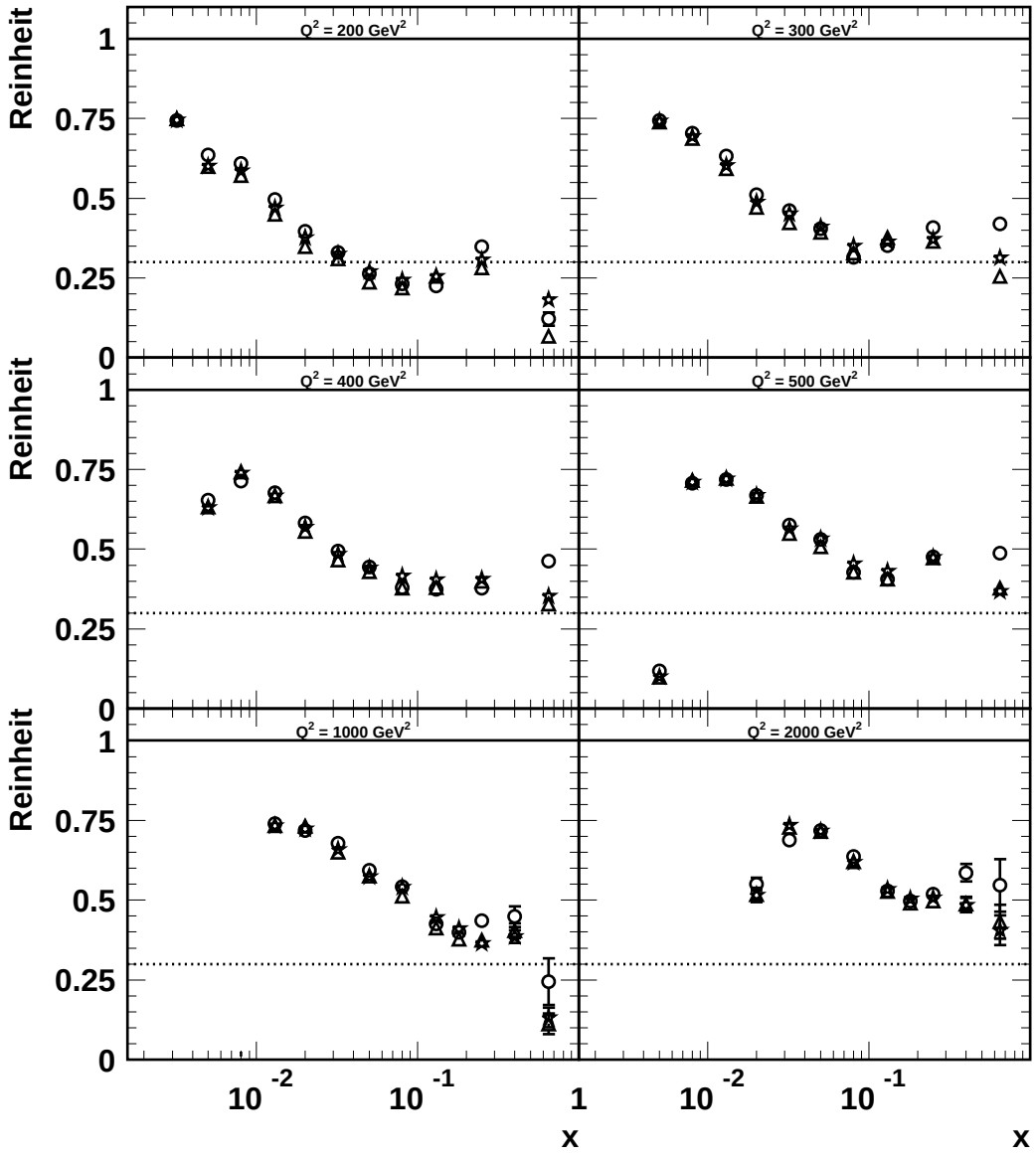


Abbildung 5.16: Reinheit gegen x in einigen Bins von Q^2. Es werden die selben Symbole verwendet, wie in Abbildung 5.15.

Insgesamt konnte gezeigt werden, daß sich die Stabilität S bei Verwendung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmus zur Rauschunterdrückung im Flüssig-Argon-Kalorimeter im kinematischen Bereich kleiner Q^2 und großer x absolut um typisch 20 % gegenüber dem Fall ohne Rauschunterdrückung erhöht. Auch im Vergleich zum bisher verwendeten FSCOMB-Algorithmus konnte ein Gewinn von etwa 10 bis 15 % festgestellt werden. Die dadurch erreichte Verringerung der Migrationen zwischen den Bins erhöht die Zuverlässigkeit der Messung. Bei der Reinheit P wurde dagegen keine Verbesserung beobachtet.

Kapitel 6

Kontrollverteilungen

In diesem Kapitel werden Kontrollverteilungen gezeigt, um zu überprüfen, wie gut die gemessenen Daten durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben werden. Da für die kinematische Rekonstruktion mit der eΣ-Methode Größen des Elektrons und des Hadrons verwendet werden, sind Verteilungen sowohl für das gestreute Elektron als auch für den hadronischen Endzustand dargestellt. Ebenso werden Größen untersucht, welche in die in Kapitel 4.5 beschriebenen kinematischen Schnitte eingehen. Insbesondere soll auch überprüft werden, ob in der Simulation elektronisches Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter gut beschrieben ist. Zu diesem Zweck werden Kontrollverteilungen wichtiger Größen des in dieser Arbeit entwickelten Algorithmus zur Rauschunterdrückung betrachtet. Zum Vergleich mit den Daten wird die Monte-Carlo-Simulation auf die gemessene Luminosität der Daten normiert.

Im Rahmen der Untersuchung der Rauschunterdrückung im Flüssig-Argon-Kalorimeter wurde das hadronische $E - p_z$ durch Summation über Cluster aus nur diesem Kalorimeter berechnet. In diesem und dem folgenden Kapitel wird für die Bestimmung der Größen des hadronischen Endzustands auch das SPACAL-Kalorimeter mit einbezogen. Mit der Erweiterung der Messung in der hinteren Region des H1-Detektors bei großen Winkeln θ wird ein größerer Raumwinkelbereich überdeckt. Dadurch werden die Akzeptanzverluste kleiner.

6.1 Verteilung des z-Vertex

Da die am Wechselwirkungspunkt kollidierenden Teilchenpakete eine gewisse räumliche Ausdehnung entlang der z-Achse besitzen, streut die z-Komponente der Position des Wechselwirkungspunktes, der sogenannte z-Vertex, um den nominalen Wert. Die Verteilung des z-Vertex wird in der Simulation nicht ausreichend beschrieben, geht aber wesentlich in die Akzeptanz sowie in Schnitte auf Defekte des Kalorimeters ein. Daher wurde in dieser Arbeit in Anlehnung an eine frühere Analyse [Ell99] eine Umgewichtung des z-Vertex in der Simulation auf die Daten vorgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Ausläufer, insbesondere der kinematische Schnitt bei $\pm$ 35 cm, werden gut durch das Monte-Carlo beschrieben. Allerdings beobachtet man in der Umgebung des Maximums einen Überschuß an Daten. Hier könnte sich ein Mangel in der Umgewichtung, besonders im Hinblick auf die zeitlich Konstanz der Verteilung, bemerkbar machen.

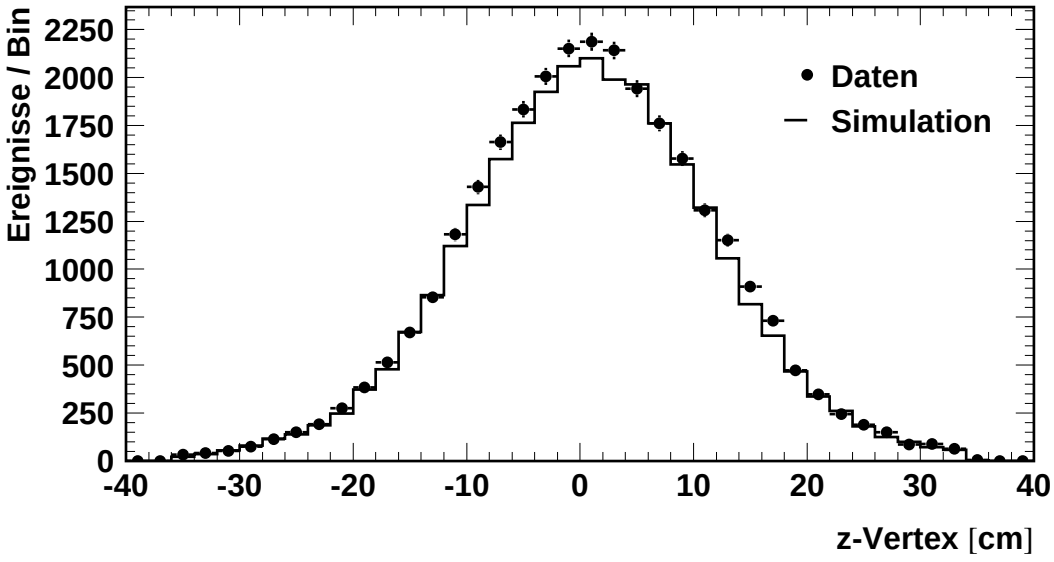


Abbildung 6.1: Die Verteilung des z-Vertex nach der Umgewichtung der Simulation.

6.2 Elektron-Größen

In Abbildung 6.2 ist die Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons gezeigt. Der

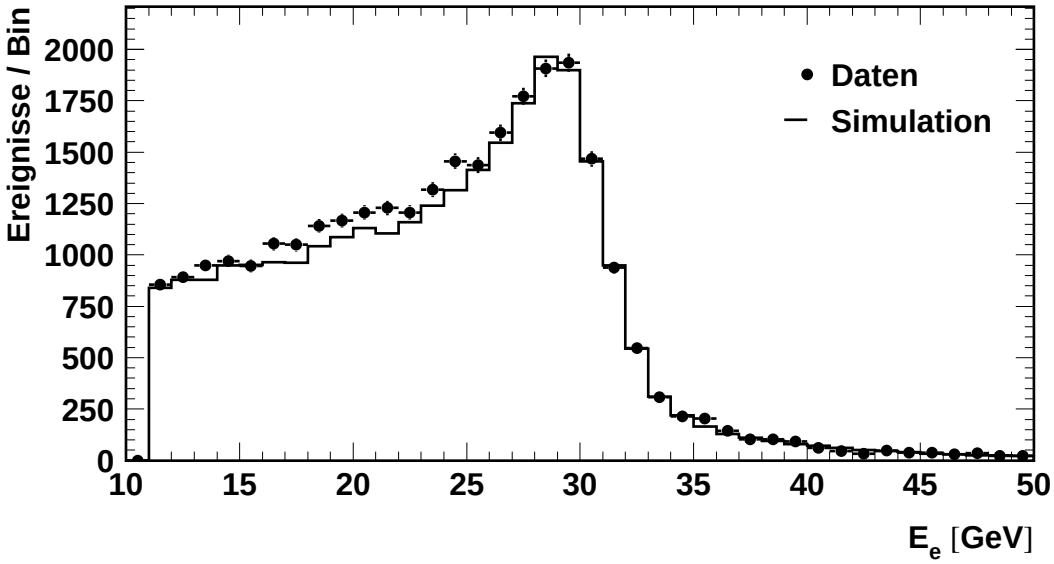


Abbildung 6.2: Die Energieverteilung des gestreuten Elektrons.

in Abschnitt 3.1.2 beschriebene große kinematisch zugängliche Phasenraum in der Umgebung von 27.6 GeV ist deutlich zu erkennen. Im Bereich dieses Maximums, sowie in der Flanke zu großen Werten der Elektronenenergie, beobachtet man eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo. Im Bereich um $E_e \approx 20$ GeV tritt

allerdings eine deutliche Abweichung auf. Der Überschuß an Daten in dieser Region ist unverstanden und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht. In der Region des kinematischen Schnitts bei $E_e = 11$ GeV dagegen liegt wieder eine gute Beschreibung der Daten durch die Simulation vor.

Die Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons.

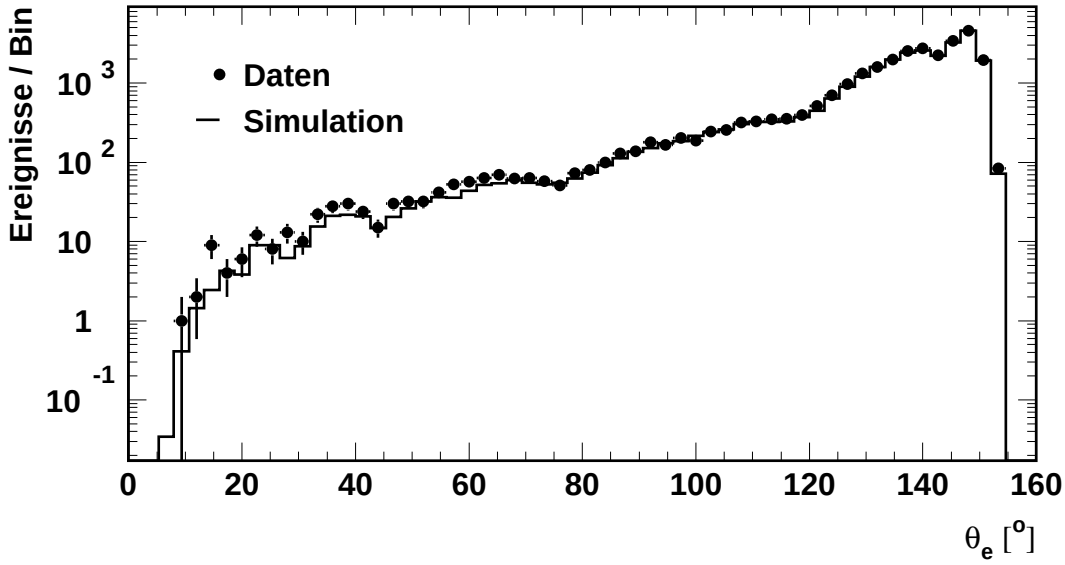


Abbildung 6.3: Die Winkelverteilung des gestreuten Elektrons.

Die Simulation stimmt insgesamt gut mit den Daten überein. Insbesondere an den beiden Enden des Flüssig-Argon-Kalorimeters bei 4° und 154° werden die gemessenen Daten gut durch das Monte-Carlo beschrieben. In den Bereichen um 40° und 60° tritt ein leichter Überschuß an Daten auf. Die Zahl der überschüssigen Ereignisse ist allerdings zu gering, um für den Mangel in der Beschreibung der Energieverteilung des Elektrons verantwortlich zu sein. Die Winkelverteilung des Elektrons gibt somit keinen Hinweis über eventuelle Probleme in der Beschreibung bestimmter Bereiche des Flüssig-Argon-Kalorimeters durch die Simulation. Die Einbrüche in der Verteilung bei den Winkeln $\theta \approx 30$, 50, 75, 115 und 140° sind auf Lücken im Bereich der Ränder der Kalorimeterräder zurückzuführen und werden gut durch die Simulation beschrieben.

6.3 Hadron-Größen

Die $(E - p_z)$-Verteilung des hadronischen Endzustands ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Während bei hohen Werten $(E-p_z)_{\mathrm{had}}$ eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation vorliegt, beobachtet man im Bereich $(E-p_z)_{\mathrm{had}} \approx 10$ GeV einen Überschuß an Daten. In der Region $(E - p_z)_{\mathrm{had}} < 2$ GeV dagegen liegt das Monte-Carlo über den Daten, was auf Mängel in der Beschreibung des Jets in Vorwärtsrichtung in der Nähe des Strahlrohrs hinweisen könnte.

Die Abbildung 6.5 zeigt den im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessenen $(E-p_z)_{\mathrm{had}}$-

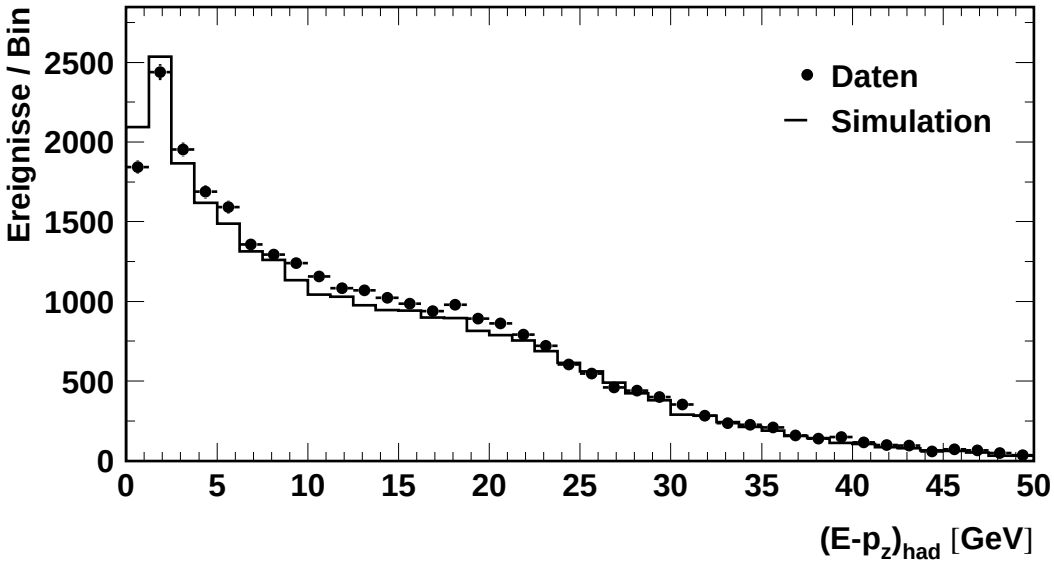


Abbildung 6.4: Die Verteilung von $E - p_z$ des hadronischen Endzustands.

Fluß in verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität η. Insgesamt liegt eine gute Übereinstimmung der Daten mit der Simulation vor. Nur in wenigen Regionen beobachtet man Abweichungen.

In Abbildung 6.6 ist die Verteilung des inklusiven Hadronwinkels γ zu sehen. Auch hier beobachtet man im Bereich zwischen $60° < \gamma < 120°$ einen Überschuß an Daten gegenüber dem Monte-Carlo. Bei kleinen γ liegen dagegen die Daten unterhalb der Simulation. Dieser Effekt entspricht dem bereits erwähnten Unterschuß an Daten in der Verteilung von $E - p_z$ des hadronischen Endzustands bei kleinen $E - p_z$.

Zur Überprüfung von Problemen in der Kalibration des hadronischen Endzustands ist in Abbildung 6.7 das Verhältnis des transversalen Impulses des Hadrons $p_{T,\mathrm{had}}$ und des Elektrons $p_{T,\mathrm{e}}$ dargestellt. Man beobachtet eine systematische Verschiebung der Mittelwerte der Verteilungen. Für Daten liegt das Verhältnis $p_{T,\mathrm{had}}/p_{T,\mathrm{e}}$ um etwa 2.5 % über dem Wert für die Simulation. Der Algorithmus zur Rauschunterdrückung hat dabei nur geringen Einfluß auf die Hadron-Kalibration, da innerhalb des Jets nicht nach Energiebeiträgen durch Rauschen gesucht wird. Eine Anpassung der Energiekalibration des hadronischen Endzustands für die Simulation ist prinzipiell möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wird allerdings darauf verzichtet. Die Verschiebung wird im systematischen Fehler der Hadron-Kalibration berücksichtigt.

In Abbildung 6.8 ist das Verhältnis $p_{T,\mathrm{had}}/p_{T,\mathrm{e}}$ in verschiedenen Bereichen von $y_{\mathrm{e}\Sigma}$ dargestellt. In jedem Bereich wurde eine Gauß-Funktion an die Verteilung angepaßt. In die Abbildung wurden die Mittelwerte der angepaßten Funktion als Punkte und die Breite als Fehlerbalken eingezeichnet. Man beobachtet über den vollständigen Bereich von $y_{\mathrm{e}\Sigma}$ den bereits erwähnten erhöhten Mittelwert der Daten gegenüber der Simulation. Die Beschreibung weist in keinem Bereich Mängel auf, die über das allgemeine Problem in der Kalibration des hadronischen Endzustands hinausgehen. Insbesondere in der für die Analyse der Rauschunterdrückung wichtigen Region kleiner $y_{\mathrm{e}\Sigma}$ zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation.

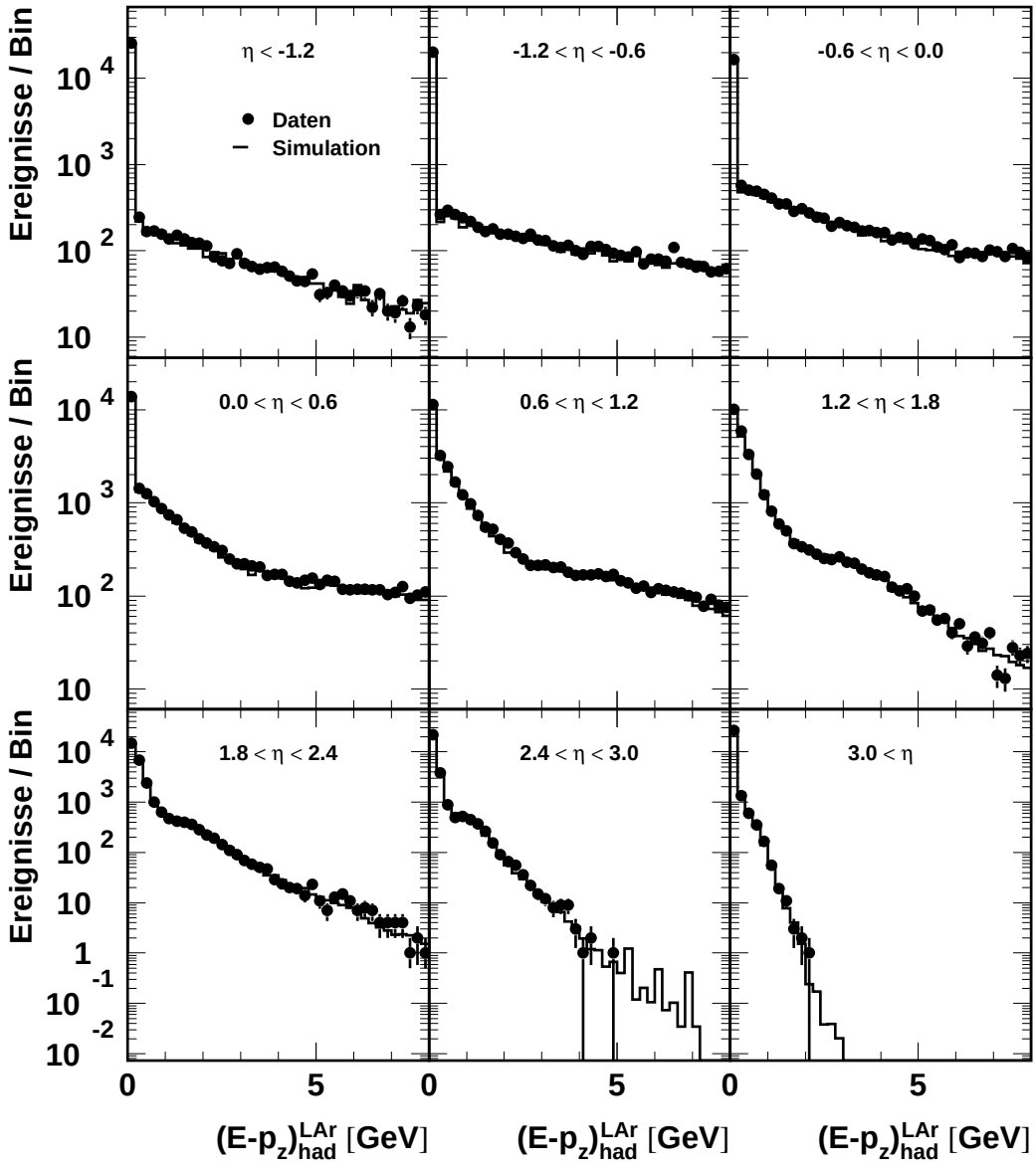


Abbildung 6.5: Die Verteilung von $(E - p_z)_{\mathrm{had}}$ in verschiedenen Bereichen von η.

Das gesamte $E - p_z$ des Elektrons und des hadronischen Endzustands ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Aufgrund der Viererimpulserhaltung muß für einen Elektron-Proton-Streuprozeß des neutralen Stroms das gesamte $E - p_z$ gerade gleich der zweifachen Einfallsenergie des Elektrons von 55 GeV sein. Die Verteilung weist tatsächlich einen Mittelwert bei 55 GeV mit einer gewissen Breite auf. Die Ausläufer zu kleinen $E - p_z$ werden durch Strahlungseffekte verursacht. Die Übereinstimmung der Simulation mit den Daten in den Flanken der Verteilung ist gut. Der kinematische Schnitt bei $(E - p_z)_{gesamt} = 35$ GeV wird gut beschrieben. Dagegen tritt im Bereich des Maximalwerts der Verteilung eine Abweichung auf. Die Daten liegen hier über der Monte-Carlo-Simulation.

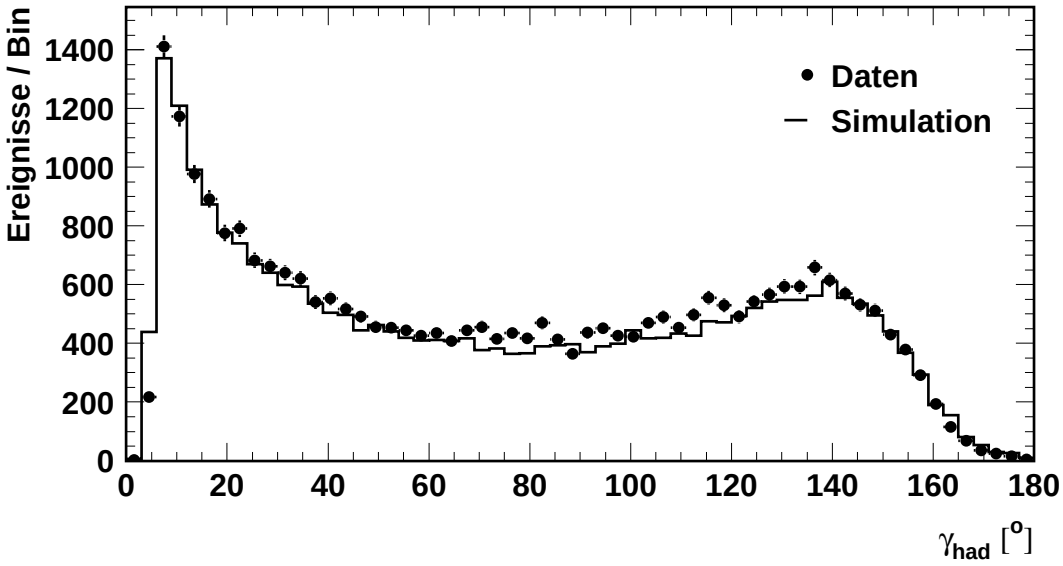


Abbildung 6.6: Die Verteilung des inklusiven Hadronwinkels γ.

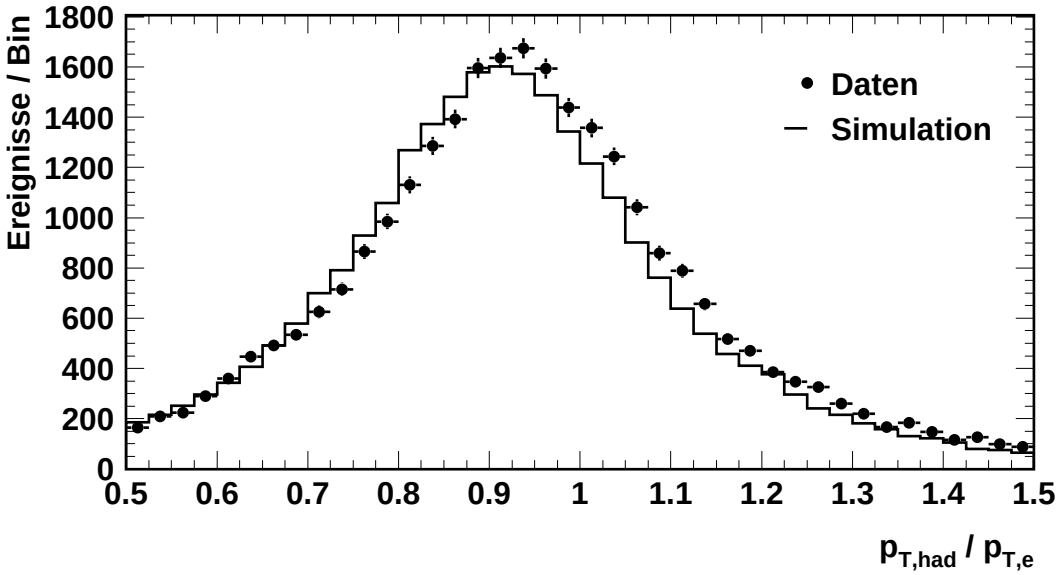


Abbildung 6.7: Das Verhältnis der Transversalimpulse des Elektrons und des hadronischen Endzustands.

6.4 Größen der Rauschunterdrückung

In Abbildung 6.10 ist das rauschunterdrückte $(E-p_z)_{rej}$ dargestellt. Daten und Monte-Carlo stimmen in weiten Bereichen gut überein. Nur bei hohen Werten ab etwa 5 GeV liegen die Daten geringfügig unterhalb der Simulation.

Der verworfene transversale Impuls $p_{T,rej}$ ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Die Beschreibung durch die Simulation ist über den vollständigen Bereich ausgezeichnet. Daten und Monte-Carlo stimmen sehr gut überein.

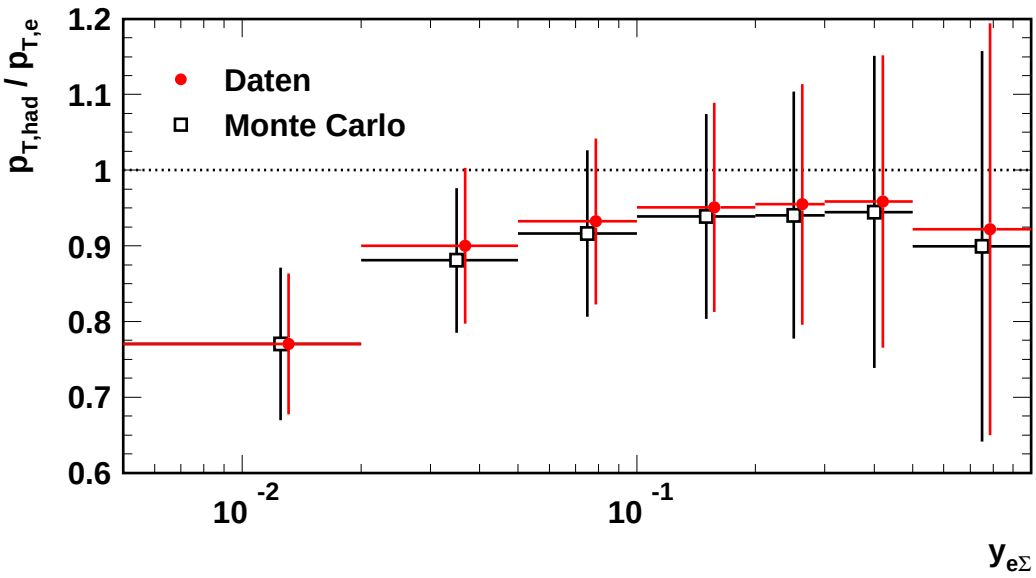


Abbildung 6.8: Das Verhältnis der Transversalimpulse des Elektrons und des hadronischen Endzustands $p_{T,\mathrm{had}}/p_{T,\mathrm{e}}$ in verschiedenen Bereichen von $y_{\mathrm{e}\Sigma}$.

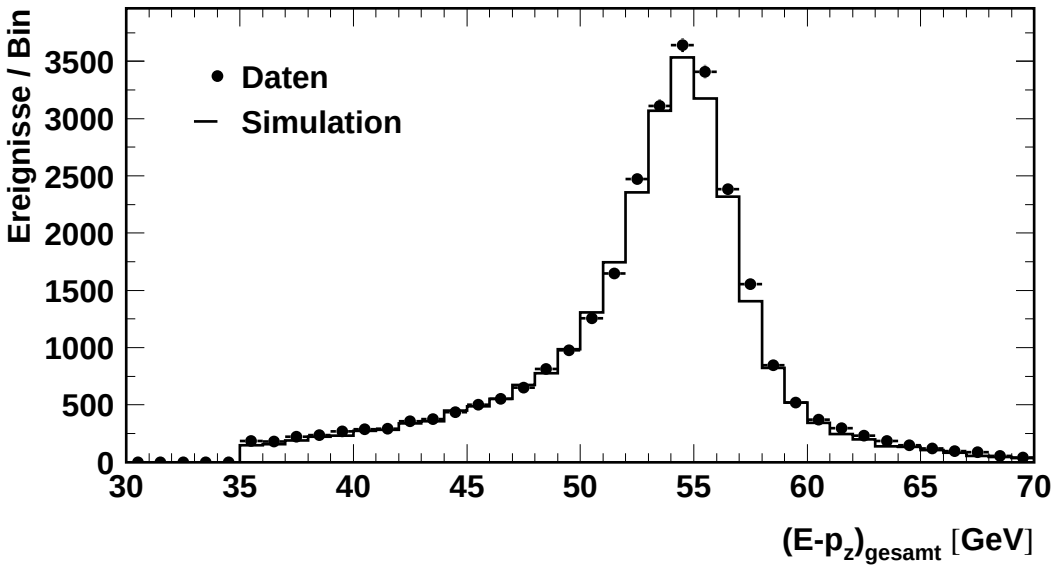


Abbildung 6.9: Die Verteilung des gesamten $E - p_z$ des Elektrons und des hadronischen Endzustands.

Schließlich ist in Abbildung 6.12 in verschiedenen Bereichen von $y_{\mathrm{e}\Sigma}$ die Verteilung von η_{lim} zu sehen. Wie erwartet verschiebt sich der Mittelwert der Verteilung mit zunehmendem $y_{\mathrm{e}\Sigma}$, also größer werdenden Winkeln der Jets, zu kleineren Werten von η_{lim}. Die Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo ist im allgemeinen recht gut. Im Bereich $0.02 < y_{\mathrm{e}\Sigma} < 0.1$ beobachtet man bei $\eta_{lim} \approx -1.5$ einen Überschuß an

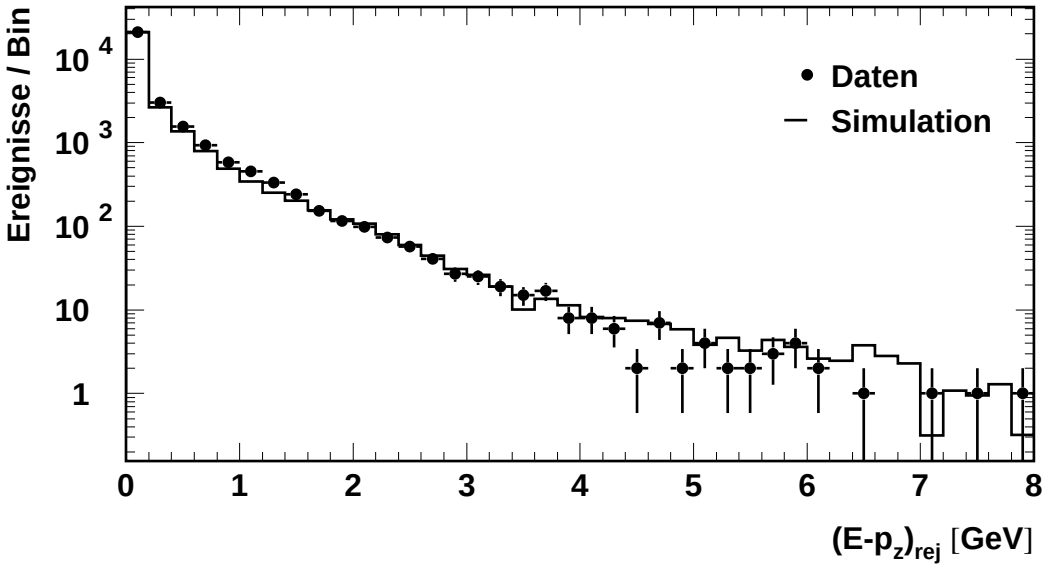


Abbildung 6.10: Die Verteilung des verworfenen $(E - p_z)_{rej}$.

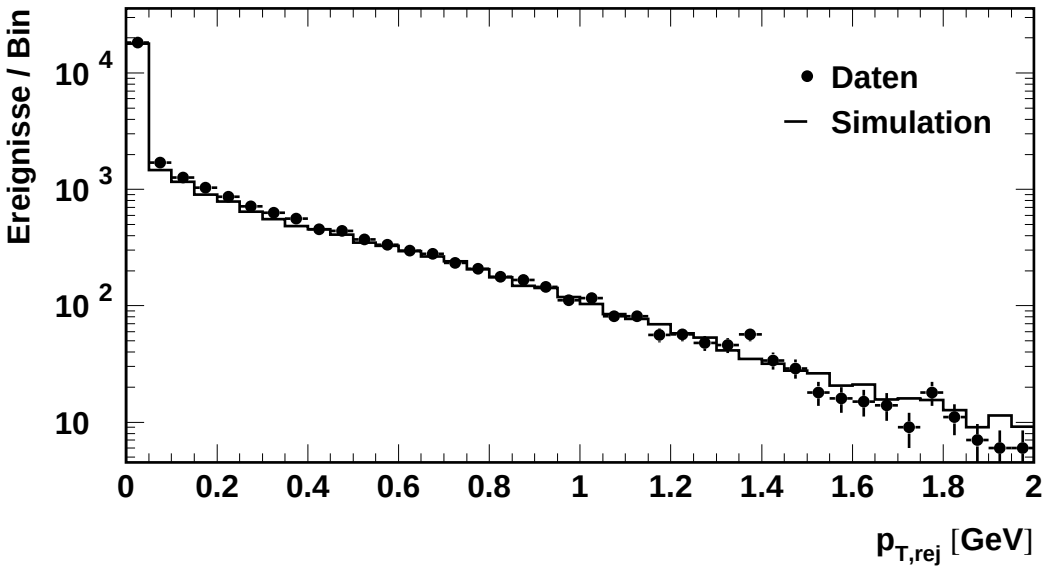


Abbildung 6.11: Die Verteilung des verworfenen transversalen Impulses $p_{T,rej}$

Daten, ebenso wie im Bereich $0.1 < y_{e\Sigma} < 0.4$ im Maximum der Verteilung. Das könnte ein Hinweis auf Probleme in der Beschreibung von Rauschen durch die Simulation sein.

Insgesamt werden die Daten durch die Simulation ausreichend gut beschrieben. Sowohl für das gestreute Elektron als auch für den hadronischen Endzustand treten allerdings in einigen Bereichen der Meßgrößen deutlich Abweichungen auf. Im Fall der Hadron-Größen liegen die Unterschiede innerhalb des im folgenden Kapitel aufgeführten systematischen Fehlers der Energiekalibration. Die Größen der Rauschunterdrückung

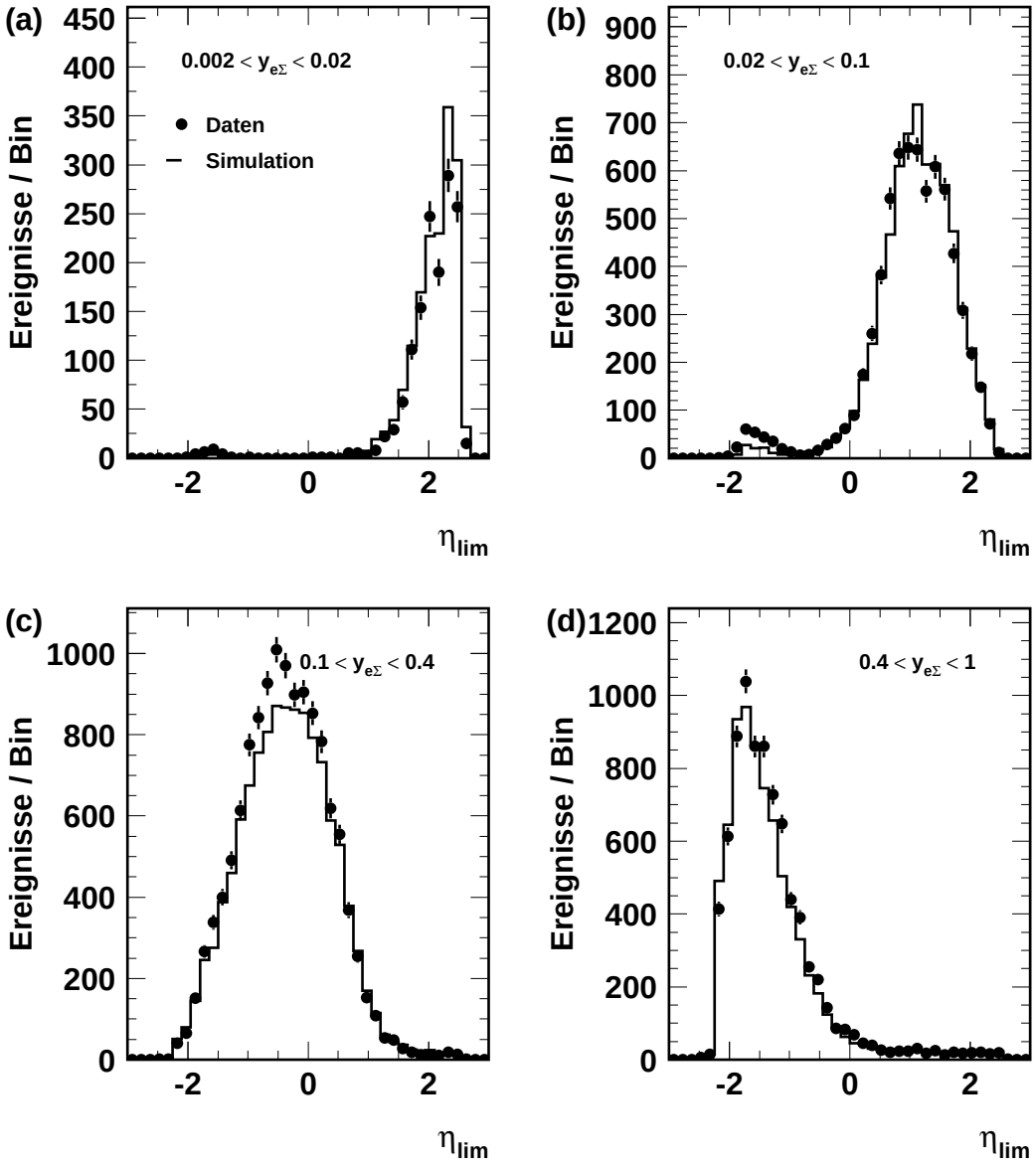


Abbildung 6.12: Die Verteilung von η_{lim} in verschiedenen Bereichen von $y_{e\Sigma}$.

weisen dagegen eine gute Übereinstimmung der Daten mit dem Monte-Carlo auf. Das elektronische Rauschen wird in der Simulation offenbar vernünftig beschrieben.

Kapitel 7

Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

In einer früheren Arbeit wurde bereits der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms aus den Daten der Elektron-Proton-Streuung der Jahre 1998 und 1999 bestimmt [Ell99]. Bei der damaligen Analyse wurden keine Methoden zur Unterdrückung von elektronischem Rauschen angewendet. Um den in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Algorithmus zur Rauschunterdrückung im Rahmen einer konkreten Analyse einzusetzen und seine Tauglichkeit in der Praxis zu testen, wird in diesem Kapitel die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte aus den Elektron-Proton-Daten der angegebenen Jahre wiederholt. Dabei kommt die alternative Rauschunterdrückung mit dem in Gleichungen (5.7) bis (5.10) gewählten Parametersatz zum Einsatz.

Zur kinematischen Rekonstruktion wird die eΣ-Methode verwendet. Für die Bestimmung der Größen des hadronischen Endzustands wird das Flüssig-Argon-Kalorimeter und das SPACAL eingesetzt. Nach dem gestreuten Elektron wird dagegen nur im Flüssig-Argon-Kalorimeter gesucht.

Wie in Abschnitt 2.2.5 beschrieben geht in die Simulation die Parton-Dichteverteilung des aktuellen H1-Fits [H1C99] an die bis 1997 gemessenen Elektron-Proton-Daten ein. Um das Monte-Carlo zur Korrektur auf Akzeptanzverluste verwenden zu können, werden Daten und Monte-Carlo den selben Analyseschritten unterworfen. Insbesondere wird auf beide der Algorithmus zur Rauschunterdrückung angewendet.

7.1 Fehlerbetrachtung

Bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in der obengenannten früheren Analyse wurde eine ausführliche Untersuchung der systematischen Fehler durchgeführt, die sich aus Mängeln des Detektors und der Meßmethode ergeben. Die Ergebnisse der Studie werden in dieser Arbeit übernommen.

Der Fehler auf die integrierte Luminosität wird mit

$$\delta L/L = 2.5\ \%$$

angegeben.

Für die Genauigkeit bei der Betimmung des Winkels θ_e des gestreuten Elektrons im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird ein Fehler von

$$\delta\theta_e = 3.2 \text{ mrad}$$

übernommen.

Der systematische Fehler durch die Energiekalibration ergab sich für das Elektron zu

$$\begin{aligned} \delta E_e/E_e &= 1.0\ \% \quad \text{im BBE und CB1} \\ \delta E_e/E_e &= 1.5\ \% \quad \text{im CB2} \\ \delta E_e/E_e &= 2.0\ \% \quad \text{im CB3} \\ \delta E_e/E_e &= 3.0\ \% \quad \text{im FB, IF und OF} \end{aligned}$$

und für den hadronischen Endzustand zu

$$\delta E_{\text{had}}/E_{\text{had}} = 3.0\ \% \quad \text{im gesamten Meßbereich.}$$

Damit liegt die in Abschnitt 6.3 beobachtete Verschiebung des Mittelwerts der Verteilung von $p_{T,\text{had}}/p_{T,e}$ um 2.5 % im Rahmen des Fehlers der hadronischen Energiekalibration.

Alle übrigen Fehler gehen mit 1.0 % in den Gesamtfehler aus statistischem und systematischem Fehler ein.

7.2 Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt

In Abbildung 7.1 ist die Stabilität und Reinheit für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ gezeigt. Beide Werte liegen im gesamten kinematisch zugänglichen Bereich bei etwa 80 % oder darüber.

In Abbildung 7.2 ist der im Hinblick auf Strahlungseffekte korrigierte einfach-differentielle Born-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ dargestellt. Als durchgezogene Linie eingetragen und im folgenden als DIS-Erwartung bezeichnet ist die Vorhersage für die tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung aus dem Standardmodell der Teilchenphysik. Die inneren Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler dar, die äußeren den Gesamtfehler.

Das Verhältnis von Daten und Erwartung ist in Abbildung 7.3 gezeigt. Im Rahmen der Fehler beobachtet man eine gute Übereinstimmung. Im Bereich von $Q^2 \approx 300$ GeV^2 und $Q^2 \approx 5000$ GeV^2 tritt aber ein leichter Überschuß an Daten auf.

Die Parton-Dichteverteilungen wurden ursprünglich aus Streuexperimenten bei kleinem Q^2 gewonnenen und zu hohen Q^2 extrapoliert. Der Einfluß der bei H1 bis 1997 gemessenen Daten ist bei hohem Q^2 aufgrund von statistischen Einschränkungen gering. Dennoch ermöglichen die Parton-Dichteverteilungen eine erstaunlich gute Beschreibung der Daten. Die Messung bestätigt im wesentlichen die Vorhersage des Standardmodells über mehr als zwei Größenordnungen in Q^2 bei einem Abfall des Wirkungsquerschnitts über sechs Größenordnungen hinweg.

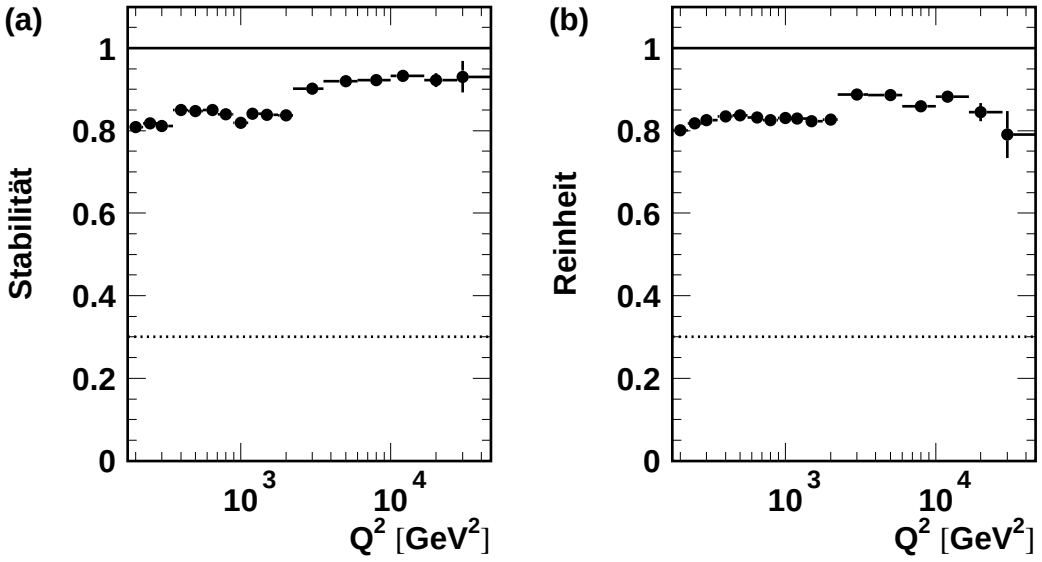


Abbildung 7.1: Die Stabilität (a) und Reinheit (b) für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$. Eingezeichnet als gepunktete Linie ist jeweils der geforderte Mindestwert von 30 %.

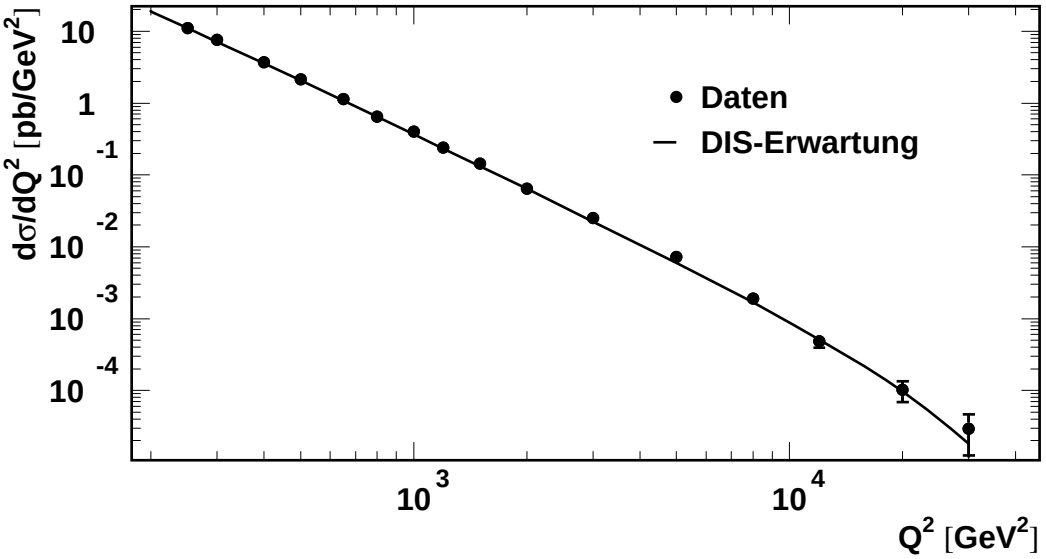


Abbildung 7.2: Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$. Die Erwartung für die tiefunelastische Streuung ist als Linie eingetragen.

7.3 Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt

Die Abbildung 7.4 zeigt die Stabilität und Reinheit für den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ gegen x in Bereichen von Q^2. Da im zweidimensionalen Fall weitere Bingrenzen auftreten, machen sich zusätzliche Migrationen bemerkbar, so

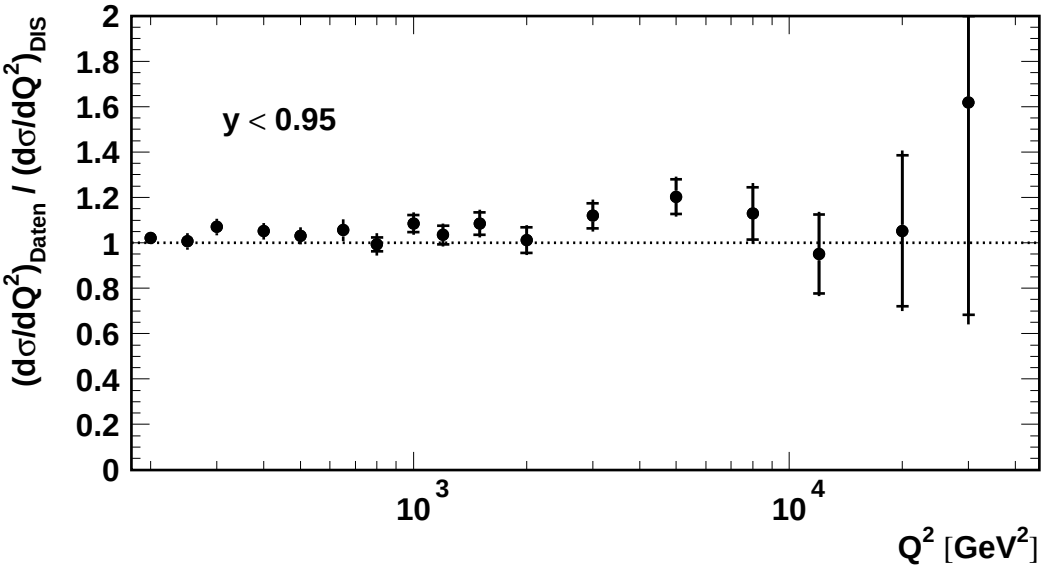


Abbildung 7.3: Das Verhältnis aus dem einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ und der Erwartung für die tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung.

daß die erreichbaren Werte der Stabilität und Reinheit naturgemäß niedriger sind.

Für die Bins mit einer Stabilität und Reinheit von jeweils mehr als den geforderten 30 % ist in Abbildung 7.5 der in Abschnitt 3.3.1 definierte reduzierte doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dx\,dQ^2)_{red}$ dargestellt. Da die Q^{-4}-Abhängigkeit herausdividiert wurde, fällt der reduzierte Wirkungsquerschnitt im Vergleich zum totalen nicht so steil in Q^2 ab.

In Abbildung 7.6 ist schließlich das Verhältnis aus dem reduzierten Wirkungsquerschnitt und der Erwartung gezeigt. In den meisten Bins liegt eine gute Übereinstimmung der Daten mit der Vorhersage vor, insbesondere im Bereich großer Q^2 sind die Daten gut durch das Standardmodell beschrieben. Für $Q^2 \approx 5000$ GeV^2 liegen die Daten, wie bereits im einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt, leicht über der Erwartung. Bei hohen Q^2 ist auch die Region großer x und kleiner y, in der sich die Rauschunterdrückung bemerkbar macht, gut beschrieben.

Im Bereich kleiner Q^2 treten systematische Abweichungen vom Standardmodell auf. Der Wirkungsquerschnitt liegt bei kleinen x über und bei großen x unter der Voraussage. Der generelle Trend kann nicht allein auf die Rauschunterdrückung zurückgeführt werden, da diese auf den Bereich kleiner y beschränkt ist, also auf die Region großer x und niedriger Q^2. Die in Abschnitt 6.3 beobachtete systematische Verschiebung der hadronischen Energieskala bei Daten und Simulationsrechnungen verursacht zumindest teilweise Abweichungen im Wirkungsquerschnitt in dieser Form. Bei kleinen Q^2 bewirkt ein zu hoher Wert des gemessenen hadronischen $E - p_z$ ein zu groß rekonstruiertes $y_{e\Sigma}$. Dadurch tritt ein Überschuß an Daten bei kleinen rekonstruierten $x_{e\Sigma}$ auf. Quantitativ ändert eine systematische Verschiebung der hadronischen Energieskala um 3 % den Wirkungsquerschnitt um bis zu 5 % mit dem bereits beschriebenen Trend. Die statistische Unsicherheit ist dabei jedoch in der gleichen Größenordnung.

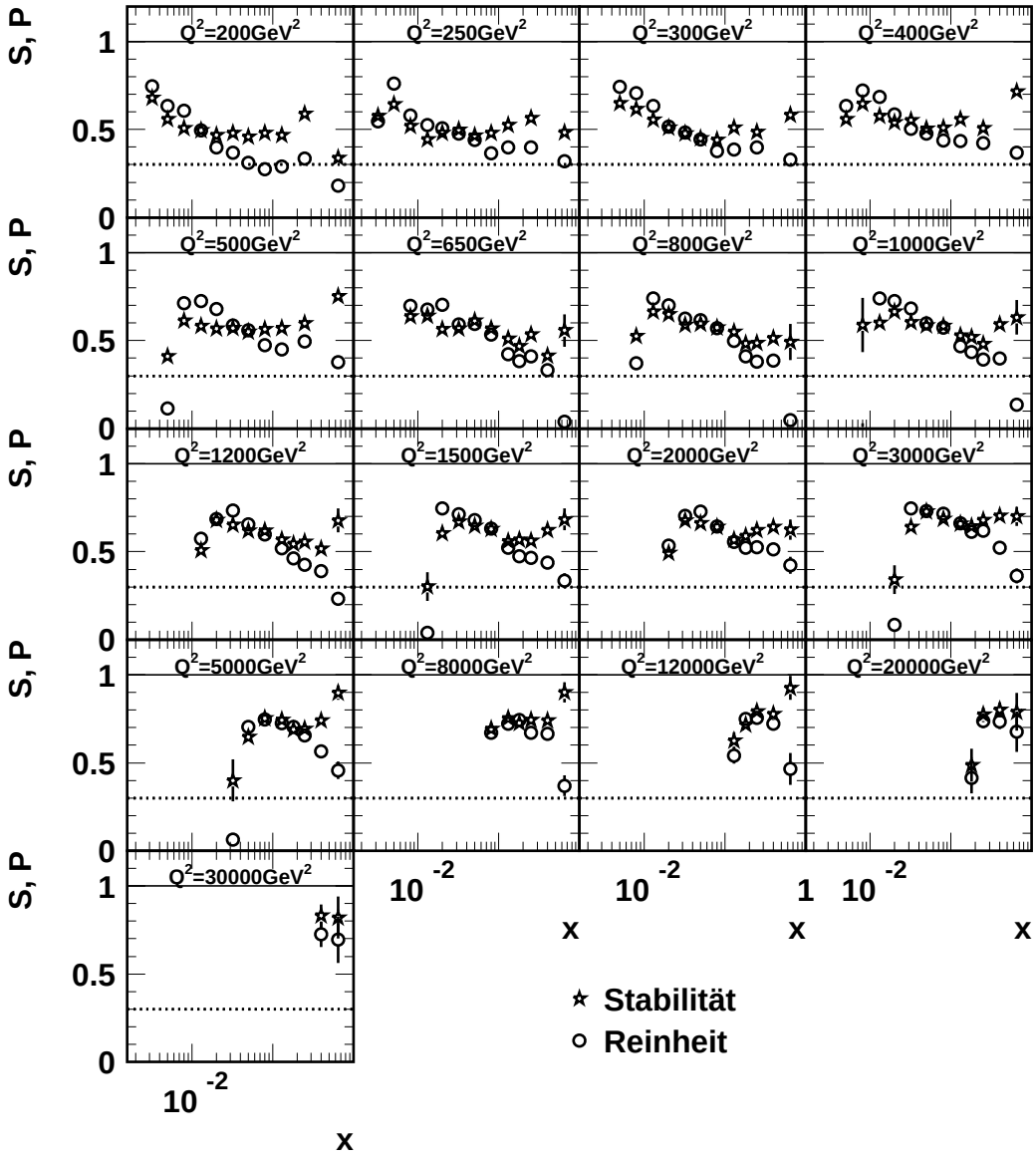


Abbildung 7.4: Die Stabilität (Sterne) und Reinheit (Kreise) für den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ als Funktion von x in Bereichen von Q^2.

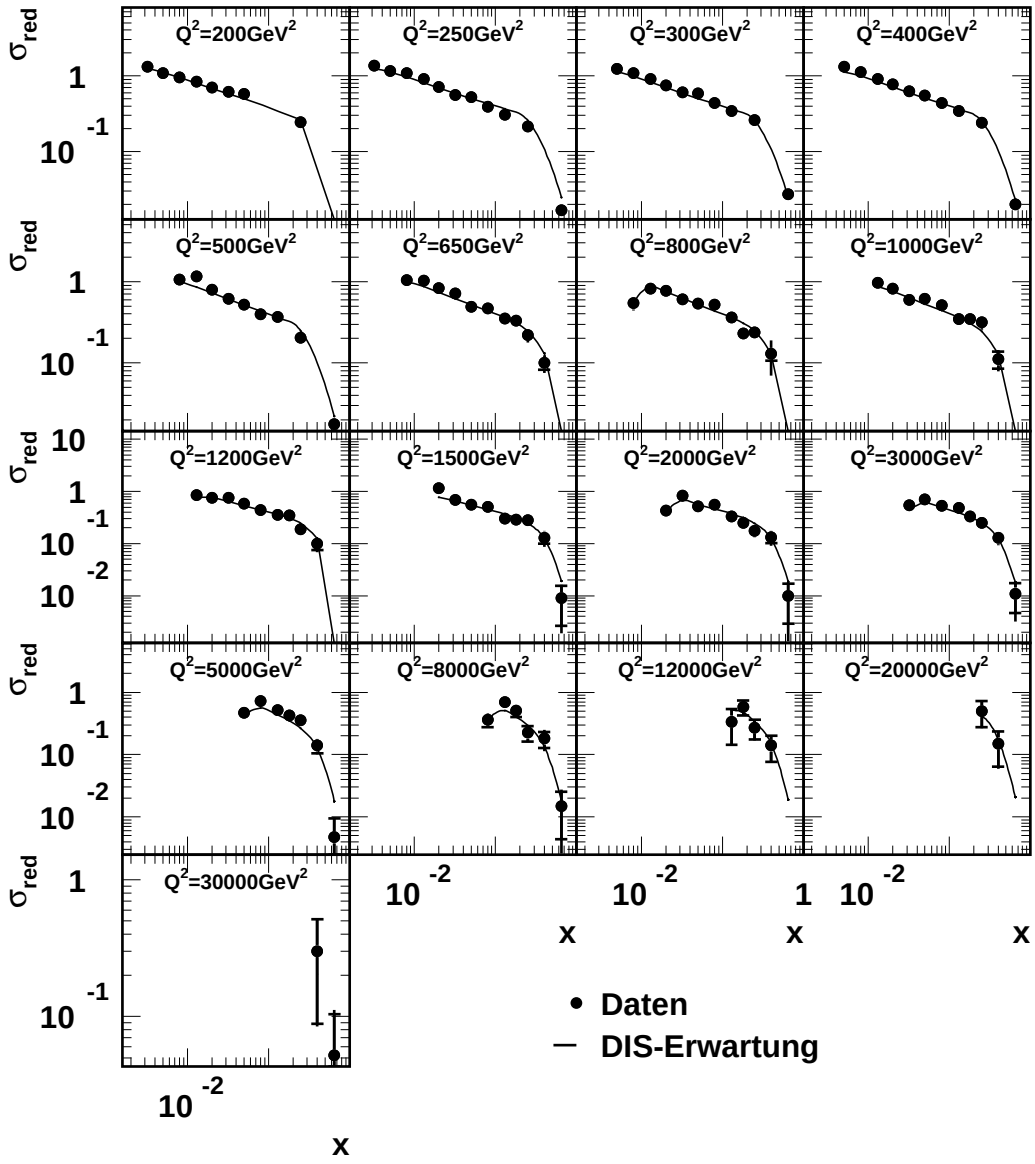


Abbildung 7.5: Der reduzierte doppelt-differentielle Born-Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dx\,dQ^2)_{red}$ mit der Erwartung für die tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung.

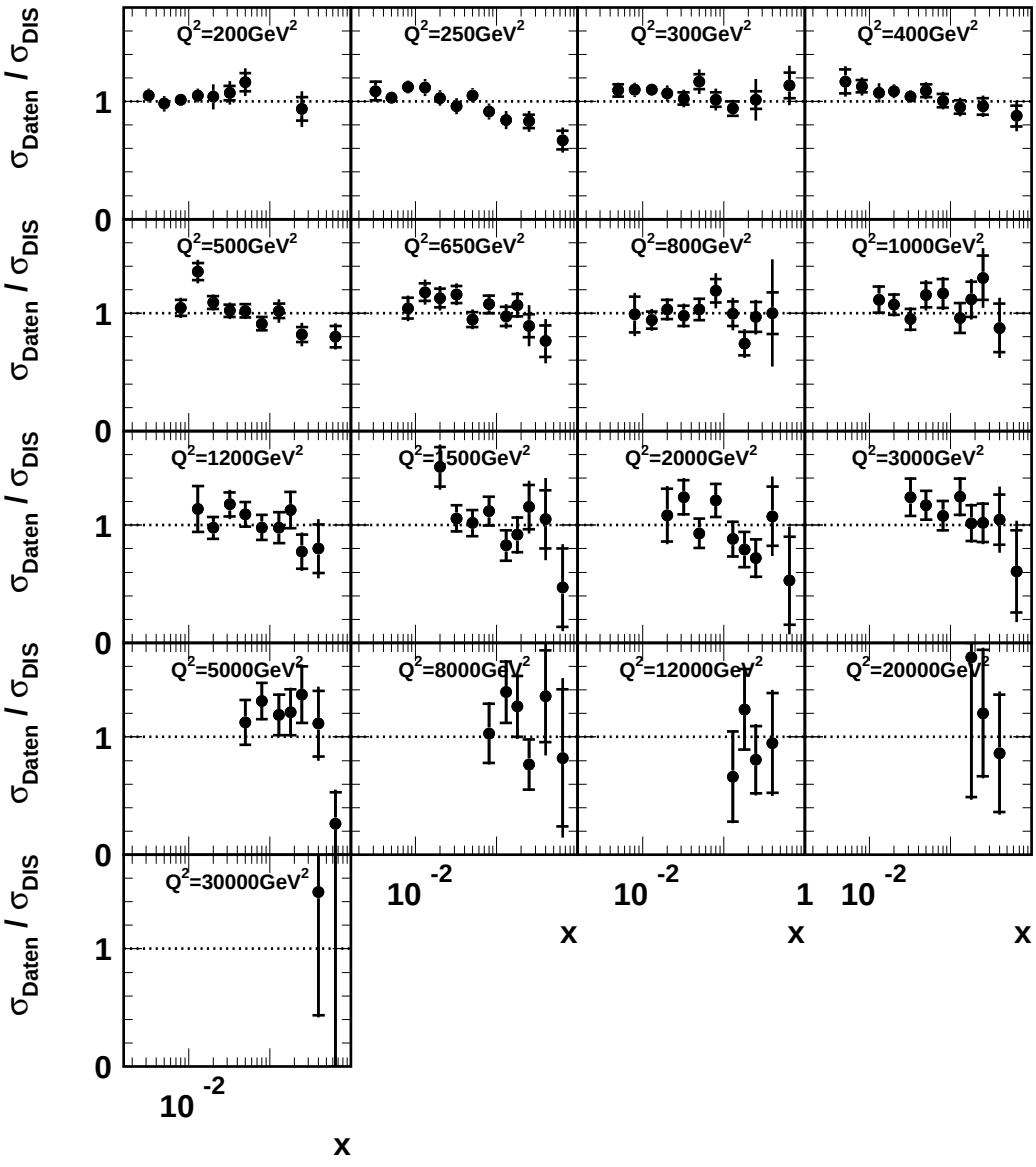


Abbildung 7.6: Das Verhältnis aus dem doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ und der Erwartung für die tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluß von Rauschunterdrückung auf die kinematische Rekonstruktion von tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen des neutralen Stroms untersucht. Die Daten, die einer integrierten Luminosität von 14.6 pb^{-1} entsprechen, wurden in der Datennahmeperiode 1998 und 1999 mit dem H1-Experiment aufgezeichnet. Das Ziel der Arbeit war es, im Bereich kleiner y durch Unterdrückung von elektronischem Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter die Bestimmung der kinematischen Größen des Streuprozesses zu verbessern. Dabei wurde besonderer Wert auf die Rekonstruktion von y gelegt, da die Meßgrößen des hadronischen Endzustands, die im Bereich kleiner y besonders von elektronischem Rauschen beeinträchtigt sind, maßgeblich in die Bestimmung von y eingehen.

Die Analyse des Einflusses der bisher verwendeten FSCOMB-Rauschunterdrückung mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation hat keine deutliche Verbesserung der kinematischen Rekonstruktion ergeben. Als wesentliches Ergebnis dieser Arbeit wurde daher ein Algorithmus entwickelt, der gezielt Energiedepositionen verwirft, die die Bestimmung von y im Bereich kleiner y beeinträchtigen. Dabei wurde festgestellt, daß neben Rauschen auch rückgestreute Teilchen des hadronischen Endzustands zur Fehlrekonstruktion beitragen.

Durch den neuen Algorithmus zur Rauschunterdrückung konnte eine deutliche Verbesserung der kinematischen Rekonstruktion von y erzielt werden. Besonders die Stabilität S erhöht sich merklich in Bereichen von x und Q^2, die kleinen y entsprechen, und zwar sowohl gegenüber dem Fall ohne Rauschunterdrückung, als auch im Vergleich zum FSCOMB-Algorithmus. Die verbesserte Stabilität bei kleinen y macht diesen kinematischen Bereich einer zuverlässigeren Messung zugänglich.

Ebenso konnte durch die Analyse der simulierten Ereignisse gezeigt werden, daß die verworfenen Energien im wesentlichen durch elektronisches Rauschen und durch unter großen Winkeln rückgestreute Teilchen verursacht wurden.

Um zu überprüfen, wie gut in der Monte-Carlo-Simulation Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter beschrieben ist, wurden die simulierten Ereignisse mit den Daten verglichen. Auf beide Datensätze wurde dabei der neue Algorithmus zur Rauschunterdrückung angewendet. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung der für die Rauschunterdrückung wichtigen Größen. Während die elektromagnetische Energieskala gut durch die Simulation beschrieben wurde, zeigten sich Abweichungen auf der hadronischen Energieskala von 2.5 %.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung ist bei großen Q^2 im gesamten kinematischen Bereich in guter Übereinstimmung mit dem Standardmodell, insbesondere in der durch die Rauschunterdrückung beeinflußten Region bei kleinen y. Die Abweichungen bei kleinen Q^2 sind nicht auf die veränderte Rekonstruktion bei kleinen y zurückzuführen und konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht vollständig erklärt werden.

Eine detaillierte Überprüfung der Energiekalibration des hadronischen Endzustands und gegebenenfalls eine Anpassung der Simulation an den Detektorzustand von 1998 und 1999 sind in Vorbereitung. Dies verspricht eine Reduzierung des systematischen Fehlers und der beobachteten systematischen Abweichungen im Wirkungsquerschnitt bei kleinen Q^2.

Eine Verbesserung des neuen Algorithmus könnte sich durch eine umfangreiche Monte-Carlo-Studie im Hinblick auf eine Trennung von Signalen und Rauschbeiträgen sowie auf Beiträge durch Rückstreuung und des Einflusses solcher Effekte auf die kinematische Rekonstruktion ergeben.

Die in dieser Arbeit entwickelte Rauschunterdrückung verwirft gezielt nur Energiebeiträge im kinematisch leeren Bereich hinter dem Jet. Eine Erweitung des Algorithmus in Bezug auf eine Suche nach Rauschbeiträgen innerhalb und vor dem Jet würde die abgedeckte Region im Kalorimeter vervollständigen und könnte die Rekonstruktion in einem größeren kinematischen Bereich weiter verbessern.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Der HERA-Speicherring und die Vorbeschleuniger 4
2.2 Die integrierte Luminosität bei HERA und H1 6
2.3 Der H1-Detektor 7
2.4 Längsschnitt durch das Spurkammersystem 9
2.5 Querschnitt durch das Spurkammersystem 10
2.6 Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter 11
2.7 Querschnitt durch ein Rad des Flüssig-Argon-Kalorimeters 12

3.1 Skizze der Elektron-Proton-Streuung 18
3.2 Feynman-Diagramm der Elektron-Quark-Streuung 19
3.3 Die kinematische Ebene 21

4.1 Effizienz der Elektronsuche 31
4.2 Effizienz der Spur-Cluster-Rekonstruktion 32
4.3 Stabilität der Datennahme 34
4.4 Oktantweise Kalibration der Elektronenergie 35

5.1 Simuliertes Streuereignis mit $y = 0.015$ 38
5.2 Simuliertes Streuereignis mit $y = 0.014$ 39
5.3 y-Korrelation ohne Rauschunterdrückung 41
5.4 y-Korrelation der FSCOMB-Rauschunterdrückung 42
5.5 y-Korrelation ohne Rauschunterdrückung in Bereichen von y_{gen} 43
5.6 y-Korrelation der FSCOMB-Rauschunterdrückung in Bereichen von y_{gen} 44
5.7 Skizze der Kenngrößen der alternativen Rauschunterdrückung 47
5.8 Unkorrigierte y-Korrelation der alternativen Rauschunterdrückung . . . 48
5.9 Anpassung an die y-Korrelation der alternativen Rauschunterdrückung 49
5.10 Korrigierte y-Korrelation der alternativen Rauschunterdrückung 50
5.11 y-Korrelation der alternativen Rauschunterdrückung in Bereichen von y_{gen} 51
5.12 Verteilungen der Kenngrößen der alternativen Rauschunterdrückung . . 54
5.13 $(E - p_z)$-Korrelation der Kenngrößen der alternativen Rauschunterdrükkung 56
5.14 Stabilität und Reinheit gegen y im Vergleich 57
5.15 Stabilität gegen x in Bins von Q^2 im Vergleich 58
5.16 Reinheit gegen x in Bins von Q^2 im Vergleich 59

6.1 Verteilung des z-Vertex 62
6.2 Energieverteilung des gestreuten Elektrons 62
6.3 Winkelverteilung des gestreuten Elektrons 63

6.4 $(E - p_z)$-Verteilung des hadronischen Endzustands 64
6.5 $(E - p_z)_{\mathrm{had}}$-Verteilung in Bereichen von η 65
6.6 Verteilung des inklusiven Hadronwinkels γ 66
6.7 Verhältnis der Transversalimpulse $p_{T,\mathrm{had}}/p_{T,\mathrm{e}}$ 66
6.8 Verhältnis der Transversalimpulse $p_{T,\mathrm{had}}/p_{T,\mathrm{e}}$ in Bereichen von $y_{\mathrm{e}\Sigma}$ . . . 67
6.9 Verteilung des gesamten $E - p_z$ des Elektrons und des hadronischen Endzustands 67
6.10 Verteilung des verworfenen $(E - p_z)_{rej}$ 68
6.11 Verteilung des verworfenen $p_{T,rej}$ 68
6.12 Verteilung von η_{lim} in Bereichen von $y_{\mathrm{e}\Sigma}$ 69

7.1 Stabilität und Reinheit für $d\sigma/dQ^2$ 73
7.2 Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ 73
7.3 Verhältnis von einfach-differentiellem Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ und Erwartung 74
7.4 Stabilität und Reinheit für $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ 75
7.5 Reduzierter doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dx\,dQ^2)_{red}$ 76
7.6 Verhältnis von doppelt-differentiellem Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ und Erwartung 77

Tabellenverzeichnis

2.1 Betriebsdaten des HERA-Speicherrings 5
2.2 Auflösungsvermögen der Spurkammern 9

5.1 Anpassung an die y-Korrelation der FSCOMB-Rauschunterdrückung . 45
5.2 Parametersätze der alternativen Rauschunterdrückung 50
5.3 Anpassung an die y-Korrelation der alternativen Rauschunterdrückung für $\theta_{sft} = 5°$ 52
5.4 Anpassung an die y-Korrelation der alternativen Rauschunterdrückung für $\theta_{sft} = 10°$ 53

Literaturverzeichnis

[Bas97] U. Bassler und G. Bernardi,
Structure Function Measurements and Kinematic Reconstruction at HERA,
DESY-97-137 (1997).

[Ben92] S. Bentvelsen, J. Engelen und P. Kooijman,
Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA,
Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Volume 1, DESY (1992) 23-41.

[Bod79] A. Bodek et al.,
Experimental studies of the neutron and proton electromagnetic structure functions,
Physical Review **D20** (1979) 1471-1552.

[Buc92] W. Buchmüller und G. Ingelman,
Monte Carlo Generators,
Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Volume 3, DESY (1992).

[CDF92] CDF Collaboration (F. Abe et al.),
Topology of three-jet events in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV,
Physical Review **D45** (1992) 1448-1458.

[CER93] CERN Computing and Networks Division,
GEANT Detector Description and Simulation Tool,
CERN Program Library W5013 (1993).

[Efr98] V. Efremenko und N. Tobien,
ARMON Liquid Argon Calorimeter Monitor Program,
H1 internal note H1-05/98-540 (1998).

[Ell99] M. Ellerbrock,
Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms bei höchsten Impulsüberträgen in der e^-p-Streuung,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1999).

[H1C94] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
Inclusive charged particle cross sections in photoproduction at HERA,
Physics Letters **B328** (1994) 176-186.

[H1C97a] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
The H1 detector at HERA,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A386** (1997) 310-347.

[H1C97b] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A386** (1997) 348-396.

[H1C97c] H1 Collaboration (C. Adloff et al.),
Inclusive measurement of diffractive deep-inelastic ep scattering,
Zeitschrift für Physik **C76** (1997) 613-629.

[H1C99] H1 Collaboration (C. Adloff et al.),
Measurement of Neutral and Charged Current Cross-Sections in Positron-Proton Collisions at Large Momentum Transfer,
DESY-99-107 (1999), eingereicht beim European Journal of Physics.

[Hal84] F. Halzen und A. D. Martin,
Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics,
John Wiley & Sons, New York (1984).

[Hol92] W. Hollik et al.,
Electroweak Parameters at HERA: Theoretical Aspects,
Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Volume 2, DESY (1992) 923-946.

[Mar93] A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts,
Parton distributions updated,
Physics Letters **B306** (1993) 145-150;
A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts,
Physics Letters **B309** (1993) 492.

[Mer93] T. Merz,
How to generate Random LAr-Noise Files for H1REC,
H1 software note SW043 (1993).

[PDG98] Particle Data Group (C. Caso et al.),
Kinematics,
The European Physical Journal **C3** (1998) 186-189.

[UAC91] UA2 Collaboration (J. Alitti et al.),
A measurement of two-jet decays of the W and Z bosons at the CERN $\bar{p}p$ collider,
Zeitschrift für Physik **C49** (1991) 17-28.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

Timo Staudenmaier