

FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
David Emschermann
aus Bocholt

September 2001

**Auswirkungen
systematischer Detektoreffekte
auf die Messungen
der tief-inelastischen ep -Streuung**

Die Diplomarbeit wurde von David Emschermann ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Franz Eisele

Für Jeanne und Georges

Kurzfassung

Um die tiefinelastische Elektron Proton Streuung bei HERA zu studieren, benötigt man eine möglichst fehlerfreie Detektierung des gestreuten Elektrons. In dieser Arbeit wird untersucht, wie sich systematische Unsicherheiten in der Detektierung des Elektrons auf die Rekonstruktion des Streuprozesses und die gemessenen Wirkungsquerschnitte auswirken. Mit einer schnellen und vereinfachten Monte Carlo Simulation des H1 Detektors wurden die Effekte einer systematisch falschen Energie- und Winkelmessung des Elektrons studiert. Dabei zeigte sich, dass eine Verschlechterung der Auflösungen der Elektronmessgrößen keine nennenswerten Effekte auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte hat, ausser man greift zu extremen Verschlechterungen. Dagegen führen systematische Verschiebungen der Energieskala oder des Streuwinkels zu eindeutigen systematischen Trends in differentiellen Wirkungsquerschnitten, z.B. als Funktion des Viererimpulsübertrags Q^2 . Es wurde untersucht, ob solche systematische Effekte zu Abweichungen der Daten vom Standardmodell der Teilchenphysik führen können, die als neues 'physikalisches Signal', d.h. als Zeichen einer erweiterten Theorie, fehlinterpretiert werden könnten.

Abstract

For the study of deep inelastic electron proton scattering at HERA a precise measurement of the scattered electron is essential. In this thesis the effects of systematic uncertainties of the electron detection on the scattering process reconstruction and the measured cross sections is studied. Using a fast and simplified Monte Carlo Simulation of the H1 detector the effects of systematic measurement uncertainties of the energy and polar angle of the electron are studied. As a result the broadening of the resolutions of the electron observables leads to no significant effects on the measured cross sections, unless extreme degradations are chosen. In contrast systematic shifts of the electron energy scale or the polar angle lead to unambiguous trends in the differential cross sections, e.g. as function of the momentum transfer Q^2 . It was studied, if such systematic effects could fake a physics signal, i.e. an deviation of the data from the standard model prediction as a possible sign of new physics.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	HERA und H1	3
2.1	Der Elektron-Proton-Speicherring HERA	3
2.2	Der Detektor H1	5
2.2.1	Das Flüssig-Argon-Kalorimeter	7
2.2.2	Das Spurkammersystem	9
2.2.3	Das Luminositätssystem	11
3	Theoretische Grundlagen	13
3.1	Tiefinelastische ep -Streuung	13
3.1.1	Die kinematische Ebene	14
3.2	Kinematische Rekonstruktion	14
3.2.1	Die Elektron-Methode	16
3.2.2	Die Doppel-Winkel-Methode	16
3.3	Der Wirkungsquerschnitt	16
3.3.1	Der Born-Wirkungsquerschnitt	16
3.3.2	Stabilität und Reinheit	17
3.4	Formfaktoransatz zur Quarkradienbestimmung	18
4	H1PFMC - Eine parametrisierte Simulation	19
4.1	Die Simulation von ep -Ereignissen im H1 Experiment	19
4.1.1	Ereignisgeneration	19
4.1.2	Detektorsimulation und Rekonstruktion	20
4.2	Motivation für eine parametrisierte Simulation	20
4.3	Simulation des Elektronstreuwinkels	22
4.3.1	z -Vertex Verteilung und Auflösung	23
4.3.2	Simulation des Auftreffortes des gestreuten Elektrons	25
4.4	Simulation der Energie des gestreuten Elektrons	26
4.5	Rekonstruktion von Q^2, x, y	27
4.6	Zusammenfassung	28
5	Ergebnisse und Interpretation	29
5.1	Migrationen in der kinematischen Ebene	29
5.1.1	Migrationen durch systematische Verschiebungen	29
5.1.2	Migrationen durch Auflösungseffekte im H1PFMC	33

5.2	Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt	35
5.2.1	Skalierung der Energie des gestreuten Elektrons	35
5.2.2	Modifikation des Elektronstreuwinkels	38
5.2.3	Zusammenfassung	42
5.3	Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt	43
5.4	Bestimmung des Quarkradius	52
5.5	Vergleich der parametrisierten Simulation mit H1-Daten	57
6	Zusammenfassung	61
A	Ergebnisse in tabellarischer Form	63
A.1	Anpassung an eine systematische Energie Verschiebung	63
A.2	Anpassung an eine systematische z -Vertex Verschiebung	64
A.3	Anpassung an eine systematische z -Cluster Verschiebung	64
B	H1PFMC Programmaufbau	65
	Abbildungsverzeichnis	68
	Tabellenverzeichnis	69
	Literaturverzeichnis	73
	Erklärung	75

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung der Substruktur der Materie hat im Laufe der letzten 100 Jahre bedeutende Fortschritte erzielt. Im Jahre 1911 bewies Rutherford in seinen Streuexperimenten, bei denen er α -Teilchen auf eine Gold-Folie schoß, daß die Atome einen im Verhältnis zu ihrer Gesamtausdehnung sehr kleinen, kompakten geladenen Kern aufweisen müssen. Die Analyse seiner Ergebnisse erlaubte es ihm, neben der Entwicklung eines neuen Atommodells eine obere Grenze für den Kernradius anzugeben. In den Jahrzehnten nach Rutherfords Experimenten ist die Physik viele Größenordnungen tiefer in die Materie eingedrungen. Ein ganzer Zoo neuer Teilchen wurde auf dem Weg zu immer kleineren Dimensionen entdeckt. Murray Gell-Mann postulierte 1964 die Existenz der Quarks als elementaren Bausteine der Materie. Spätestens im Jahre 1974 wurden mit der Entdeckung des charm-Quarks am SLAC die letzten Zweifel an dieser Theorie beseitigt. Das sogenannte Standard-Modell der Teilchenphysik hat sich immer weiter etabliert, weltweit versuchen Physiker heute, dieses Modell mit sehr hoher Präzision zu bestätigen oder Abweichungen von dieser Theorie zu finden. Die Basis für die experimentellen Strukturuntersuchungen der Materie bilden Streureaktionen mit hohen Impulsüberträgen, da die erreichbare räumliche Auflösung invers mit dem Impulsübertrag skaliert. Eine wesentliche experimentelle Grundlage für die Streuexperimente sind Teilchenbeschleuniger, mit ihnen konnten die zu streuenden Teilchen in den letzten Jahrzehnten auf immer höhere Energien gebracht werden. Es handelt es sich um die leistungsfähigsten Mikroskope, mit denen die Materie in ihrem Innersten untersucht werden kann.

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg befindet sich der Speicherring HERA, in dem seit 1992 Elektronen und Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von rund 320 GeV zur Kollision gebracht werden. Die ep -Streureaktionen werden an den Experimenten H1 und ZEUS untersucht, dabei gestattet die hohe Schwerpunktsenergie eine Auflösung von Strukturen bis etwa 10^{-18} m. Bei großen Werten für den Impulsübertrag vom Elektron auf das Proton werden neben dem Austausch des Photons auch der Austausch neutraler Z^0 und geladener W -Bosonen beobachtet, den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung.

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist die Studie systematischer Effekte in der Messung tiefinelastischer ep -Streuprozesse mit neutralem Strom (γ - und Z^0 -Austausch) mit dem H1-Detektor. Ein Hauptbestandteil dieses Meßprozesses ist die Detektion des gestreuten Elektrons. Aus der Elektronenergie und seinem Winkel kann die Kinematik des

Streuprozesses berechnet werden.

Bei der Rekonstruktion der Meßgrößen ist die Kenntnis der Detektorparameter wie Energieeichung und Position einzelner Detektorkomponenten kritisch. Unsicherheiten in den Parametern bewirken systematische Fehler in den Messungen der Streuprozesse. In der vorliegenden Arbeit werden die Auswirkungen der Detektorparameterunsicherheiten auf die Messung des Wirkungsquerschnitts des neutralen Stroms in tiefinelastischer ep -Streuung und für eine Quarkradialanalyse untersucht. Dafür wird rechnerisch simuliert, welche Signaturen die Streueignisse im Detektor hinterlassen. Bislang existiert für den H1-Detektor eine detaillierte Simulation (H1SIM), die die Wechselwirkungen jedes einzelnen Teilchens, das während der Streuung entsteht, mit dem Detektormaterial berechnet und die Detektorantwort in Form elektronischer Signale kalkuliert. Da dieses Verfahren sehr rechenintensiv ist, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Programm entwickelt, das die relevanten Detektoreffekte in einem Bruchteil der Zeit berechnet und gleichzeitig Änderungen des experimentellen Aufbaus in einfacher Weise zuläßt.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut :

Im ersten Kapitel wird der H1-Detektor zusammen mit dem HERA-Beschleuniger kurz präsentiert und seine für die vorliegende Arbeit wichtigen Komponenten aufgeführt. Das zweite Kapitel gibt eine Einführung in die theoretischen Grundlagen tiefinelastischer ep -Streureaktionen. Neben der Kinematik und dem Bornschen Wirkungsquerschnitt wird auf einen Formfaktoransatz für die Suche nach Substrukturen der Quarks eingegangen.

Die Vorstellung einer alternativen Simulation des H1-Detektors — das H1PFMC — steht im Mittelpunkt des dritten Kapitels. Hier wird ein Verfahren präsentiert, das auf der parametrisierten Manipulation der einfachstmöglichen Meßgrößen, der Energie des gestreuten Elektrons und dessen Winkel, basiert und durch seine Schnelligkeit und Flexibilität, im Vergleich zu H1SIM, besticht.

Das vierte und letzte Kapitel beinhaltet die Untersuchung der Simulationsergebnisse. Einer Diskussion der Messung systematischer Effekte in den einfach- und doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dQ^2$ und $d^2\sigma/(dx dQ^2)$ bei hohen Q^2 wie auch deren Auswirkung auf die Abschätzung des Quarkradius, folgt ein Vergleich der neuen Monte Carlo Simulation mit H1-Daten aus dem Jahr 2000.

Kapitel 2

Der HERA–Speicherring und das H1–Experiment

Das H1–Experiment befindet sich am ep –Speicherring HERA des DESY Forschungszentrums in Hamburg. Im folgenden wird der HERA Beschleuniger und die für diese Arbeit relevanten Komponenten des H1–Detektors vorgestellt.

2.1 Der Elektron–Proton–Speicherring HERA

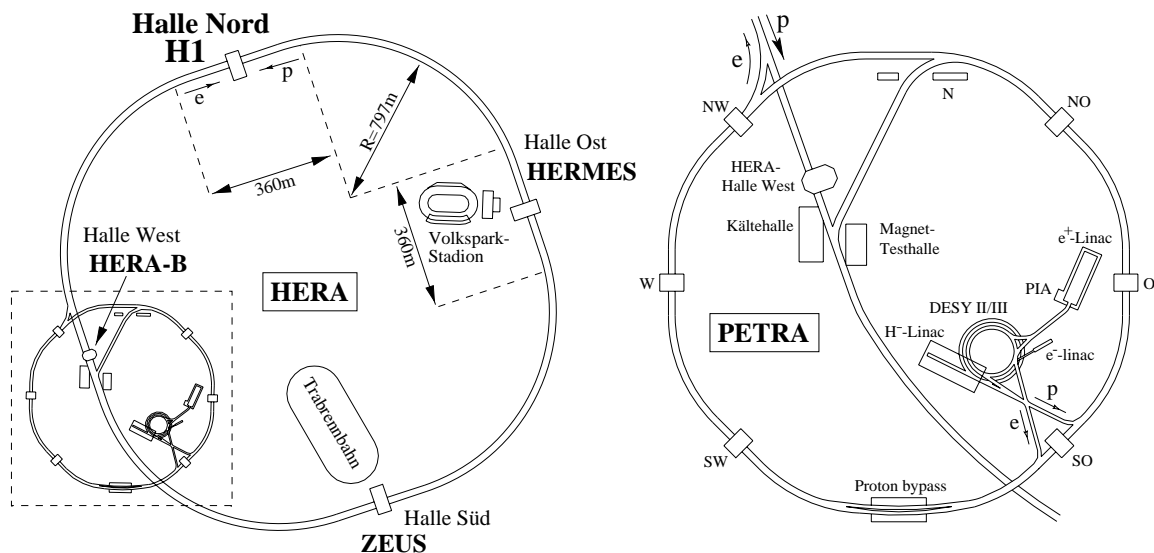


Abbildung 2.1: Der HERA– ep –Speicherring (links) und die Vorbeschleuniger in der Ausschnittsvergrößerung (rechts).

Seit 1992 ist in Hamburg am Deutschen Elektronen–Synchrotron (DESY) die Hadron–Elektron–Ringanlage (HERA) in Betrieb. An diesem 6,3 km langen ep –Speicherring (siehe Abbildung 2.1) befinden sich vier Großexperimente, die zwei Elektron–Proton–Kollisionsexperimente H1 und ZEUS sowie die zwei Strahl–Target Experimente HERMES und HERA-B.

INTEGRATED LUMINOSITY (24.08.00)

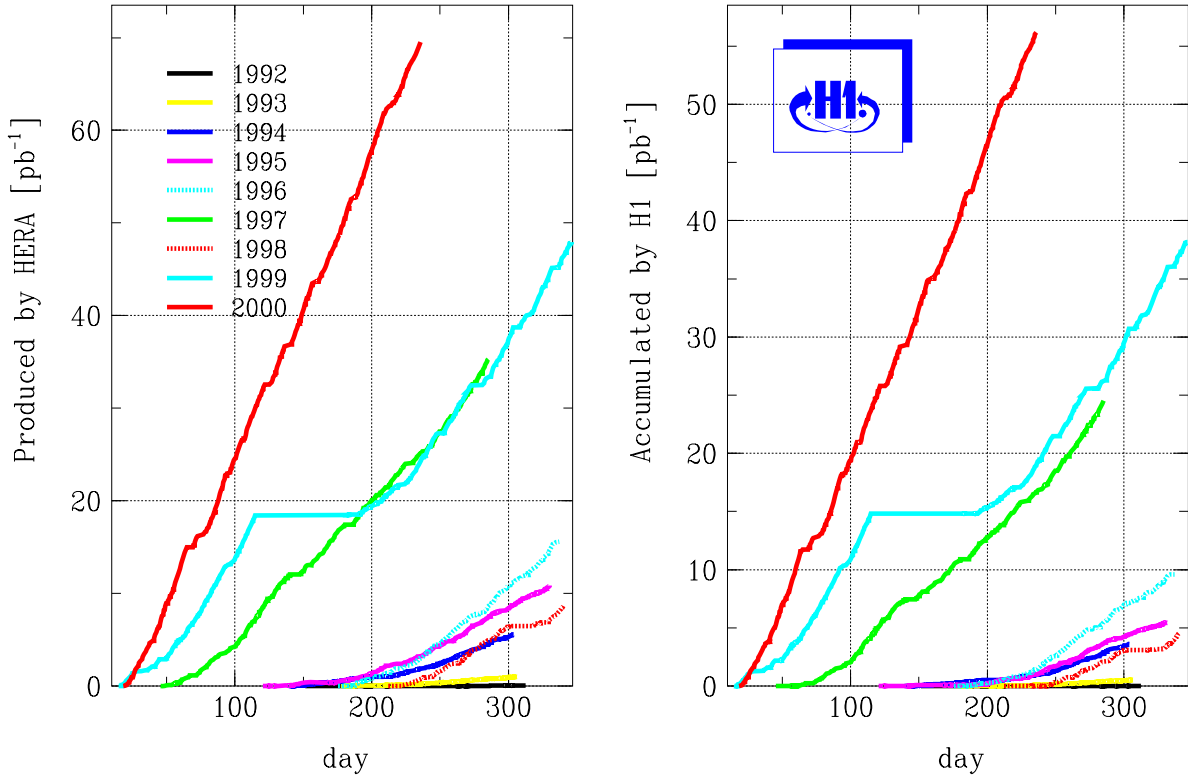


Abbildung 2.2: Die jährlich integrierte Luminosität als Funktion der Zeit.

Nachdem die Teilchen im Vorbeschleunigersystem auf eine gewisse Mindestenergie gebracht wurden, werden sie in HERA injiziert und dort weiterbeschleunigt. Auf den geraden Abschnitten befinden sich die Beschleunigungsstrecken und fokussierende Quadrupolmagnete, in den Bögen führen Dipolmagnete die Teilchen um die Kurve. Die Elektronen und Protonen fliegen nicht als kontinuierlicher Strahl durch das Vakuumrohr, sondern bilden eine Kette von Paketen, den sogenannten 'Bunchen'. Jeder Strahl besteht aus bis zu 210 Paketen, deren Ausdehnung in Strahlrichtung beträgt für die Elektronen etwa 1 cm und für die Protonen ungefähr 20 cm. Die Pakete haben einen zeitlichen Abstand von 96 ns. Da sie fast mit Lichtgeschwindigkeit fliegen, entspricht das einem räumlichen Abstand von 28.8 m.

Der Beschleuniger wird mit Protonen und wahlweise Elektronen (e^-) oder Positronen (e^+) betrieben, seit Mitte 1999 wurden ausschließlich Positronen verwendet. (Im folgenden werden Elektronen und Positronen nur als Elektronen bezeichnet.) Die Elektronen werden auf eine Energie von $E_e = 27.6$ GeV beschleunigt, für die Protonen konnte 1998 die Energie von 820 GeV auf 920 GeV erhöht werden, so daß seitdem eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = \sqrt{4E_e E_p} \approx 320$ GeV zur Verfügung steht. Elektronen und Protonen werden in zwei getrennten, übereinander liegenden Ringen durch konventionelle bzw. supraleitende Magnete geführt.

Die Teilchen im Speicherring haben gegenläufigen Umlaufsinn, die Elektronen fliegen im Uhrzeigersinn, die Protonen in Gegenrichtung. Um Kollisionen im H1-Detektor zu erzeugen, wird der Elektronenstrahl so in den Protonenstrahl hineingelenkt, daß sie beide kollinear aufeinander gerichtet sind. Die Pakete werden so synchronisiert, daß die e -Bunche im Idealfall zur selben Zeit am Wechselwirkungspunkt auf die p -Bunche treffen. Aufgrund ihrer länglichen Ausdehnung durchdringen sich die Bunche jedoch auf einer längeren Strecke, was den Ereigniswechselwirkungspunkt (Vertex) um diesen nominellen Punkt herum verschmiert. Auch kann ein geringer Teil der Elektronen in der Beschleunigungsphase aus ihrem Bunch um eine Wellenlänge der Beschleunigungsspannung herausrutschen. Diese Satelliten-Bunche haben einen um 60 cm versetzten Kollisionspunkt. Dies muß später bei der Verwendung der Vertexverteilung berücksichtigt werden.

Der HERA Ring wird seit Ende 2000 aufgerüstet, um einen Faktor 5 mehr Luminosität liefern zu können. Die Wiederaufnahme des HERA-II Betriebs ist für Ende 2001 geplant. Schon in der HERA-I Phase seit 1992 wuchs die bereitgestellte Luminosität von Jahr zu Jahr fast exponentiell, insgesamt wurde eine integrierte Luminosität von 169.5 pb^{-1} bereitgestellt, von der das H1 Experiment 133.5 pb^{-1} verwerten konnte (Abbildung 2.2).

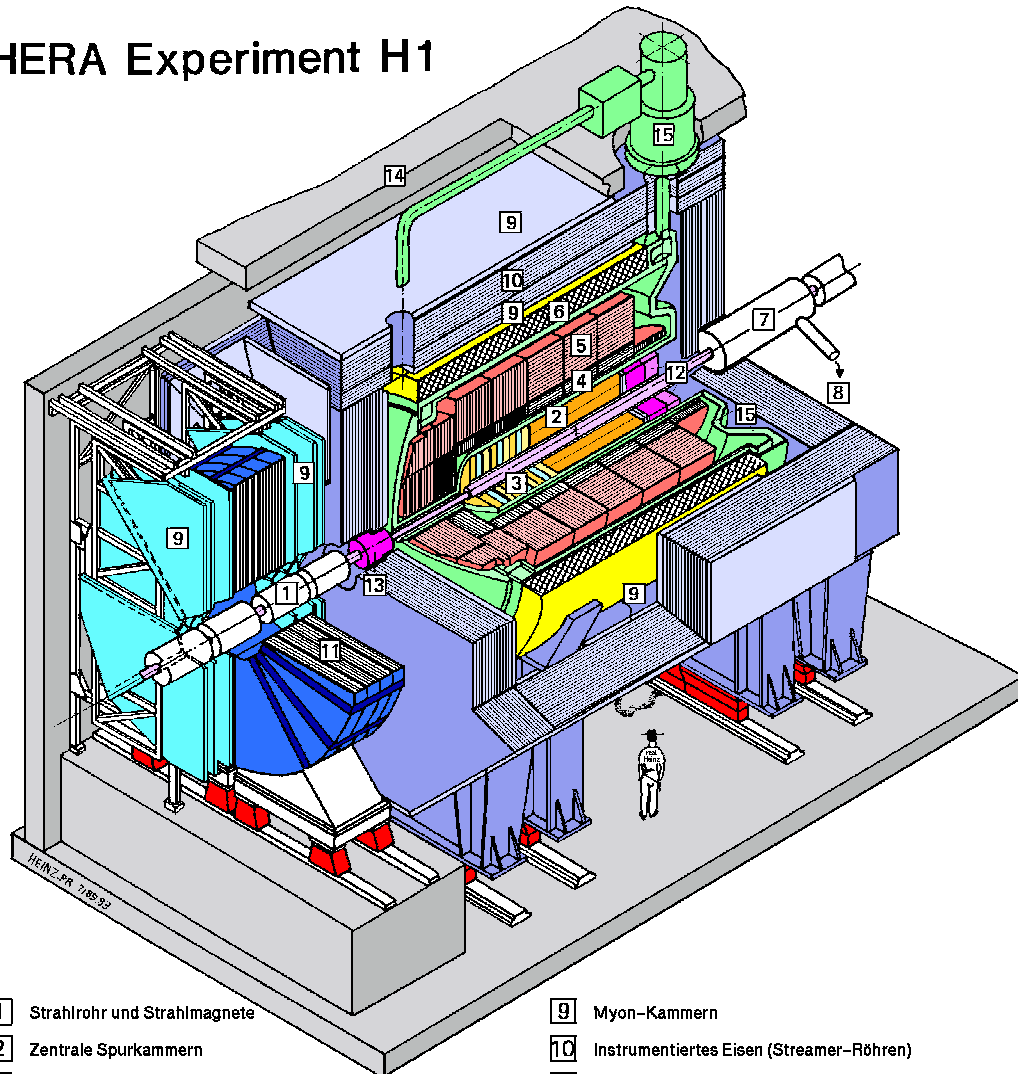
2.2 Der Detektor H1

In der Experimentierhalle Nord steht der H1-Detektor (Abbildung 2.3). Dieser annähernd zylinderförmige Detektor wurde konstruiert, um die bei einer ep -Reaktion entstehenden Teilchen zu identifizieren und deren Energien und Trajektorien zu messen. Eine lückenlose Abdeckung des gesamten Raumwinkels ist nötig, um fehlende Transversalenergie von Neutrinos oder anderen nicht detektierten Teilchen identifizieren zu können. Der H1-Detektor ist von innen nach außen im wesentlichen aus drei aktiven Komponenten aufgebaut:

- Um das Strahlrohr herum befinden sich die Spurkammern, mit denen die Bahnen geladener Teilchen bestimmt werden – über die Krümmung der Teilchen im Magnetfeld läßt sich ihr Impuls bestimmen.
- Daran schließt sich der Kalorimeterbereich an, in dem vor allem die Energie sowie der Durchgangsort neutraler und geladener Teilchen aufgezeichnet werden.
- Der Detektor wird nach außen durch ein Spurkammersystem abgeschlossen, das zur Identifizierung von Myonen dient.

Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors findet man in [H1C97a] und [H1C97b]. Das H1-Koordinatensystem ist rechtshändig und wie folgt definiert : die z -Achse zeigt in Protonrichtung, die x -Achse zur Beschleunigermitte, die y -Achse somit nach oben. Die Richtungen 'vorne' ($z > 0$) und 'hinten' ($z < 0$) beziehen sich ebenso auf die Protonrichtung. Streuwinkel, auch die des Elektrons, werden in Bezug auf die Protonrichtung gemessen, das heißt Elektronen, die unter kleinen Winkeln gemessen werden, wurden um große Winkel gestreut $\theta_e^{true} = 180^\circ - \theta_e$. Die Unausgeglichenheit zwischen Elektron und Protonenergie (Lorenzfaktor des Schwerpunktsystems

HERA Experiment H1



- | | |
|--|--|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 Myon-Kammern |
| 2 Zentrale Spurkammern | 10 Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule | 11 Myon-Toroid-Magnet |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 Supraleitende Spule (1.2T) | 14 Betonabschirmung |
| 7 Kompensationsmagnet | 15 Flüssig-Argon-Kryostat |
| 8 Helium-Kälteanlage | |

Abbildung 2.3: Der H1-Detektor.

gegenüber Laborsystem $\gamma = 2.86$) ist der Grund für den in der z -Achse asymmetrischen Aufbau des Detektors, so ist das im Querschnitt hufeisenförmige Flüssig-Argon-Kalorimeter nach hinten geöffnet. Um die Energieauflösung im Kalorimeter nicht zu beeinträchtigen, ist die supraleitende Magnetspule außerhalb des Kalorimeters gebaut worden. Sie erzeugt ein konstantes, solenoidales Magnetfeld von ca. 1.15 T in Richtung der z -Achse, welches die Messung des Transversalimpulses in der Spurkammer erlaubt. Für die in Kapitel 4 vorgestellte Simulation werden nur die Elektronengrößen verwendet. Daher werden in diesem Kapitel nur noch das Flüssig-Argon-Kalorimeter, in dem die Energie gemessen wird, das Spurkammersystem, mit dessen Hilfe der Vertex bestimmt wird, und das Luminositätssystem, das zur Messung der Luminosität nötig ist, vorgestellt.

2.2.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

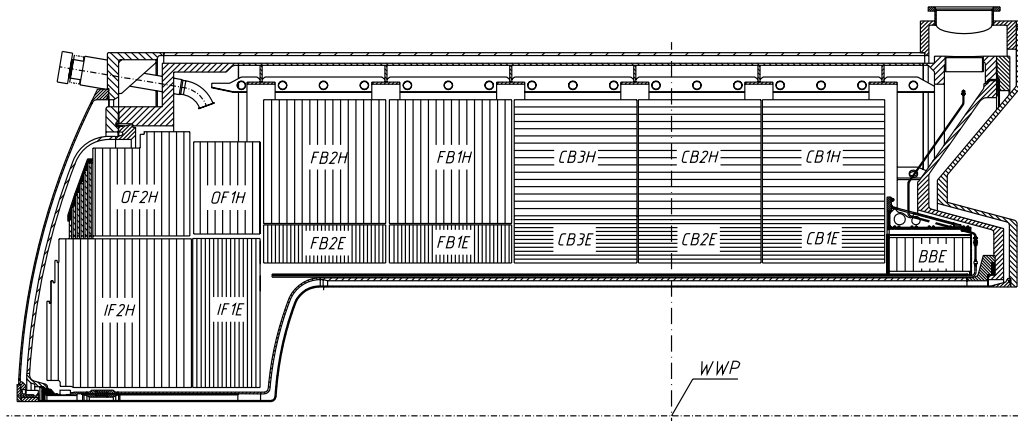


Abbildung 2.4: Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter, Elektronen laufen von links ein Protonen von rechts.

Abbildungen 2.5 und 2.4 zeigen den Querschnitt bzw. die Seitenansicht des Flüssig-Argon-(LAR)-Kalorimeters, es befindet sich in einem Kryostaten außerhalb der Spurkammern und innerhalb der Magnetspule. Eigenschaften der Flüssig-Argon-Kalorimetrie und gute Stabilität, wie vergleichsweise einfache elektronische Kalibration, sowie feine Segmentierbarkeit und Homogenität erlauben eine sehr gute Auflösung der Positions- und Energiemessung der Elektronen.

Das LAR-Kalorimeter ist aus acht ringförmigen Komponenten (den Rädern) aufgebaut, welche um das Strahlrohr als Symmetrieachse positioniert sind (von hinten nach vorne: BBE, CB1, CB2, CB3, FB1, FB2, OF, IF). Die Räder sind ihrerseits azimuthal in acht Oktanten unterteilt. Außer der BBE und dem OF/IF2 weisen alle Baugruppen neben einem inneren elektromagnetischen auch ein äußeres hadronisches Kalorimeter auf. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter überdeckt einen polaren Winkelbereich von $4^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$.

Im inneren elektromagnetischen Teil des LAR-Kalorimeters wird Blei, im hadronischen Teil Stahl als Absorbermaterial verwendet. Während das elektromagnetische

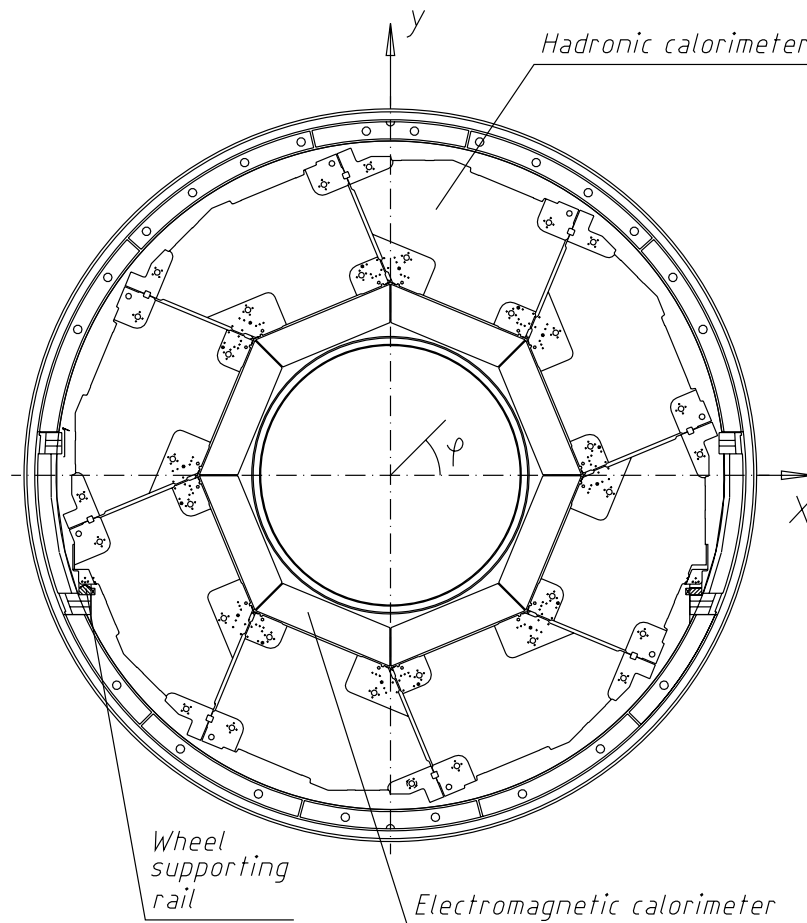


Abbildung 2.5: Querschnitt durch ein Rad des LAr-Kalorimeters (CB) aus dem zentralen Bereich, man blickt in Elektronrichtung.

Kalorimeter eine Tiefe von 20–30 Strahlungslängen (X_0) für elektromagnetische Strahlung besitzt, weist das gesamte LAr-Kalorimeter eine Tiefe von 4–8 Wechselwirkungslängen λ für hadronisch wechselwirkende Teilchen auf.

Alle Komponenten sind abwechselnd aus Absorberplatten und LAr-Zwischenräumen aufgebaut. Um eine weitgehend richtungsunabhängige Energieauflösung zu gewährleisten, sind die Absorberplatten im hinteren Bereich horizontal im vorderen vertikal ausgerichtet, so daß ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen immer unter einem Winkel von mindestens 45° auf das Absorbermaterial auftrifft.

Die beim Durchgang eines Teilchens durch das LAr-Kalorimeter durch Ionisation freigesetzte Ladung wird mit Hilfe von Ausleseelektroden gesammelt, die sich in den LAr-Zwischenräumen befinden. Die Ausleseelektroden sind in einer Ebene transversal segmentiert, hintereinanderliegende Bereiche werden zusammengefaßt. Die Signale in den auf diese Weise gebildeten Auslesezellen werden von ladungsempfindlichen Verstärkern verstärkt und anschließend digitalisiert, so entsteht eine feine Segmentierung des LAr-Kalorimeters.

Flüssig-Argon-Kalorimeter sind nicht kompensierend, d.h. die Antwort des Kalorimeters auf Elektronen und Hadronen (z.B. Pionen) gleicher Energie ist unterschiedlich.

Jedoch erlaubt die hohe Granularität des LAr-Kalorimeter die Identifizierung der unterschiedlichen Komponenten eines hadronischen Schauers – die elektromagnetische Komponente eines Schauers weist eine deutlich höhere Energiedichte als die hadronische Komponente auf –, bei der Rekonstruktion der Energie kann die Kompensation durch ein Gewichtungungsverfahren erreicht werden.

Mit Hilfe von Teststrahlungsmessungen wurde die Kalibration des Kalorimeters durchgeführt und seither durch die Analyse tiefinelastischer Ereignisse im laufenden Betrieb verifiziert und verbessert (vergleiche [H1Cal93] und [H1Cal94]). Aus den Testmessungen ergibt sich die Energieauflösung des LAr-Kalorimeters für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen zu :

$$\Delta E/E = 12\% / \sqrt{E [GeV]} + 1\%$$

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter wird in dieser Studie benutzt, um den Auftreffort des Elektrons auf der Oberfläche des elektromagnetischen Teils zu bestimmen und die Streuenergie des Elektrons zu messen.

2.2.2 Das Spurkammersystem

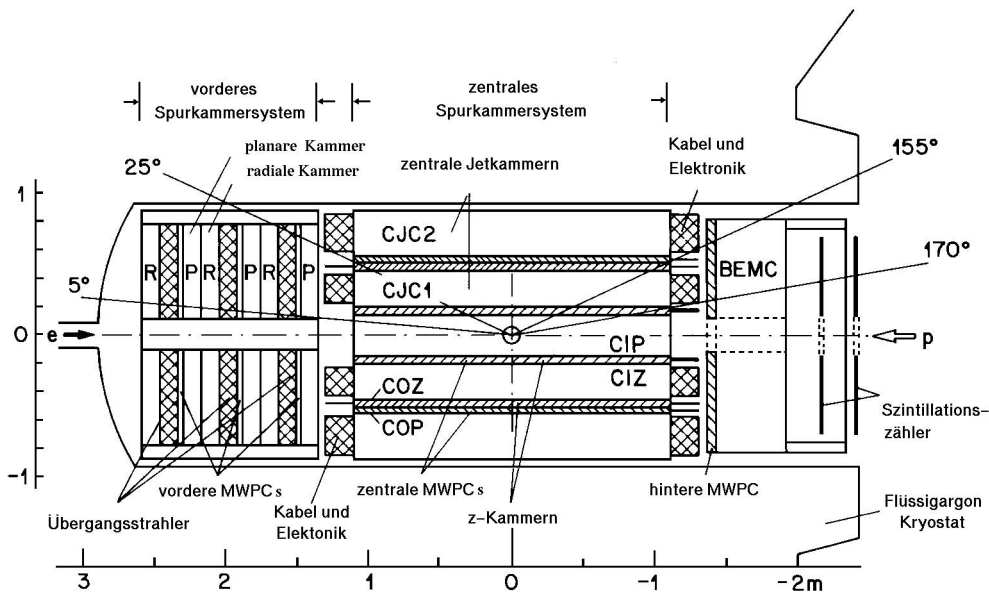


Abbildung 2.6: Längsschnitt durch das Spurkammersystem (1995 wurde das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC) durch das SPACAL ersetzt).

Die Abbildung 2.6 zeigt den Aufbau des H1-Spurkammersystems im Längsschnitt. Mit dem Spurkammersystem werden die Impulse der geladenen Teilchen sowie der Wechselwirkungspunkt der ep -Kollision (der Vertex) bestimmt. Es werden zwei Bereiche unterschieden, das Forward-Tracking-Device (FTD) mit einer Winkelabdeckung von $7^\circ < \theta < 25^\circ$ und das Central-Tracking-Device (CTD) in einem Winkelbereich von

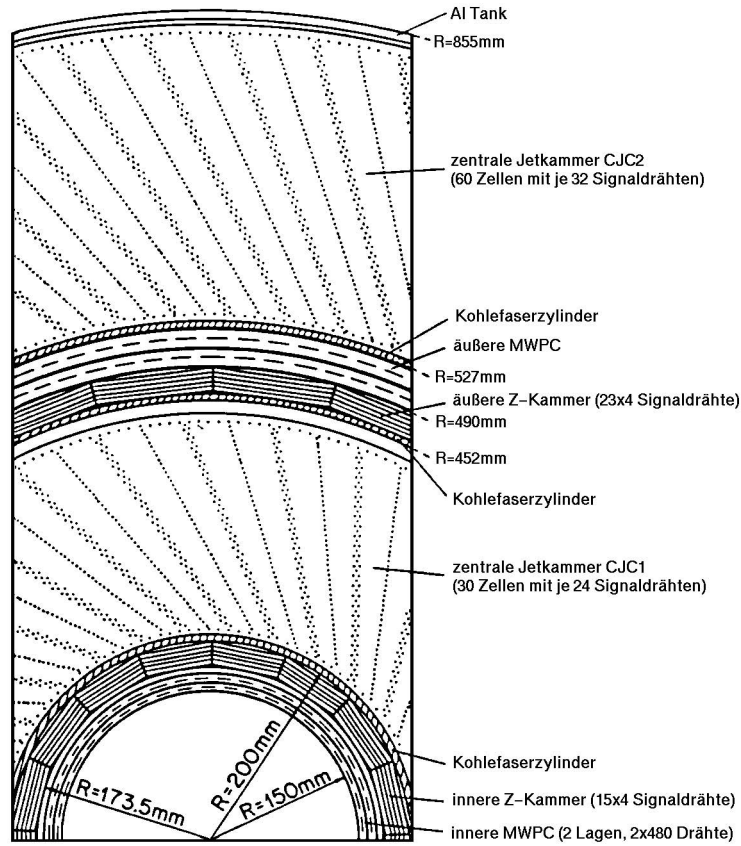


Abbildung 2.7: Querschnitt durch das Spurkammersystem.

$25^\circ < \theta < 155^\circ$. Die Backward-Drift-Chamber (BDC) komplettiert die Spurmessungen im Rückwärtsbereich ($153^\circ < \theta < 177^\circ$).

In der vorliegenden Analyse wird vom Spurkammersystem nur das CTD zur Bestimmung des Ereignisvertex verwendet, auf diese Baugruppe wird nun weiter eingegangen. Das CTD ist in radialer Richtung (vergleiche Abbildung 2.7) von innen nach außen aus einer zweilagigen inneren MWPC (CIP), einer inneren z -Driftkammer (CIZ) mit vier Drahtebenen, einer zentralen Jet-Driftkammer (CJC1), einer äußeren z -Driftkammer (COZ) mit vier Drahtebenen, einer zweilagigen äußeren MWPC (COP) und einer äußeren Jet-Driftkammer (CJC2) aufgebaut. Die beiden zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 in 30 Zellen à 24 bzw. 60 Zellen à 32 Auslesedrähte unterteilt, diese Zellen sind jeweils um 30° gegenüber dem Radiusvektor gekippt, um die Spurmessung in der $r\phi$ Ebene zu verbessern. Diese Auslesedrähte sind parallel zur Strahlrichtung angeordnet über eine Ladungsvergleichsmessung an beiden Drahtenden ist eine Messung der z Koordinate mit begrenzter Auflösung möglich ($\sigma_{z,CJC} \approx 70\text{mm}$). Die z Messung kann präzisiert werden, wenn man hierfür die z Kammern verwendet, deren Signaldrähte verlaufen ringförmig in einem um die Strahlachse liegenden Zylindermantel. Sie erlauben eine Auflösung von ($\sigma_{z,CIZ} \approx 300\mu\text{m}$) und ($\sigma_{z,COZ} \approx 300\mu\text{m}$). Die Proportionalkammern (CIP) und (COP) werden vom Spurtrigger und zur Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes verwendet.

2.2.3 Das Luminositätssystem

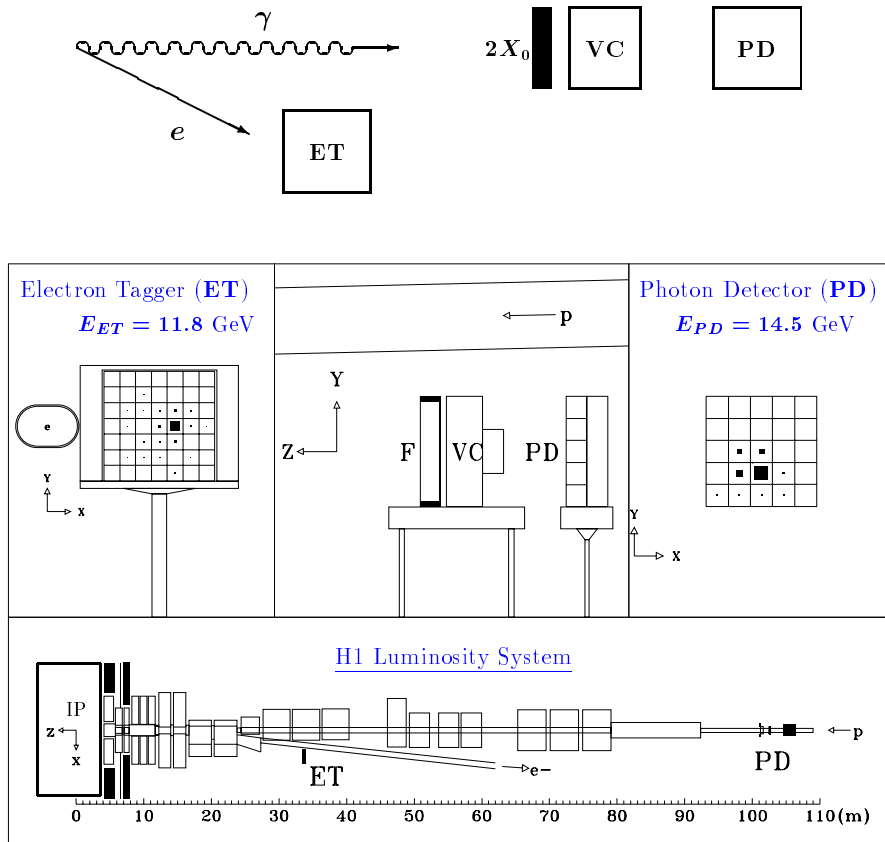


Abbildung 2.8: Das H1–Luminositätssystem. Oberhalb des Rahmens ist der Meßprozeß schematisch wiedergegeben.

Die Luminosität L spielt eine entscheidende Rolle bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts einer Reaktion. Sie entspricht definitionsgemäß dem Proportionalitätsfaktor zwischen dem Wirkungsquerschnitt σ und der Reaktionsrate dN/dt :

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \tag{2.1}$$

Bei einem Kollisionsexperiment hängt die Luminosität von der Zahl der Teilchen pro Bunch (n_1, n_2), der Kollisionsfrequenz (f), sowie dem Strahlquerschnitt(A) ab.

$$L = \frac{n_1 \cdot n_2 \cdot f}{A}$$

Die von HERA gelieferte Luminosität wird über den Bethe–Heitler–Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow e'p\gamma$ gemessen. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist theoretisch sehr gut bekannt. Mit einem in der direkten Verlängerung des Elektronstrahls aufgestellten Photodetektor kann die Reaktionsrate sehr präzise gemessen werden. Die gemessene Luminosität wird dann nach Gleichung 2.1 bestimmt, hieraus läßt sich wiederum die über die Zeit integrierte Luminosität berechnen $\mathcal{L} = \int L dt$.

Eine Darstellung des H1-Luminositätssystems findet man in Abbildung 2.8. Es besteht aus zwei segmentierten Kristall-Cherenkovzählern, dem Elektron-Detektor ET bei $z_{ET} = -33.4$ m und dem Photodetektor PD bei $z_{PD} = -102.9$ m. Das Photon verläßt bei $z_{ET} = -93$ m das nach oben gebogene Protonstrahlrohr und wird im PD nachgewiesen. Zur Abschirmung von Synchrotronstrahlung befinden sich vor dem PD ein Bleifilter (F) und ein Wasser-Cherenkovzähler (VC). Der ET steht direkt neben dem Elektronstrahlrohr und weist das gestreute Elektron aus dem Bethe-Heitler-Ereignis nach. Um die Bethe-Heitler-Ereignisse vom Untergrund zu trennen, wird eine koinzidente Energie deposition in PD und ET verlangt. Zusätzlich muß die gesamte deponierte Energie $E_{PD} + E_{ET}$ ungefähr gleich der Strahlenergie der Elektronen sein.

Die Luminosität wird in dieser Arbeit beim Vergleich der H1PFMC-Simulation mit den H1-Daten benötigt.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Punkte der Theorie der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung vorgestellt. Zuerst wird der grundlegende Streuprozess mit den auftretenden kinematischen Größen behandelt, anschließend wird auf deren Rekonstruktionsverfahren eingegangen. Danach wird die eigentliche Meßgröße, der Wirkungsquerschnitt, beleuchtet. Den Abschluß bildet die Erläuterung eines Formfaktoransatzes zur Quarkradienbestimmung.

3.1 Tiefinelastische ep –Streuung

Der Streuprozess zwischen einem Elektron und einem Proton wird durch den Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Unterschieden werden zwei verschiedene Wechselwirkungsarten : der geladene Strom (CC) durch Austausch eines W^\pm -Bosons, bei dem das Elektron in ein Neutrino verwandelt wird, das aufgrund seiner rein schwachen Wechselwirkung nicht direkt im Detektor gemessen werden kann und der neutrale Strom (NC) durch Austausch eines Photons (γ) oder dem Z^0 (siehe Abbildung 3.1a), bei dem das Elektron seine Identität behält.

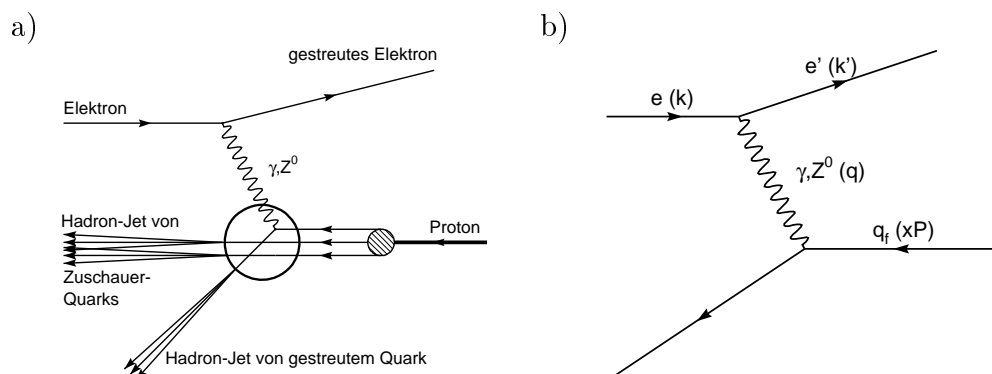


Abbildung 3.1: a) ep –Streuprozess mit einem neutralen Strom in niedrigster Ordnung. b) Feynmandiagramm des Elektron–Quark–Streuprozesses mit den Vierervektoren in Klammern.

In Abbildung 3.1b ist die Elektron–Streuung an einem Quark in Form eines Feynmandiagrammes in führender Ordnung dargestellt. Vor der Streuung besitzt das Elektron den Viererimpuls k , danach k' . Der Viererimpulsübertrag vom Elektron auf seinen Stoßpartner beträgt somit $q = k - k'$. Das Quark trägt den Bruchteil x des Protons, welches mit dem Viererimpuls P einläuft.

Üblicherweise werden zur Beschreibung tiefinelastischer Prozesse die kinematischen Variablen x , y und Q^2 verwendet. Sie sind lorentzinvariant und erlauben eine anschauliche Interpretation im Parton–Modell. Wichtig ist ebenso die Schwerpunktsenergie zum Quadrat s . Diese Größen sind über die Viererimpulse k und P von Elektron und Proton sowie den Viererimpulsübertrag q wie folgt definiert:

$$s = (P + k)^2 = 4E_0 E_p \quad (3.1)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \geq 0 \quad (3.2)$$

$$x = \frac{Q^2}{2(P \cdot q)} \quad (3.3)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \quad (3.4)$$

Q^2 ist das negative Viererimpulsquadrat, x und y die dimensionslosen Björken'schen SkalenvARIABLEN, die auf den Wertebereich $0 \leq x, y \leq 1$ eingeschränkt sind. x gibt anschaulich den Impulsbruchteil des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons an. y ist der relative Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons und ist ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses.

Bei Vernachlässigung der Teilchenmassen gilt unter den lorentzinvarianten Größen die Beziehung :

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y \quad (3.5)$$

Ist die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} konstant, so sind nur zwei dieser Variablen unabhängig voneinander.

3.1.1 Die kinematische Ebene

Die Abbildung 3.2 zeigt die kinematische Ebene in x und y für tiefinelastische ep -Streuung bei HERA. Diese Darstellung wird in Kapitel 5 ausführlich zur Deutung von Effekten im Wirkungsquerschnitt betrachtet. Q^2 -Isolinien erscheinen in dieser Ebene als Hyperbeln, die sich mit größerem Q^2 immer mehr zu höheren x und y Werten verschieben. Zusätzlich sind die Linien für konstante Werte der Elektronenergie E_e , des Elektronstreuwinkels θ_e und des Transversalimpulses p_t eingezeichnet. Der kinematische Peak liegt bei einem Wert der Elektronenergie um $E_e = 27.5$ GeV, hier befindet sich ein großer Teil der Ereignisse.

3.2 Kinematische Rekonstruktion

Eine möglichst genaue Rekonstruktion der kinematischen Variablen ist für eine präzise Strukturuntersuchung des Protons notwendig. Die im Laborsystem gemessenen Größen,

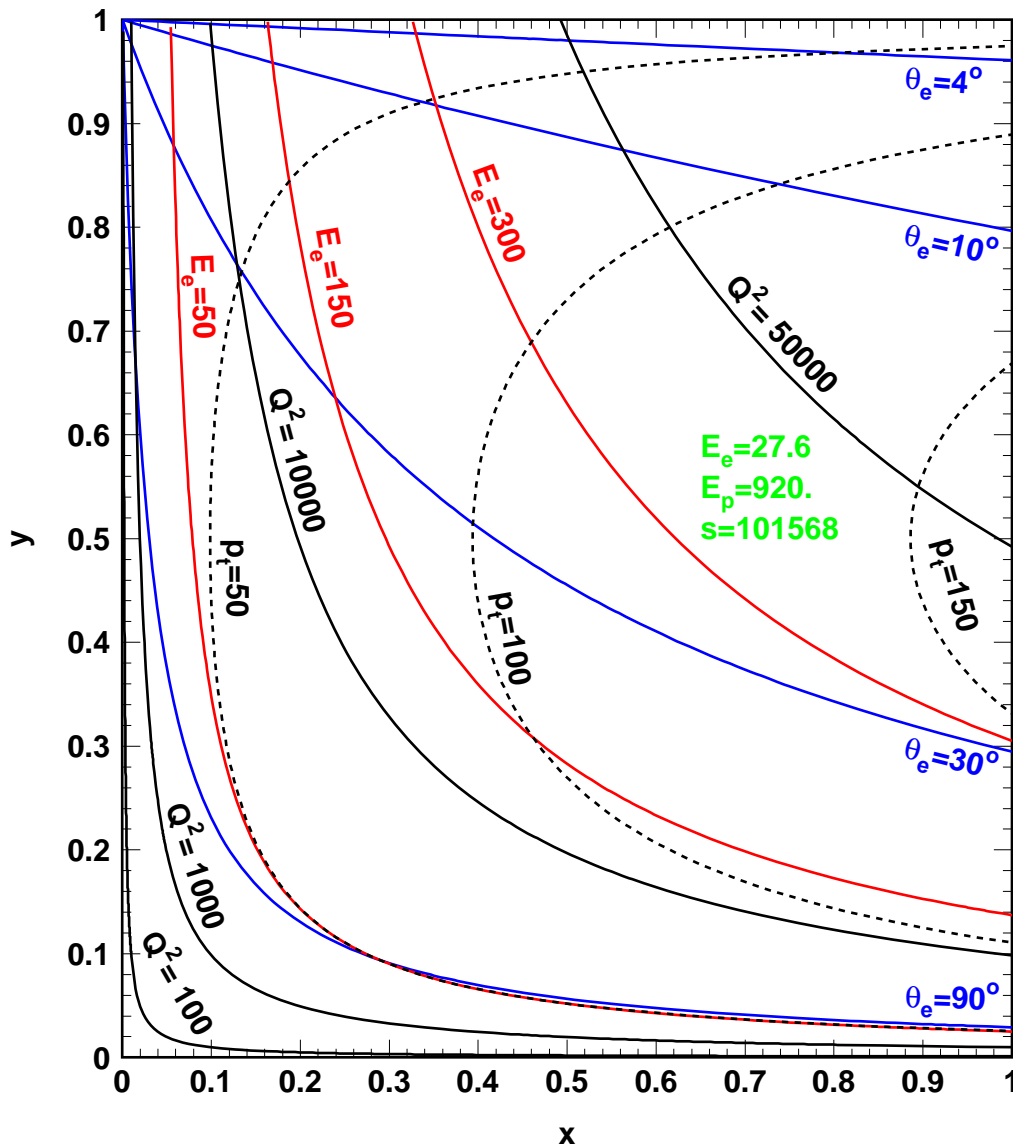


Abbildung 3.2: Die kinematische x - y Ebene. Eingezeichnet sind Linien mit konstanten Werten von Q^2 in schwarz, des Transversalimpulses p_t gestrichelt, des Elektronstreuwinkels θ_e in blau sowie der Energie E_e des gestreuten Elektrons in rot. Zur Berechnung wurde für Die Strahlenergien des einlaufenden Elektrons und des Protons wurden mit $E_e = 27.5$ GeV und $E_p = 920$ GeV angesetzt.

d.h. die Energien und die Winkel des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustandes, müssen auf die bereits vorgestellten lorentzinvarianten Größen x , y und Q^2 transformiert werden. Hierfür stehen verschiedene Verfahren zur Auswahl, von denen zwei im Rahmen dieser Arbeit verwendet und im folgenden vorgestellt werden.

3.2.1 Die Elektron-Methode

Die Rekonstruktion nach der Elektron-Methode basiert ausschließlich auf den gemessenen Größen der gestreuten Elektrons, der Energie E_e und dem Streuwinkel θ_e . Ihre Auflösung ist in Q^2 über einen weiten Bereich der kinematischen Ebene bei großen y hervorragend. Für kleine y wird sie jedoch in x und y zunehmend ungenauer. Das H1PFMC (siehe Kapitel 4) verwendet ausschließlich die Elektron-Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen.

$$Q_e^2 = 4E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \quad (3.6)$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \quad (3.7)$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{s y_e} = \frac{E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}{E_p \left(E_e - E'_e \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)\right)} \quad (3.8)$$

3.2.2 Die Doppel-Winkel-Methode

Die Doppel-Winkel-Methode (DA) hängt nur vom inklusiven Hadronwinkel γ und dem polaren Winkel des gestreuten Elektrons θ_e ab. Sie ist näherungsweise unabhängig von der Energiekalibration, wenn eine homogene Energiemessung über den gesamten Raumwinkel angenommen wird. Für große Q^2 ist die Methode präzise, bei kleinem x und kleinem Q^2 hat sie eine sehr schlechte Auflösung.

$$Q_{DA}^2 = \frac{4 E_e^2 \cot \theta_e / 2}{\tan \gamma / 2 + \tan \theta_e / 2} \quad (3.9)$$

$$y_{DA} = \frac{\tan \gamma / 2}{\tan \gamma / 2 + \tan \theta_e / 2} \quad (3.10)$$

$$x_{DA} = \frac{Q_{DA}^2}{s y_{DA}} = \frac{\cot \theta_e / 2}{E'_e \tan \gamma / 2} \quad (3.11)$$

3.3 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektronen–Proton Streuung hängt von zwei unabhängigen Variablen der Reaktion ab, hier werden meist x und Q^2 gewählt. Er setzt sich zusammen aus einem Beitrag niedrigster Ordnung, dem Bornschen Wirkungsquerschnitt, der dem Feynmann–Diagramm in Abbildung 3.1b entspricht, sowie einem Beitrag radiativer Korrekturen :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \left(\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right)_{\text{Born}} + \left(\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right)_{\text{rad}} \quad (3.12)$$

3.3.1 Der Born–Wirkungsquerschnitt

Beim neutralen Strom wird zwischen dem Proton und dem Lepton entweder ein Photon γ oder ein Z^0 -Boson ausgetauscht. Die Beiträge der beiden Reaktionen müssen bei der

Berechnung des Wirkungsquerschnitts zunächst addiert und dann quadriert werden, so daß auch Interferenzterme vorkommen:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right)_{\text{Born}} = \left| \begin{array}{c} \text{---} \diagup \quad \text{---} \diagdown \\ \quad \quad \quad \gamma \\ \text{---} \diagdown \quad \text{---} \diagup \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \diagup \quad \text{---} \diagdown \\ \quad \quad \quad z^0 \\ \text{---} \diagdown \quad \text{---} \diagup \end{array} \right|^2 \quad (3.13)$$

Für den nach x und Q^2 differenzierten Bornschen Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes gilt im Rahmen der elektroschwachen Theorie:

$$\frac{d^2\sigma(e^\mp p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right] \quad (3.14)$$

mit den Protonstrukturfunktionen F_1 , F_2 und F_3 .

F_1 und F_2 hängen im Parton-Modell über die Callan-Gross-Beziehung $2xF_1 = F_2$ zusammen. Sie gilt für Teilchen mit halbzahligem Spin unter Vernachlässigung der Quarkmassen und Transversalimpulse. Aufgrund von QCD-Effekten treten Abweichungen von der Callan-Gross-Relation auf, die in der longitudinalen Strukturfunktion $F_L = F_2 - 2xF_1$ berücksichtigt werden und bei großen y ungefähr 5–8% ausmachen.

Für eine tiefere Behandlung des Wirkungsquerschnitts sei auf [Pov94] verwiesen.

3.3.2 Stabilität und Reinheit

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen aus den gemessenen Größen wird durch Meßfehler beeinflusst. Weil die Anzahl der gestreuten Ereignisse, abhängig von kinematischen Bereich, begrenzt ist, müssen die rekonstruierten kinematischen Variablen in Bereiche eingeteilt werden (Bins). Ein Ereignis, dessen wahre kinematischen Werte in einem bestimmten Bin liegen, können durch den Meßprozess in einem anderen Bin rekonstruiert werden. Diesen Vorgang bezeichnet man als Migration. Zur Beschreibung dieses Effekts werden die Begriffe Stabilität S und Reinheit P eingeführt. Sie werden mit einer Monte-Carlo-Simulation berechnet und gestatten eine quantitative Einschätzung der Qualität der Rekonstruktion. Die Stabilität bezeichnet den Anteil der Ereignisse, die in einem Bin generiert wurden und nach der Rekonstruktion in diesem Bin verbleiben.

$$S = \frac{N_{rek\&gen}}{N_{gen}}$$

Die Indizes *rek* und *gen* kennzeichnen rekonstruierte bzw. generierte Ereignisse. Die Anzahl Ereignisse, die aus einem Bin herauswandern gibt somit $1 - S$ an. Die Reinheit beschreibt den Anteil der Ereignisse, die nach der Rekonstruktion aus dem Bin stammen in dem sie rekonstruiert wurden.

$$P = \frac{N_{rek\&gen}}{N_{rek}}$$

Die Größe $1 - P$ zeigt den Anteil der in ein Bin hineinwandernden Ereignisse an. Als Kriterium für die Qualität einer Messung kann man nun fordern, daß sowohl Stabilität als auch Reinheit für jedes Bin mindestens 30% betragen müssen.

3.4 Formfaktoransatz zur Quarkradienbestimmung

Im Standardmodell sind Quarks punktförmige Teilchen. Diese Annahme kann überprüft werden, indem man den gemessenen Wirkungsquerschnitt mit dem im Rahmen des Standardmodells berechneten vergleicht. Eine endliche Ausdehnung der Quarks läßt sich durch einen Formfaktor F^2 berücksichtigen (mit R als Quarkradius) :

$$F^2(Q^2, R) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{EXP}}{\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{SM}} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{MOD}}{\left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{REF}} \quad (3.15)$$

Für den punktförmigen Grenzfall strebt der Formfaktor gegen eins, den Wert des Standard-Modells, eine signifikante Abweichung vom Wert $F(Q^2, R) = 1$, kann man als Substruktur des Quarks interpretieren. Um eventuelle Normierungsprobleme auszuschalten, kann dem Formfaktor eine zusätzliche Normierungskonstante beigefügt werden. In dieser Arbeit wird somit die folgende Parametrisierung des Formfaktors verwendet:

$$F^2(Q^2, R) = \left(1 - \frac{1}{6} R^2 Q^2\right)^2 / f_n \quad (3.16)$$

Durch einen gebintten Maximum-Likelihood-Fit wird eine Anpassung des Quarkradius derart vorgenommen, daß die Beschreibung der Daten durch das Produkt aus Formfaktor und Standardmodellvorhersage bestmöglich wird. Die Anpassung wird mit einem Programm durchgeführt, das in [Ger00] entwickelt wurde, hier findet man auch eine neben einer ausführlichen Interpretation des Formfaktors auch eine ausgiebige Diskussion des verwendeten Likelihood-Verfahrens.

Kapitel 4

H1PFMC - Eine parametrisierte Simulation der tiefinelastischen ep -Streuung mit neutralem Strom

4.1 Die Simulation von ep -Ereignissen im H1 Experiment

In der Hochenergiephysik spielen Simulationsrechnungen, die auf der Monte-Carlo-Technik beruhen, eine fundamentale Rolle. Sie ermöglichen eine detaillierte Modellierung der fundamentalen, physikalischen Prozesse und der Detektoreffekte auf Ereignisbasis. Nur mit MC Simulationen ist es möglich, die mit einem so komplizierten Nachweisgerät wie dem H1-Detektor aufgenommenen Meßdaten mit den Vorhersagen von theoretischen Modellen zu vergleichen und so Abweichungen des Modells von den gemessenen Daten zu bestimmen. Eine MC-Simulation besteht typischerweise aus den folgenden 3 Teilschritten :

- Generierung des Streuprozesses
- Simulation der Wechselwirkung der entstehenden Teilchen mit dem Detektormaterial und der Detektorantwort
- Rekonstruktion der Ereignisgrößen.

Durch einen Vergleich von Meßdaten mit der MC-Simulation ist man in der Lage, die Modelle des Streuprozesses zu testen.

4.1.1 Ereignisgeneration

Zur Ereignisgeneration wird in dieser Arbeit das DJANGO-Programmpaket [Spi96] verwendet, das aus einer Kombination von HERACLES [Kwi93] und LEPTO [Ing97] besteht. Der ep -Streuprozess wird zunächst entsprechend der vorhergesagten differentiellen Wirkungsquerschnitte generiert, in die Annahmen über die Parametrisierungen der Partondichteverteilungen im Proton einfließen. Anschließend erfolgt die Simulation der Fragmentation in den hadronischen Endzustand.

4.1.2 Detektorsimulation und Rekonstruktion

Für jedes generierte Ereignis wird mit dem auf GEANT [CER93] beruhenden Programmpaket H1SIM die Antwort des H1-Detektors simuliert. Sowohl die Materialeigenschaften, als auch die Detektorgeometrie sind implementiert. Die Genauigkeit der Detektorbeschreibung und der Simulationsprozesse können durch Optionen ausgewählt werden. Je präziser die Beschreibung, desto größer wird der Rechenzeitbedarf. So beträgt die Rechenzeit für ein *ep*-Ereignis auf einem Personal Computer 17sec für die Standardbeschreibung und 240sec für eine detaillierte Detektorbeschreibung und Teilchenverfolgung. Nach der Verfolgung aller Teilchen durch den Detektor wird die Detektorantwort der einzelnen Komponenten bis zur Digitalisierung der elektronischen Signale simuliert.

Während des Rekonstruktionsprozesses mit dem Programmpaket H1REC werden die aufgezeichneten elektronischen Signale der einzelnen Detektorkomponenten in allgemeine physikalische Größen der Teilchen und Teilchengruppen (Energie, Impuls, Spurparameter, Teilchenart, ...) umgewandelt. Dies geschieht für simulierte Ereignisse in gleicher Weise wie für Daten.

An die Detektorsimulation und Rekonstruktion schließt sich eine physikalische Analyse der Daten und der simulierten Ereignisse an, die z.B. prozeß-spezifische Untersuchungen der Ereignisklassen erlaubt.

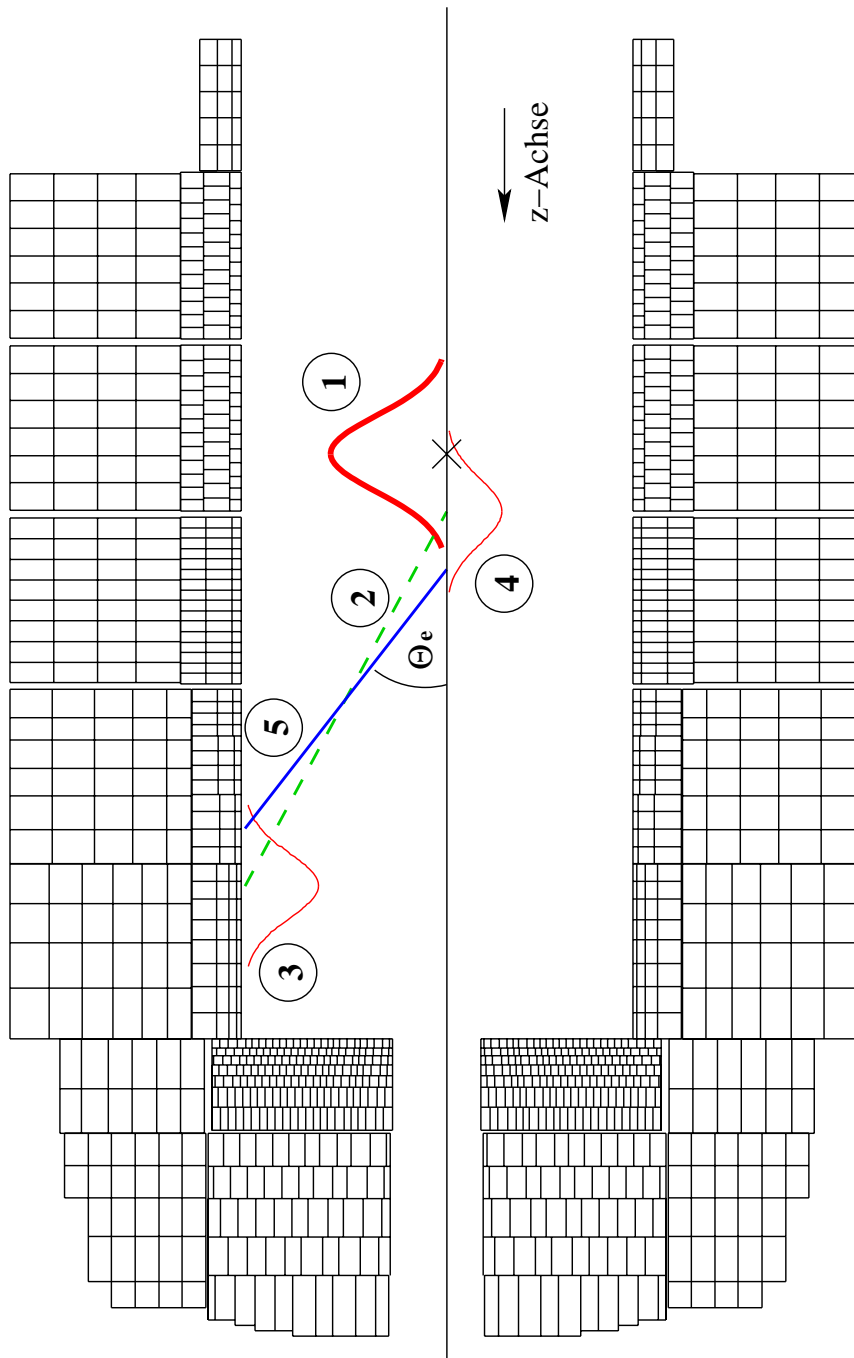
4.2 Motivation für eine parametrisierte Simulation

Um ausgehend von den im Detektor registrierten elektronischen Signalen korrekt auf die Ereigniskinematik schließen zu können, müssen die hochkomplexen Detektoren im Detail verstanden sein. Eine ungenaue Kenntnis einzelner Detektoreffekte führt zu systematischen Unsicherheiten in den Analysen der Streuprozesse. Eine parametrisierbare Detektorsimulation ermöglicht die quantitative Untersuchung der Abhängigkeit der Meßergebnisse einzelner Detektoreffekte.

Da die Simulation mit H1SIM sehr detailgetreu, sehr komplex aufgebaut und nicht einfach zu modifizieren ist, andererseits die genaue Beschreibung auf Ereignisbasis nicht immer notwendig ist, sollen Methoden entwickelt werden, die eine vereinfachte Beschreibung der Detektorantwort erlauben und den Detektorsimulationsprozeß beschleunigen. Anstatt jedes Ereignis in allen Details zu simulieren, wird aus gemessenen und simulierten Ereignissen der Gesamteffekt der Detektorsimulation auf eine Meßgröße extrahiert. In der Regel kann dieser durch eine gaußförmige Verteilung mit Verschiebung des Mittelwerts modelliert werden. Durch ortsabhängige Änderung der Parameter der Verteilung kann man die Meßgenauigkeit einzelner Detektorkomponenten variieren. Die Meßgröße vor der Detektorantwort wird dann für jedes generierte Ereignis mit der Verteilungsfunktion gefaltet. Da in dieser Arbeit hauptsächlich *ep*-Ereignisse des neutralen Stromes bei hohen Impulsüberträgen untersucht werden sollen und deren Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Elektronmethode erfolgt (siehe Kapitel 3.2.1), kommen als zu verschmierende Meßgrößen lediglich der Ereignisvertex sowie der Winkel und die Energie des gestreuten Elektrons in Betracht.

Ausgehend von generierten Ereignissen der tiefinelastischen *ep*-Streuung mit Neutralen Strömen bei hohen Impulsüberträgen wird ein Simulationsprogramm (genannt

Prinzip der Elektronstreuwinkelbestimmung im H1PFMC



1	Simulation der z -Vertex Verteilung
2	Extrapolation der Elektron Spur auf die Kalorimeteroberfläche
3	Anwendung der Abbildungsfunktion auf den Auftreffort des gestreuten Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche
4	Simulation der z -Vertex Auflösung
5	Geometrische Bestimmung des Elektronstreuwinkels θ_e

Abbildung 4.1: Prinzip der H1PFMC Simulation des Elektronstreuwinkels. Die einzelnen Schritte sind in chronologischer Folge durchnummeriert.

H1-Parametrized-Fast-MC, kurz H1PFMC) mit folgenden Anforderungen entwickelt:

- Erhebliche Verkürzung der Laufzeit der Detektorsimulation.
- Durchführung der Rekonstruktion für Variablen, die zur Rekonstruktion von ep -Streuereignissen mit neutralem Strom bei hohen Q^2 benötigt werden.
- Reproduktion einer den gemessenen Daten entnommenen Verteilung der z -Komponente des ep -Kollisionspunktes (z -Vertex).
- Simulation des Streuwinkels des gestreuten Elektrons.
 - Parametrisierte Verteilung der z -Vertex Auflösung.
 - Parametrisierte Verteilung der z -Komponente des Auftreffortes auf der Kalorimeteroberfläche.
- Simulation der Energie des gestreuten Elektrons in den verschiedenen Teilen des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

4.3 Simulation des Elektronstreuwinkels

Zur Bestimmung des Elektronstreuwinkels müssen der Wechselwirkungspunkt des einzelnen Ereignisses und die Spur oder ein Punkt – typischerweise der energiegewichtete Schauerschwerpunkt im Flüssig-Argon-Kalorimeter – des gestreuten Elektrons gemessen werden. Von den Spuren müssen die r - z Projektionen möglichst genau bekannt sein. Dazu besitzt das zentrale Driftkammersystem des H1-Experimentes zwei vierlagige z -Kammern (die innere z -Kammer (CIZ) und die äußere z -Kammer (COZ), siehe Kapitel 2.2.2), deren Spursegmente mit denen der zentralen Jetkammer zusammengesetzt werden. Da die Spurauflösung der z -Kammer in der r - z Projektion erheblich besser ist als die der Jet-Kammer, beeinflußt eine Ineffizienz der z -Kammern die Auflösung der Spurmessungen. Der Streuwinkel wird häufig alleine aus der Vertexinformation und dem Schauerschwerpunkt im Flüssig-Argon-Kalorimeter bestimmt, da diese Größen systematisch besser verstanden sind als das Driftkammersystem.

Das Prinzip der Elektronstreuwinkelbestimmung in den H1PFMC-Simulationen ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt:

Zunächst wird die z -Komponente des Wechselwirkungspunktes um den nominalen Wert (\times) gemäß einer Verteilungsfunktion generiert (1). Basierend auf dem generierten Impuls des gestreuten Elektrons wird dann der Auftreffort des Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche berechnet (2). Dieser Auftreffpunkt wird entsprechend einer Abbildungsfunktion verteilt (3). Anschließend wird der Fehler in der Bestimmung des Wechselwirkungspunktes als erneute Umverteilung der Vertex Auflösung modelliert (4). Der Streuwinkel kann dann aus der simulierten Information über Auftreffort und Vertex berechnet werden (5).

Im folgenden wird genauer auf die einzelnen Punkte eingegangen.

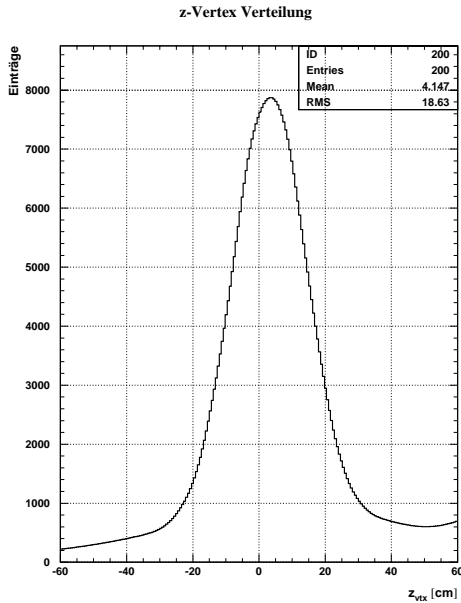


Abbildung 4.2: z -Vertex Verteilung aus einem Datensatz für hohe Q^2 .

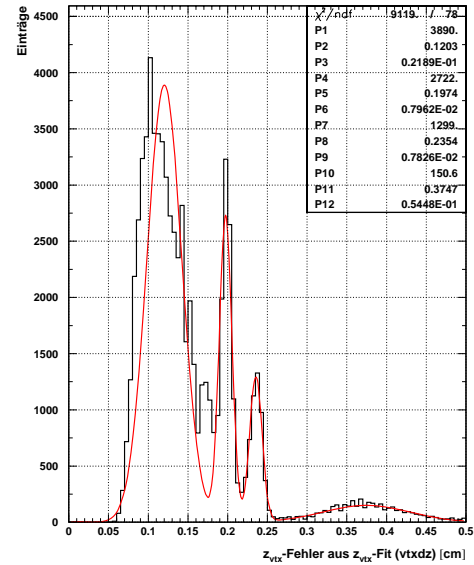


Abbildung 4.3: Fehler in der Bestimmung des z -Vertex in einer H1SIM-Simulation.

4.3.1 z -Vertex Verteilung und Auflösung

Die z -Komponente des ep -Kollisionspunktes (z -Vertex) ist nur mit einer Genauigkeit von ungefähr 14 cm durch den HERA-Speicherring festgelegt. Daher muß der Wechselwirkungspunkt mit Hilfe des H1-Spurkammersystems für jedes Ereignis bestimmt werden. Die Verschiebung des z -Vertex ändert auch die Akzeptanz des Detektors. Eine genaue Simulation der z -Vertex Verteilung und der z -Vertex Auflösung ist also erforderlich.

Abbildung 4.2 zeigt die gemessene z -Vertex Verteilung für Ereignisse der tiefinelastischen ep -Streuung bei hohen Q^2 . Sie wird aus Meßdaten extrahiert und ist in Histogrammform Ausgangspunkt der Vertexmodellierung. So wird eine präzise Übereinstimmung der Vertexverteilung der Daten und der parametrisierten Simulation gewährleistet (Punkt 1 in Abb. 4.1).

Die räumliche Auflösung, mit der der z -Vertex rekonstruiert werden kann, hängt hauptsächlich von der Zahl der Spuren des Elektrons und der Jets ab, die durch die z -Kammern (CIZ/COZ) und Jetkammern (CJC1/CJC2) hindurchlaufen. Die Verteilung des z -Vertex-Fehlers¹ für vollständig simulierte tiefinelastische Streuprozesse (Abbildung 4.3) hat vier Maxima zwischen 0.1 cm und 0.4 cm. Diese lassen sich wie folgt interpretieren: Geht eine Spur durch alle Kammern CJC/CIZ/COZ, ist die Auflösung am genauesten (linkes Maximum), liegt nur CJC- und CIZ- oder COZ-Information vor, so wird die Auflösung schlechter (je eines der mittleren Maxima). Ohne den Beitrag der z -Kammer Spursegmente wird die z -Vertex Bestimmung sehr ungenau (breites

¹Der z -Vertexfehler ergibt sich aus einer Vertexanpassung der Spuren.

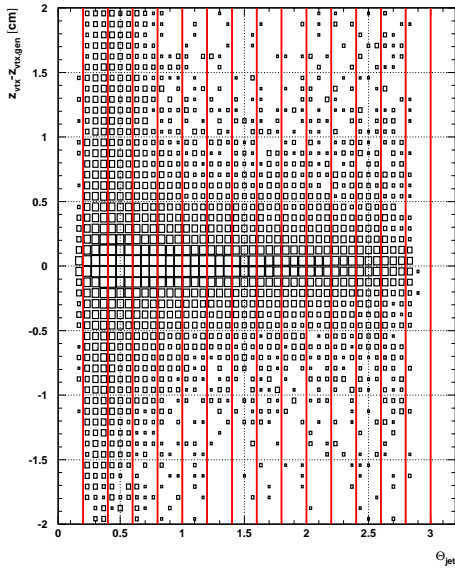


Abbildung 4.4: Δz -Vertex in Intervallen von θ_{jet} .

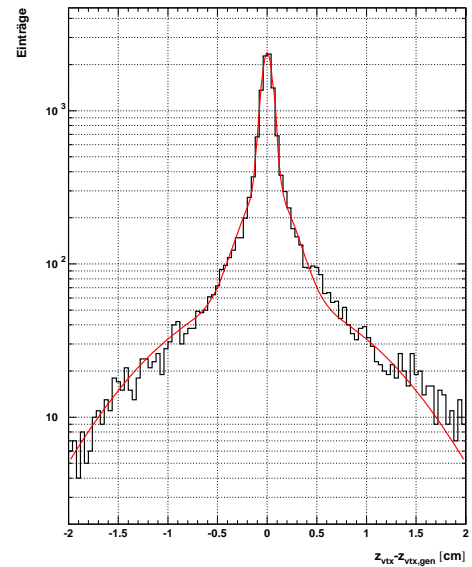


Abbildung 4.5: Anpassung der z -Vertex Verteilung für den θ_{jet} Winkelbereich $0.2-0.4$ Rad ($11.5^\circ - 22.9^\circ$) als Summe dreier unterschiedlich breiter Gaußkurven.

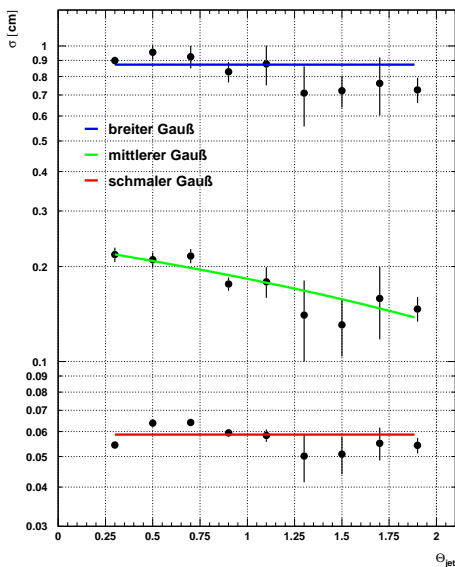


Abbildung 4.6: Anpassung an die Halbwertsbreiten der drei Gaußkurven (schmal, mittel, breit) in Abhängigkeit vom Jetwinkel.

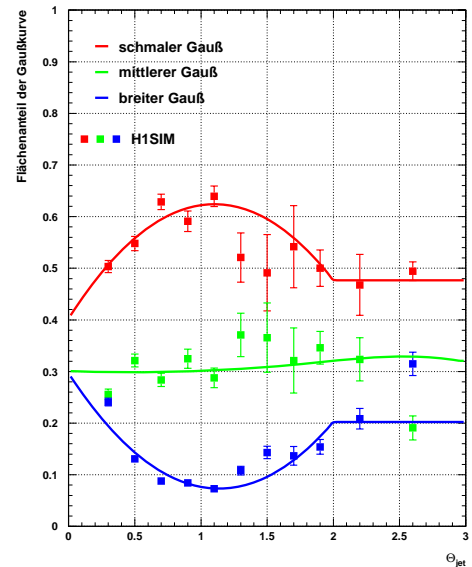


Abbildung 4.7: Relative Anteile für die drei z -Vertex Auflösungen (schmal, mittel, breit) in Abhängigkeit vom Jetwinkel.

Maximum rechts).

Die Beschreibung der z -Vertex-Auflösung² in der parametrisierten Simulation (Punkt 4 in Abb. 4.1) trägt dem Rechnung: Die Auflösung kann durch die Überlagerung dreier (die beiden mittleren Maxima werden nicht unterschieden) unterschiedlich breiter Gaußkurven hinreichend gut modelliert werden (Abb. 4.5 und Abb. 4.6). Die Flächenanteile dieser drei Kurven — die Gesamtfläche wird auf 1.0 normiert — variieren vorrangig mit dem Jetwinkel des gestreuten Quarks (dessen Jet erzeugt die meisten Spuren). Bei kleinen und großen Winkeln ist die Zahl der Spuren, und insbesondere die Länge der Spuren, welche durch CJC/CIZ/COZ gehen, kleiner als z.B. für Winkel im Zentralbereich. In Abbildung 4.7 ist gezeigt, wie sich die Flächenanteile der Gaußkurven mit dem Jetwinkel, der aus kinematischen Größen berechnet wurde, ändern. Die Anpassung erfolgt an simulierte Ereignisse.

4.3.2 Simulation des Auftreffortes des gestreuten Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche

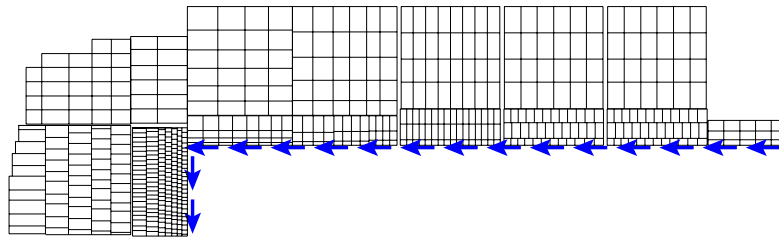


Abbildung 4.8: Systematische Verschiebung des Auftreffortes des Elektrons entlang der Kalorimeteroberfläche, hier in positive z -Richtung.

Der Winkel des gestreuten Elektrons kann entweder mit der Spurmessung des Driftkammersystems oder mit Hilfe der Schwerpunktmethode über den Vertex und den elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters gemessen werden. Die Ortsauflösung der z -Koordinate des Flüssig-Argon-Kalorimeters beträgt ungefähr 6mm . Beide Methoden besitzen unterschiedliche systematische Fehler und damit verschiedene Auswirkungen auf die Messung des Wirkungsquerschnitts. Um Auswirkungen beider Methoden studieren zu können, wird zunächst aus dem generierten Impuls des gestreuten Elektrons und dem Magnetfeld der Auftreffpunkt des Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche berechnet (Punkt 2 in Abb. 4.1). Um die Verteilung zu simulieren, wird als erster Ansatz für eine Abbildungsfunktion eine Gaußverteilung mit einer Breite von $\sigma=6\text{mm}$ verwendet, die den Eintrittspunkt des gestreuten Elektrons in der z/r -Koordinate verteilt (Punkt 3 in Abb. 4.1).

Eine systematische Verschiebung des Elektrons in z/r auf der Kalorimeteroberfläche ist in Abbildung 4.8 dargestellt, es wird der Mittelwert der Gaußverteilung verschoben. Der Elektronstreuwinkel θ_e ergibt sich jetzt geometrisch aus dem Auftreffpunkt und der z -Komponente des Vertex (Punkt 5 in Abb. 4.1).

²Die Auflösung wird bestimmt durch Vergleich der wahren und rekonstruierten Größen für vollständig simulierte Ereignisse.

4.4 Simulation der Energie des gestreuten Elektrons

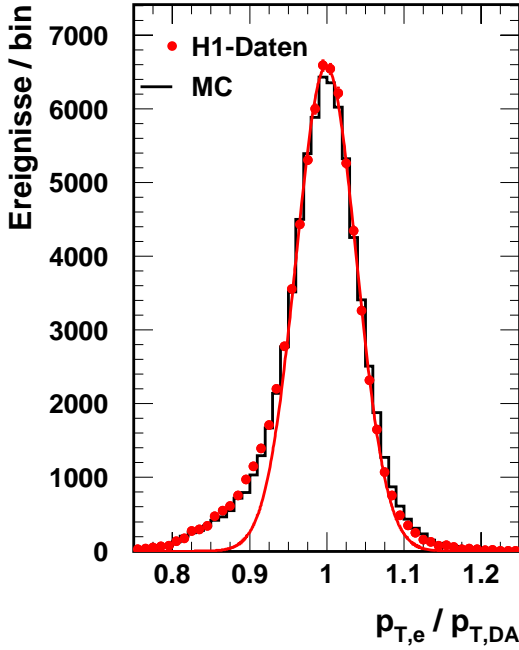


Abbildung 4.9: Verhältnis von $p_{t,e}$ zu $p_{t,da}$, mit Gauß-Anpassung an den Scheitel der Daten.

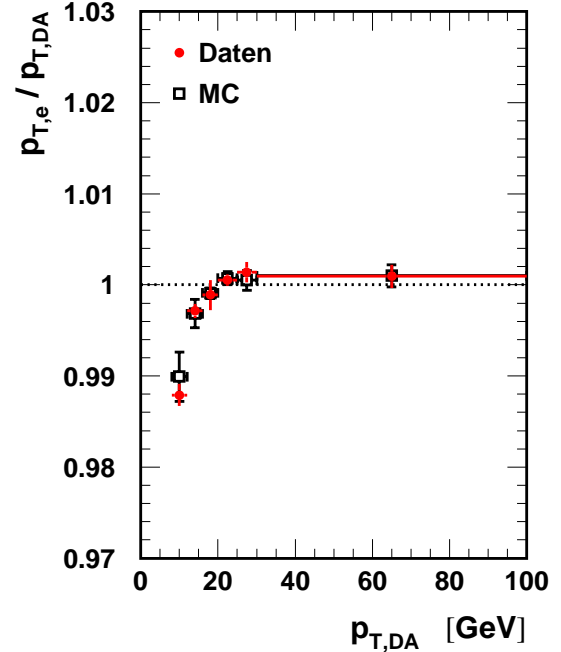


Abbildung 4.10: Verhältnis von $p_{t,e}$ zu $p_{t,da}$ gegen $p_{t,da}$, gezeigt sind die Ergebnisse der Gauß-Anpassungen aus Abb. 4.9.

Die Energie des gestreuten Elektrons wird bei ep -Streuung mit neutralen Strömen und großen Impulsüberträgen ausschließlich mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen. Zur parametrisierten Simulation der Energie des gestreuten Elektrons muß die vom Generator beim Streuprozess erzeugte Elektronenergie durch eine Abbildungsfunktion in die mit dem Kalorimeter gemessene Energie transformiert werden. Weil nur das Spektrum der gestreuten Elektronen experimentell zur Verfügung steht, läßt sich aus den Daten die Abbildungsfunktion nicht ermitteln. Wie in Kapitel 2 diskutiert, erfolgt die Energieeichung im elektromagnetischen Kalorimeter durch den Vergleich der gemessenen Elektronenergie E_e mit der durch die Doppelwinkelmethode bestimmten Energie E_{da} . Die Verteilungen des Elektron-Transversalimpulses p_T zeigen, daß das gemessene Verhältnis E_e/E_{da} (vgl. Abbildung 4.9) sowie deren Energieabhängigkeit (vgl. Abbildung 4.10) und auch die Zahl der Einträge außerhalb von 3σ um den Mittelwert sehr gut durch die Simulation beschrieben werden. Daher kann die Abbildungsfunktion aus simulierten ep -Streueignissen gewonnen werden.

Die relative Energieauflösung ist umgekehrt proportional zur Wurzel der Energie (siehe Abschnitt 2.2.1), daher ist $(E_{rek} - E_{gen})/\sqrt{E_{gen}}$ für simulierte Ereignisse näherungsweise energieunabhängig und kann daher direkt nach Anwendung eines Glättungs-

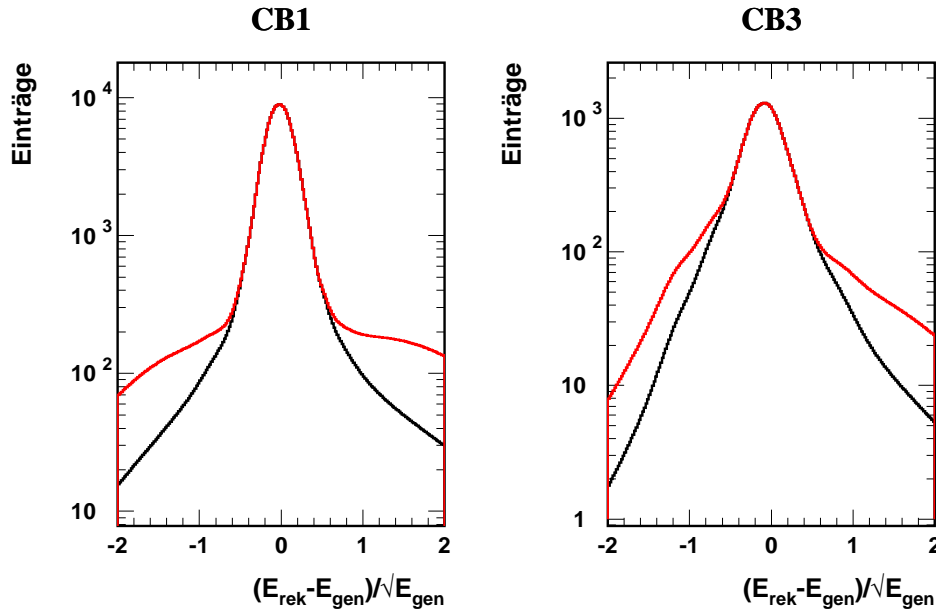


Abbildung 4.11: In schwarz die Ursprüngliche, darüber in rot die in den Randbereichen mit dem Faktor 5 gewichtete Energie–Auflösungsfunktion, für die Kalorimeterräder CB1 und CB3. Man beachte die Wurzel im Nenner.

verfahrens³ als Abbildungsfunktion verwendet werden. Eine Bestimmung der Abbildungsfunktionen für jedes Rad des Kalorimeters erhöht die Genauigkeit der Beschreibung und die Flexibilität der parametrisierten Simulation. Da die Statistik der zur Verfügung stehenden Datensätze für die Räder FB2 und IF nicht ausreicht, wird hier die Auflösung des FB1 verwendet.

Die Eingabe der Abbildungsfunktion in das parametrisierte Simulationsprogramm H1PFMC erfolgt wie bei der z -Vertex-Verteilung in Form von Histogrammen. Dadurch können Modifikationen im Randbereich der Verteilungen vorgenommen werden (wie z.B. in Abbildung 4.11), deren Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt von besonderem Interesse ist (vergleiche Abschnitt 5.2).

4.5 Rekonstruktion von Q^2, x, y

Aus den Größen der parametrisierten Simulation – Energie des gestreuten Elektrons, Eintrittsort des gestreuten Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche und z -Vertex – werden mit der Elektronmethode (aus Abschnitt 3.2.1) die lorentzinvarianten kinematischen Größen Q^2, x, y berechnet.

³Funktion SMOOTH im Programm PAW

4.6 Zusammenfassung

Die für die Betrachtung der tiefinelastischen ep -Streuung wichtigsten Größen Q^2, x, y werden im H1PFMC durch die Elektronmethode rekonstruiert. Hierzu benötigt man lediglich die Energie E_e und den Winkel θ_e des gestreuten Elektrons. θ_e erhält man im H1PFMC geometrisch aus dem z -Auftreffpunkt des gestreuten Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche und der z -Komponente des ep -Kollisionspunktes. Die Abbildungsfunktionen können entweder als Parametrisierung oder besser in Form vom Histogrammen vorgegeben werden. Histogrammverteilungen sind vorzuziehen, weil sie direkt aus den Daten oder detaillierten Monte Carlo Simulationen gewonnen werden und keine Information durch die Parametrisierung verloren geht. Gegenüber der vollen Simulation (H1SIM) hat H1PFMC den Vorteil, daß alle vorgegebenen Parametrisierungen der Detektorantwort schnell manipulierbar sind. Die zeit- und rechenintensive vollständige Simulation der Detektorantwort braucht nicht durchgeführt zu werden.

Kapitel 5

Ergebnisse und Interpretation

In diesem Kapitel wird die Auswirkung systematischer Detektoreffekte auf kinematische Größen und Wirkungsquerschnitte untersucht. In einer analytischen Studie wird zunächst gezeigt, wie sich durch systematische Manipulation der generierten Elektronen die Ereigniskinematik ändert. Danach werden mit einer H1PFMC-Simulation die Ereignismigrationen in der kinematischen Ebene studiert, insbesondere an den Selektionsgrenzen, sowie der Einfluß von verschiedenen systematischen Detektoreffekten auf die einfach- und doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte studiert. Nach der Präsentation einer Quarkradienanpassung schließt das Kapitel mit einem Vergleich der H1PFMC-Simulation mit aufgezeichneten Daten des H1-Experiments.

5.1 Migrationen in der kinematischen Ebene durch Änderung der Meßgrößen

Unter Migrationen versteht man die durch systematische Detektoreffekte hervorgerufene Wanderung von Ereignissen in der kinematischen Ebene, sie lassen sich anschaulich als Vektorfeld darstellen. Das H1PFMC ermöglicht die systematische Veränderung¹ von Meßgrößen, die in die Rekonstruktion mit der Elektronmethode eingehen. Um sich ein Bild der dadurch induzierten Änderungen in der kinematischen Ebene zu machen, folgt in diesem Abschnitt eine analytisch-graphische Simulation der Auswirkung einer Verschiebung der Meßgrößen mit einem vom H1PFMC unabhängigen Programm. Danach werden Migrationen im Fall einer H1PFMC-Simulation diskutiert.

5.1.1 Migrationen durch systematische Verschiebungen

Um die Auswirkungen der Manipulation einzelner Meßgrößen auf die kinematischen Variablen in geeigneter Form graphisch darstellen zu können, wurde ein weiteres, vom H1PFMC unabhängiges, Programm entwickelt. Es nimmt die Veränderung der Energie des gestreuten Elektrons und der z -Komponente des Elektron-Auftreffortes auf die Kalorimeteroberfläche analytisch vor, hierbei wird folgendermaßen vorgegangen (vgl. Abbildung 4.1) :

¹Sowohl der Mittelwert als auch die Form und Breite der Verteilung der Meßgröße können verändert werden.

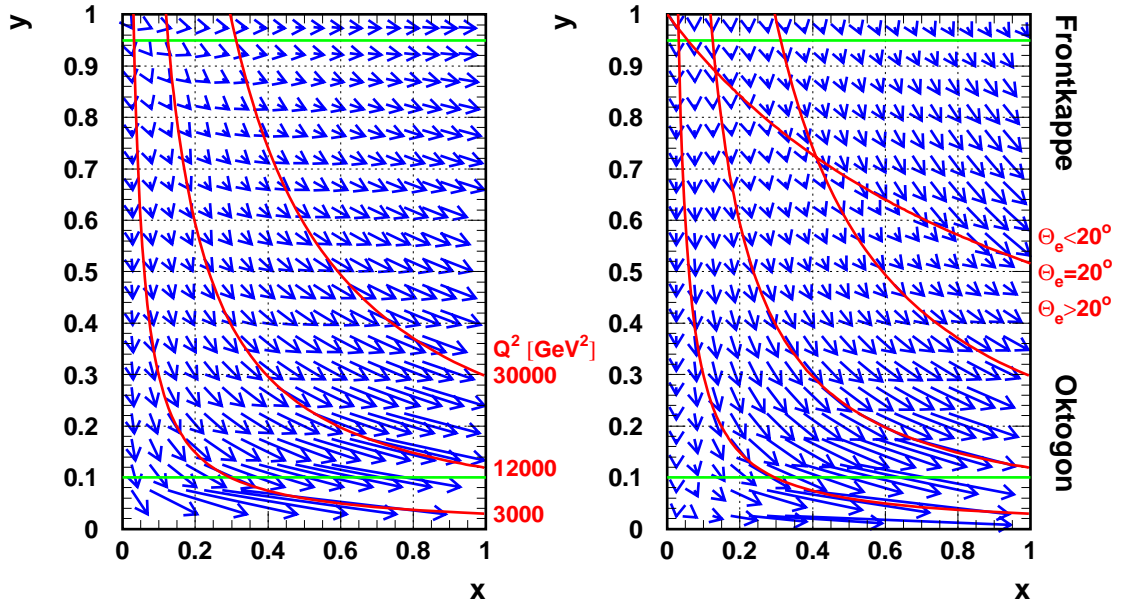


Abbildung 5.1: Migrationen in der x - y Ebene durch systematische Verschiebung : der Elektron Streuenergie um +5% (links), von z -Cluster um -5cm (rechts). Die roten Kurven zeigen im linken Bild die Q^2 -Isolinien, im rechten Bild zusätzlich den Übergang vom Kalorimeteroktagon (unterer Teil) zur Kalorimeterfrontkappe (oberer Teil) bei $\Theta_e = 20^\circ$.

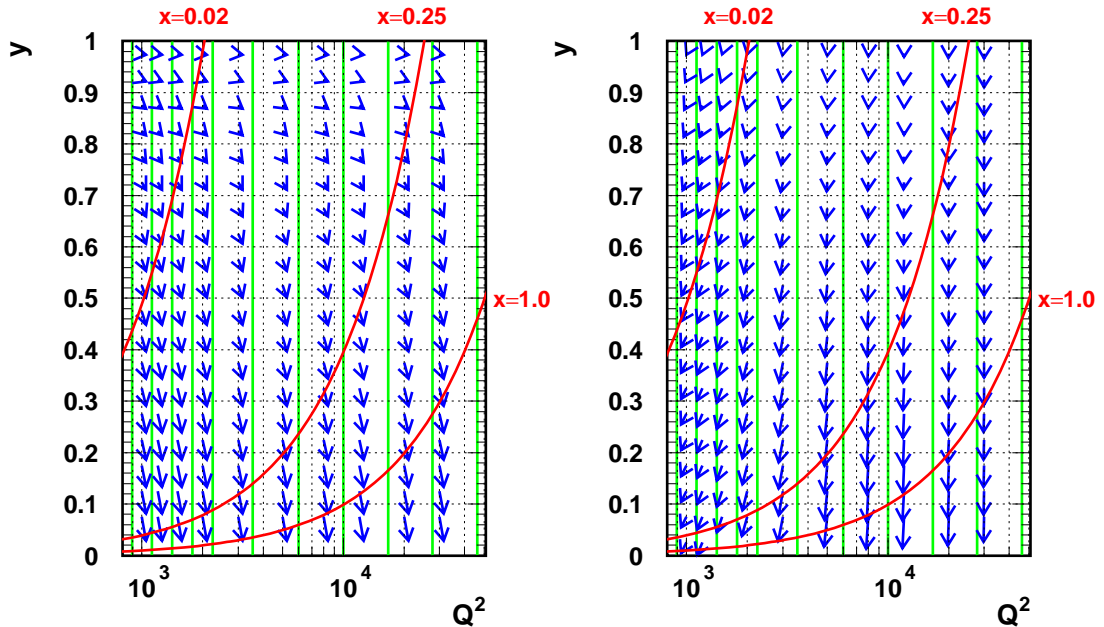


Abbildung 5.2: Migrationen in der Q^2 - y Ebene durch systematische Verschiebung : der Elektron Streuenergie um +5% (links), von z -Cluster um -5cm (rechts). Die roten Kurven zeigen die x -Isolinien.

1. Die kinematische x - y - bzw. Q^2 - y -Ebene wird in Intervalle (Bins) zerlegt.
2. Für das Zentrum jedes Bins wird die dritte kinematische Größe (x, y, Q^2) ausgerechnet.
3. Die kinematischen Größen aus dem jeweiligen Bin-Zentrum werden auf den Elektronstreuwinkel und die -energie umgerechnet.
4. Der Ereignisvertex in dieser analytischen Simulation liegt für alle Ereignisse bei $z = 0$.
5. Aus dem Elektronstreuwinkel berechnet sich der Auftreffort des Elektrons auf die LAr-Oberfläche.
6. Die Werte der Streuenergie bzw. des Auftreffortes des Elektrons werden systematisch verschoben, der modifizierte Elektronstreuwinkel neu berechnet.
7. Aus der veränderten Energie und dem Streuwinkel werden die kinematischen Größen rekonstruiert.
8. Es wird jeweils ein Vektor von den ursprünglichen zu den verschobenen kinematischen Größen gezeichnet.

Als Ergebnis dieser Simulation sind nun in den Abbildungen 5.1 und 5.2 die Migrationen in der kinematischen x - y -Ebene (oben) bzw. Q^2 - y -Ebene (unten) dargestellt. Die Vektorfelder zeigen in den linken Bildern den Einfluß der Anhebung der Streuenergie des Elektrons (im folgenden auch Energie-Verschiebung genannt) in den rechten Bildern die Verschiebung des z -Auftreffortes entlang der Kalorimeteroberfläche (im folgenden auch z -Cluster-Verschiebung genannt), Auflösungseffekte werden hier nicht betrachtet. Die Länge der Vektoren ist ein Maß für die Auswirkungen auf die rekonstruierten Variablen nach einer Verschmierung der Meßgröße. Die Beträge der Verschiebungen von +5% Energie und -5cm z -Cluster auf der LAr-Oberfläche wurden so gewählt, daß Veränderungen in den Ebenen deutlich erkennbar sind.

Die roten Kurven in der x - y -Ebene entsprechen Linien konstanten Q^2 . Die grünen Geraden kennzeichnen die Schnitte in y , die bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts Anwendung finden. In der Q^2 - y -Ebene entsprechen die roten Kurven den Linien mit konstantem x .

Die Anhebung der Elektronenergie (linke Diagramme) bewirkt eine Migration der Ereignisse zu höheren Q^2 . In der x - y -Ebene schneiden die Vektoren die Q^2 -Isolinien von links nach rechts zu höheren Werten für Q^2 . Dies ist auch in der Q^2 - y -Ebene zu erkennen, hier sind sämtliche Vektoren nach rechts orientiert.

Die Veränderung des Elektron-Auftrefforts migriert die Ereignisse hauptsächlich tangential entlang der Q^2 -Linien, bei kleinen Q^2 eher in negative Richtung. In der Q^2 - y -Ebene ist zu sehen, daß die Vektoren fast ausschließlich nach unten deuten. Im rechten oberen Diagramm ist ein Nebeneffekt der z -Cluster-Verschiebung (siehe Abschnitt 4.3.2) zu erkennen : Beim Übergang vom Kalorimeteroktagon zur Kalorimeterfrontkappe (von OF und IF bei $z = 290.7$ cm) bleibt der Betrag der Verschiebungsvektoren auf der Kalorimeteroberfläche konstant, statt in z -Richtung wird hier aber in

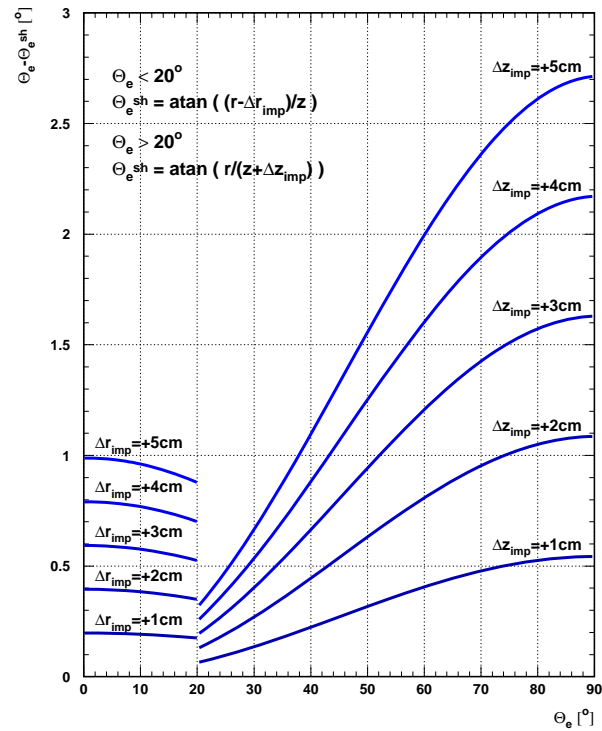


Abbildung 5.3: Streuwinkel-Veränderung durch Verschiebung des Auftreffortes des Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche um +1cm bis +5cm.

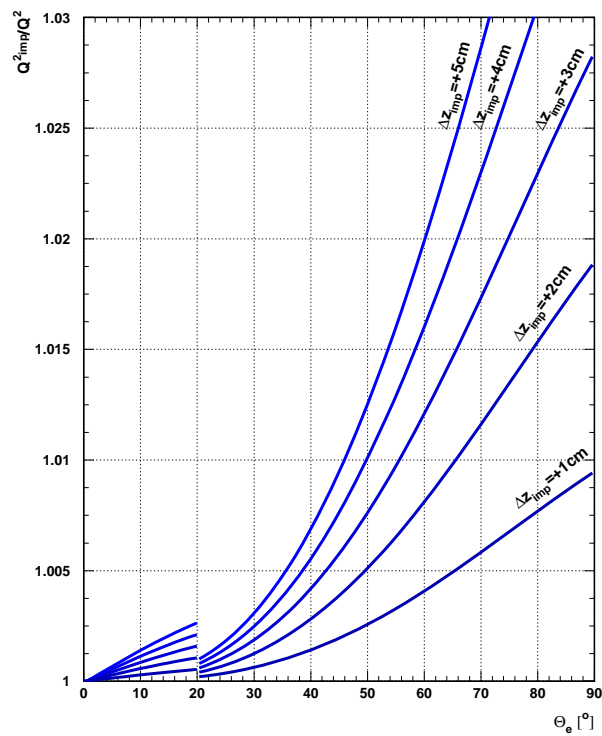


Abbildung 5.4: Verhältnis Q^2_{MOD}/Q^2_{REF} bei Verschiebung des Auftreffortes des Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche um +1cm bis +5cm.

r -Richtung verschoben (vergleiche Abbildung 4.8). Dies führt zu einer betragsmäßig größeren Winkeländerung (Abbildung 5.3), die sich hier in einer stärkeren Migration (längere Vektoren) widerspiegelt.

Man sieht in beiden Feldern der x - y -Ebene, daß die Vektorlänge für kleine y stark anwächst. Dies ist ein Nebeneffekt der Elektronmethode. Aufgrund der Relation $x = Q^2/(s \cdot y)$ ist x im Bereich kleiner y -Werte sehr sensitiv auf Ungenauigkeiten in y . Da y hier im Nenner steht, besitzt x eine hyperbolische Abhängigkeit von y , Variationen bei kleinen y haben einen sehr großen Effekt. Da die Vektoren in der Nähe des Selektionschnitts bei $y=0.1$ auch in ihrer y -Komponente relativ lang sind, wird an diesem Schnitt ein Großteil der Ereignisse aus der Selektion wandern.

5.1.2 Migrationen durch Auflösungseffekte im H1PFMC

Als nächstes betrachten wir das Verhalten von Ereignissen in der Nähe der Selektionsgrenzen. Abbildung 5.5 zeigt die Migrationen in die x - Q^2 Ebene, die in einer H1PFMC-Simulation durch eine systematische Erhöhung der Energie des gestreuten Elektrons um 2% entstehen. Simulationen oben ohne und unten mit Auflösungseffekten sind hier einander gegenübergestellt. Die Migration erfolgt stets vom roten in den blauen Bereich, im Bild links in die Selektion hinein, rechts heraus. Die Selektionsgrenzen sind den Abbildungen als schwarze Geraden unterlegt. Die obere Darstellung deckt sich mit den Erwartungen aus Abbildung 5.1 (links). Man kann erkennen, daß Ereignisse hauptsächlich über den y -Schnitt bei 0.1 und ferner am Q^2 -Schnitt bei 46340 GeV² aus der Selektion hinauswandern, eingewandert wird über den y -Schnitt bei 0.95 und den Q^2 -Schnitt bei 890 GeV².

Für eine vollständige Beschreibung des H1-Detektors müssen allerdings auch die Auflösungseffekte bei Messung der Energie des gestreuten Elektrons, des Auftreffortes auf der Kalorimeteroberfläche und im z -Vertex berücksichtigt werden. Sie sorgen für eine stärkere Durchmischung der Ereignisse in der kinematischen Ebene und führen zu nicht vernachlässigbaren Effekten an allen Selektions- und Bingrenzen. Hierdurch migrieren Ereignisse in Abbildung 5.5 (unten) an allen vier Schnittgrenzen hinein und heraus, die Wanderungsbreite fächert deutlich auf. Auch innerhalb der Selektionsgrenzen steigt die Bin-zu-Bin Migration an, hier sinken die Werte für Stabilität und Reinheit (siehe Abschnitt 3.3.2). An der scharfen Kante bei $Q^2 = 890$ GeV² im linken Bild ist zu erkennen, daß der Mindestwert in der Q^2 -Generation (800 GeV²) zu nahe an der unteren Grenze (891 GeV²) des niedrigsten Q^2 Bins liegt – der Auflösungseffekt wurde unterschätzt, die herausmigrierenden Ereignisse im rechten Bild wandern weit über diese 800 GeV² Grenze hinaus. Insgesamt wandern hier 1.5% der Ereignisse aus der Selektion heraus, 2.5% hinein (von gesamt : 316307) .

Die im rechten Bild von Abbildung 5.5 erkennbaren Streifen in der Verteilung der Ereignisse um $y=0.1$ sind durch die Monte-Carlo-Generation bedingt und kein Druckfehler. Sie haben sehr kleine Gewichte und werden korrekt behandelt. In dieser Darstellung können die Ereignisgewichte jedoch nicht wiedergegeben werden.

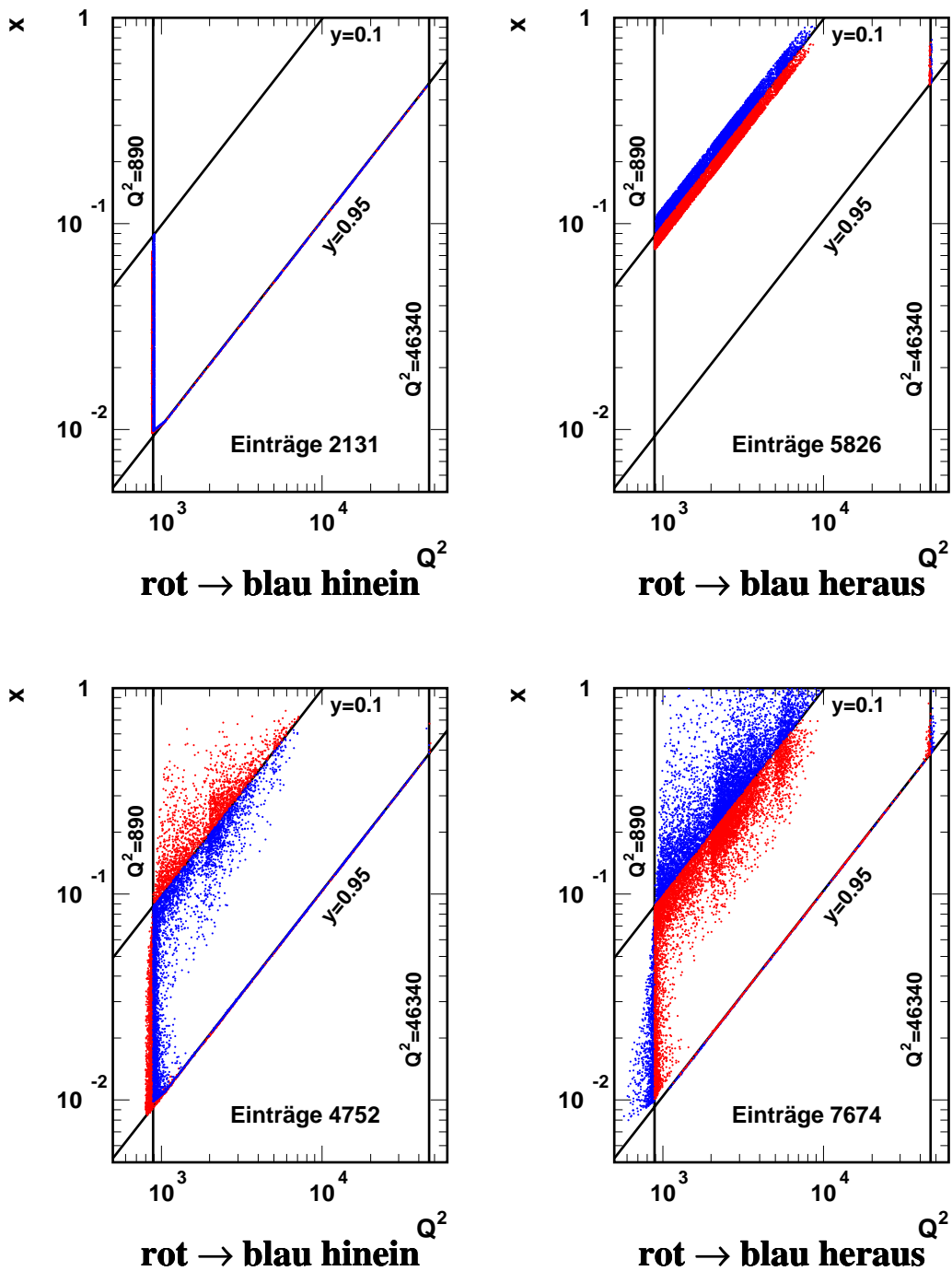


Abbildung 5.5: Migrationen an Schnittgrenzen einer H1PFMC Simulation für +2% Erhöhung der Streuenergie, ohne Auflösungseffekte (oben), mit Auflösungseffekten (unten). Die schwarzen Linien zeigen die Selektionsschnitte, die Ereignisse wandern von rot nach blau. Bei der Simulation mit Auflösungseffekten kommen 4752 Ereignisse in die Selektion hinein, 7674 Ereignisse fallen heraus, insgesamt erfüllen 316307 Ereignisse die Selektion.

5.2 Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$

Im folgenden werden Variationen des Wirkungsquerschnitts durch systematische Effekte untersucht. Daher wird nicht jeweils der absolute Wirkungsquerschnitt gezeigt, sondern nur das Verhältnis einer modifizierten Simulation mit einer Referenzsimulation analysiert, um induzierte Trends besser erkennen zu können. Dieses Verhältnis wird in den Abbildungen als $(d\sigma/dQ^2)_{MOD}/(d\sigma/dQ^2)_{REF}$ bezeichnet. Die Referenzsimulation beschreibt H1-Daten, wie in Abschnitt 5.5 gezeigt wird. In Abschnitt 5.1.2 wurde darauf eingegangen, daß der Mindestwert in der Q^2 -Generation (800 GeV^2) zu nahe an der unteren Grenze (891 GeV^2) des niedrigsten Q^2 Bins liegt. Dieses erste Bin ist daher in nachfolgenden Wirkungsquerschnittsplots mit Vorsicht zu interpretieren, da seine Reinheit künstlich von dieser Generationsgrenze beeinflusst wird.

5.2.1 Skalierung der Energie des gestreuten Elektrons

In Abbildung 5.6 sind für systematische Variationen der Energie die Änderungen im Wirkungsquerschnitt gegen Q^2 aufgetragen. Die gegen $\log(Q^2)$ angepaßten Geraden sollen lediglich das Auge führen, sie haben keine direkte physikalische Motivation. Dennoch beschreiben sie den Verlauf der Verteilungen in erster Näherung recht gut. Alle Geraden schneiden die Achse $(d\sigma/dQ^2)_{MOD}/(d\sigma/dQ^2)_{REF} = 1$ ungefähr bei $Q^2 = 3000 \text{ GeV}^2$, die Steigung der Geraden geht linear mit der prozentualen Verschiebung der Energie. Der Betrag der Steigungen ist linear proportional zur Energieänderung, wie aus Tabelle A.1 ersichtlich.

Dieses Verhalten mit einem gemeinsamen Schnittpunkt der Geradenschar kann nur mit Migrationen in der Nähe der Selektionsgrenzen erklärt werden. Bereits in Abbildung 5.1 ist zu erkennen daß viele Ereignisse über den $y = 0.1$ Schnitt die Selektion verlassen. Bis $Q^2 \approx 3.000 \text{ GeV}^2$ überwiegt deren Anteil gegenüber den Ereignissen, welche zu größeren Werten über die Q^2 -Isolinien laufen.

Vernachlässigt man die Migrationseffekte an den Selektionsgrenzen, so läßt sich das erwartete Verhältnis der Wirkungsquerschnitte analytisch berechnen : Wie aus den Formeln für die Elektronmethode (Abschnitt 3.2.1) ersichtlich, ist Q_e^2 linear proportional zu E_e' , der Energie des gestreuten Elektrons. Skaliert man diese nun um einen festen Faktor c , dann gilt für die rekonstruierten Größen $E_e'^*$, Q_e^{2*} :

$$E_e'^* = c \cdot E_e' \quad \Leftrightarrow \quad Q_e^{2*} = c \cdot Q_e^2 \quad \Leftrightarrow \quad Q_e^2 = \frac{Q_e^{2*}}{c}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_i^* \cdot \Delta Q^2 \quad \propto \quad \int_{Q_1^2/c}^{Q_2^2/c} \frac{1}{Q^4} dQ^2 = c \cdot \left(\frac{1}{Q_1^2} - \frac{1}{Q_2^2} \right) = c \cdot \int_{Q_1^2}^{Q_2^2} \frac{1}{Q^4} dQ^2$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{(d\sigma/dQ^2)_{MOD}}{(d\sigma/dQ^2)_{REF}} \propto c.$$

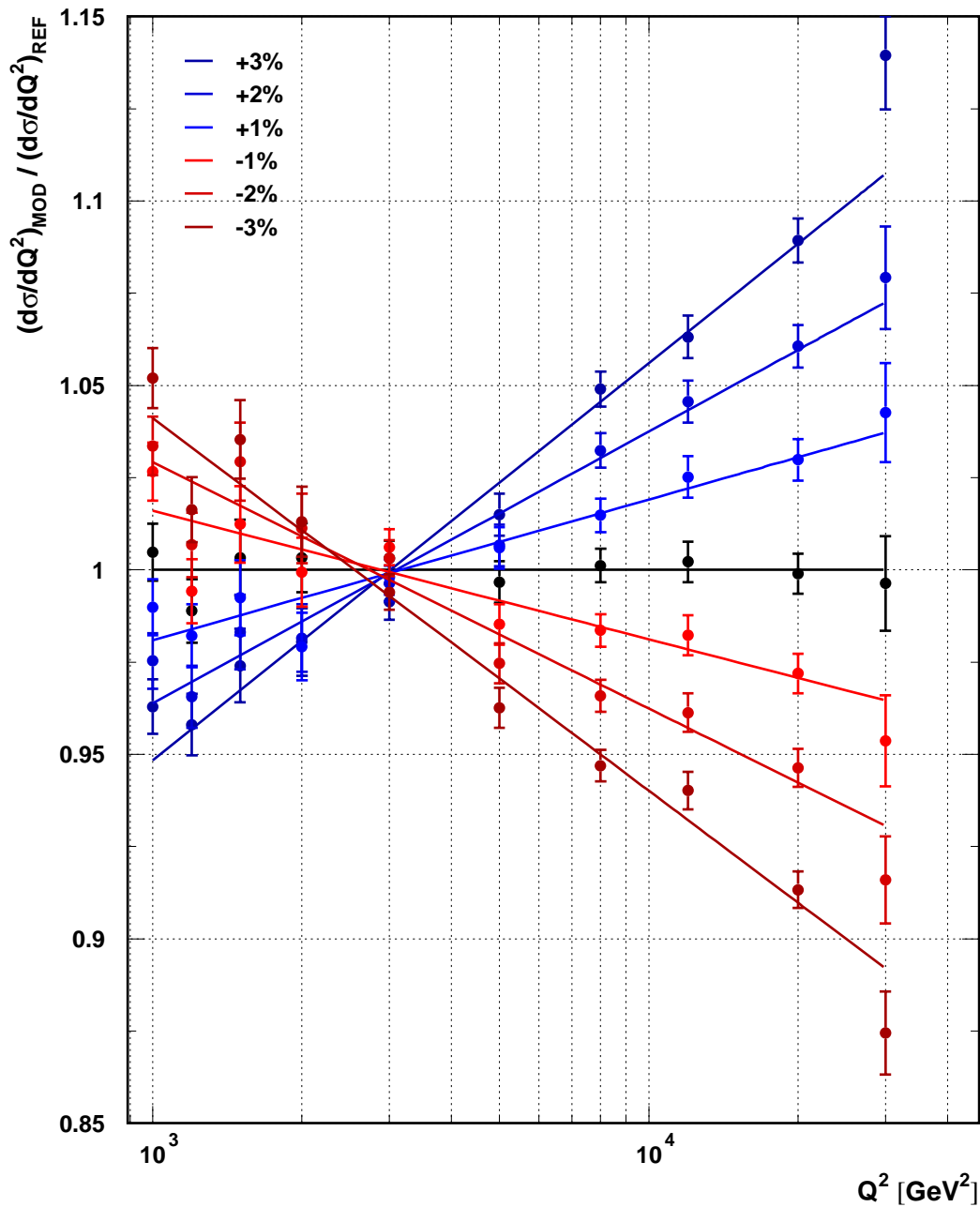


Abbildung 5.6: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Verschiebungen der Energie von -3% bis +3% zur Referenzsimulation. Die Geraden sind unabhängige, lineare Anpassungen an die jeweilige Verteilung.

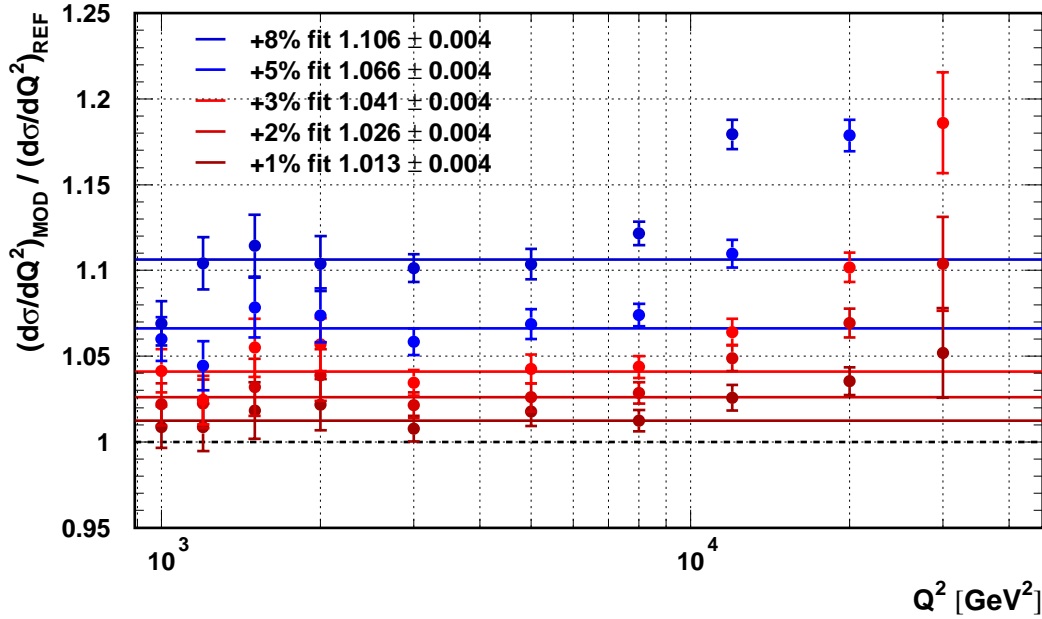


Abbildung 5.7: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Verschiebungen der Energie um +1%,+2%,+3%,+5%,+8% zur Referenzsimulation. Gefordert wurde ein strenger Schnitt auf das generierte y ($0.3 < y_{gen} < 0.7$) um Migrationen in die oder aus der Selektion zu unterbinden. Die Anpassung berücksichtigt jeweils die ersten 7 Bins ($Q^2 \leq 8000 \text{ GeV}^2$). Die Konstanten skalieren linear mit der prozentualen Energieverschiebung (etwa 0.013 pro Prozent).

Dieses Skalierungsverhalten ist in Abbildung 5.2 (linkes Diagramm) zu beobachten : Die $\log(Q^2)$ -Komponente jedes Vektors ist vom Betrag her identisch, da die Multiplikation mit c hier einem konstanten additiven Term entspricht.

Hingegen wird das Verhalten in Abbildung 5.6 nicht beobachtet. Eine solche konstante Verschiebung sieht man dann (Abbildung 5.7), wenn ein strenger Schnitt ($0.3 < y_{gen} < 0.7$) auf das generierte y gefordert wird. Die Ereignismenge ist dann weit entfernt von den Selektionsgrenzen, so daß Immigrationen bzw. Emigrationen in der Datenselektion unterdrückt werden. Die Abweichungen bei hohen $Q^2 > 10.000 \text{ GeV}^2$ sind zum einen auf die Nähe zum Z^0 -Peak zurückzuführen, hier gilt keine reine $1/Q^4$ Abhängigkeit des Propagators mehr. Auch ist eine Emigration aus dem Datensatz selbst ohne den scharfen y -Schnitt nicht möglich, die Vektoren laufen bei großem x quasi tangential zu den Q^2 -Isolinien und verfehlen den y -Schnitt. Das weitere Ansteigen der Verteilung für Ereignisse mit hohem Q^2 läßt sich mit diesem Trick der y -Einschränkung nicht unterdrücken. Die Lage der Bins bis $Q^2 < 10.000 \text{ GeV}^2$ ist jedoch durch das Verhalten an der Selektionsgrenze bestimmt.

Es soll noch das Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts, simuliert ohne Auflösungseffekte, zu einer Referenzsimulation untersucht werden (Abbil-

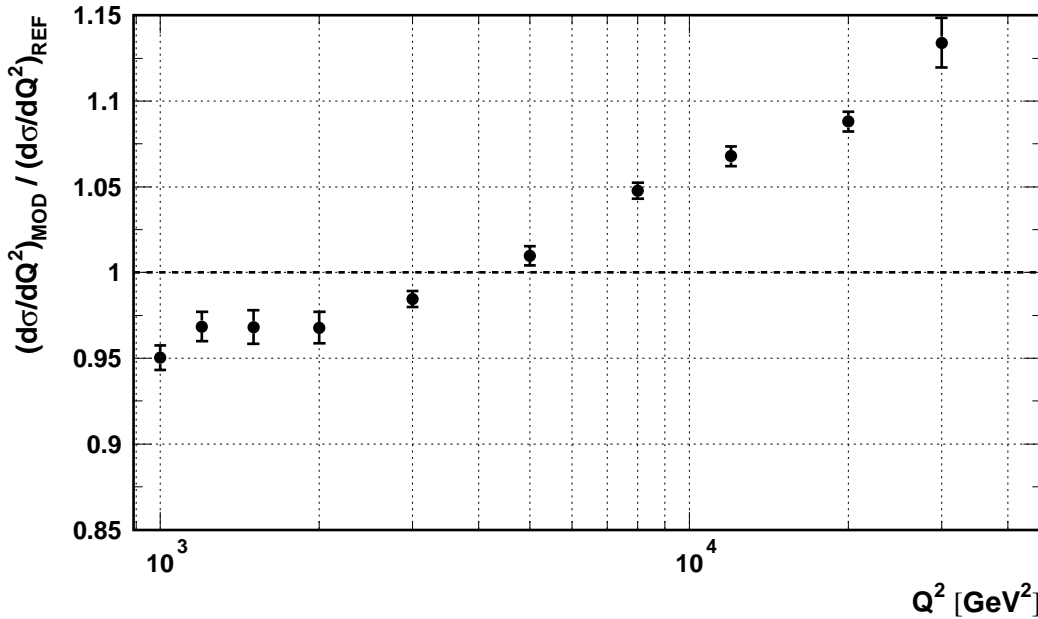


Abbildung 5.8: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Verschiebungen der Energie um +3% zur Referenzsimulation, ohne Auflösungseffekte, die z -Vertex Verteilung ist eine Delta-Distribution.

Abbildung 5.8). Das Verhältnis steigt ebenso wie das Verhältnis für den Fall mit Auflösungseffekten linear über das gesamte Q^2 -Spektrum an, wegen der Emigrationen bei $y=0.1$ fällt diese Verteilung aber unter das Verhältnis 1 ab. Dies bestätigt die Annahme, dass Auflösungseffekte keinen signifikanten Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt besitzen.

5.2.2 Modifikation des Elektronstreuwinkels

Als Modifikation des Elektronstreuwinkels untersuchen wir Effekte im polaren Streuwinkel (also der θ -Richtung). Änderungen in ϕ sind wegen der Detektorsymmetrie in ϕ irrelevant. Streuwinkeländerungen können entweder von Fehlern im z -Vertex oder z -Cluster herrühren. z -Vertex-Änderungen haben dabei noch einen zusätzlichen Effekt auf die geometrische Akzeptanz, da sich für weiter vorne liegende Ereignisse der Raumwinkel des Detektors vergrößert (das LAr-Kalorimeter ist nach hinten offen).

Verschiebung des Elektron-Auftreffortes auf der Kalorimeteroberfläche

Die Änderungen im Wirkungsquerschnitt für systematische Verschiebungen des Elektron-Auftreffortes auf der Kalorimeteroberfläche sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Auch hier sollen die gegen $\log(Q^2)$ angepaßten Gaußkurven (ihr linker Teil ist gekürzt) lediglich das Auge führen.

Verschieben des Auftreffortes in positive Richtung hat eine Verkleinerung von θ_e zur Folge, insbesondere im Bereich von ca. 90° , wo die Distanz zur LAr-Oberfläche klein und die Verschiebung senkrecht zur Trajektorie ist (siehe Abbildung 5.3). Dieser Bereich entspricht $Q^2 \cong 1000\text{-}3000 \text{ GeV}^2$. Aufgrund des $\cos^2(\frac{\theta_e}{2})$ Terms in Formel 3.6 wird

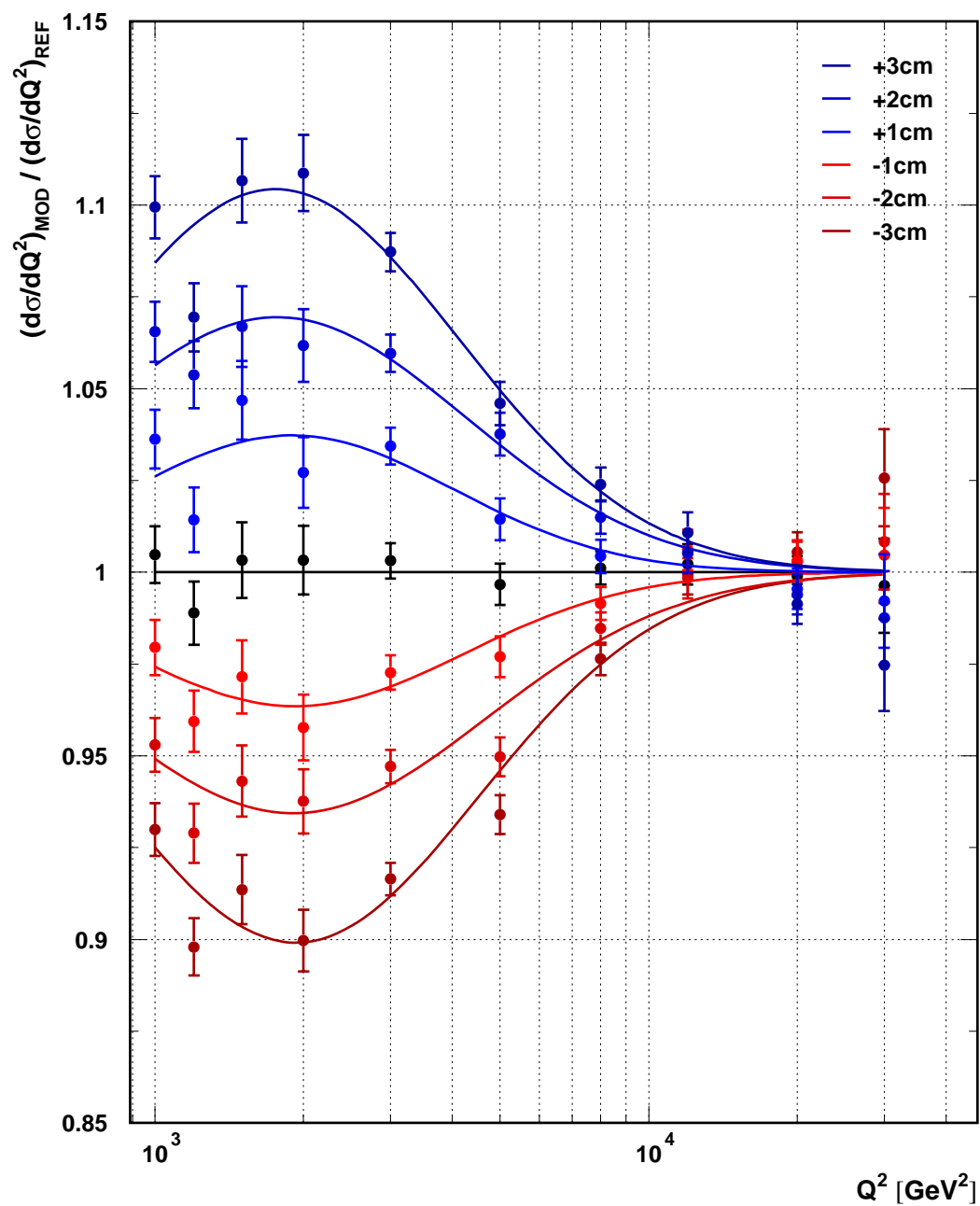


Abbildung 5.9: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für z -Cluster-Verschiebungen von -3cm bis +3cm zur Referenzsimulation.

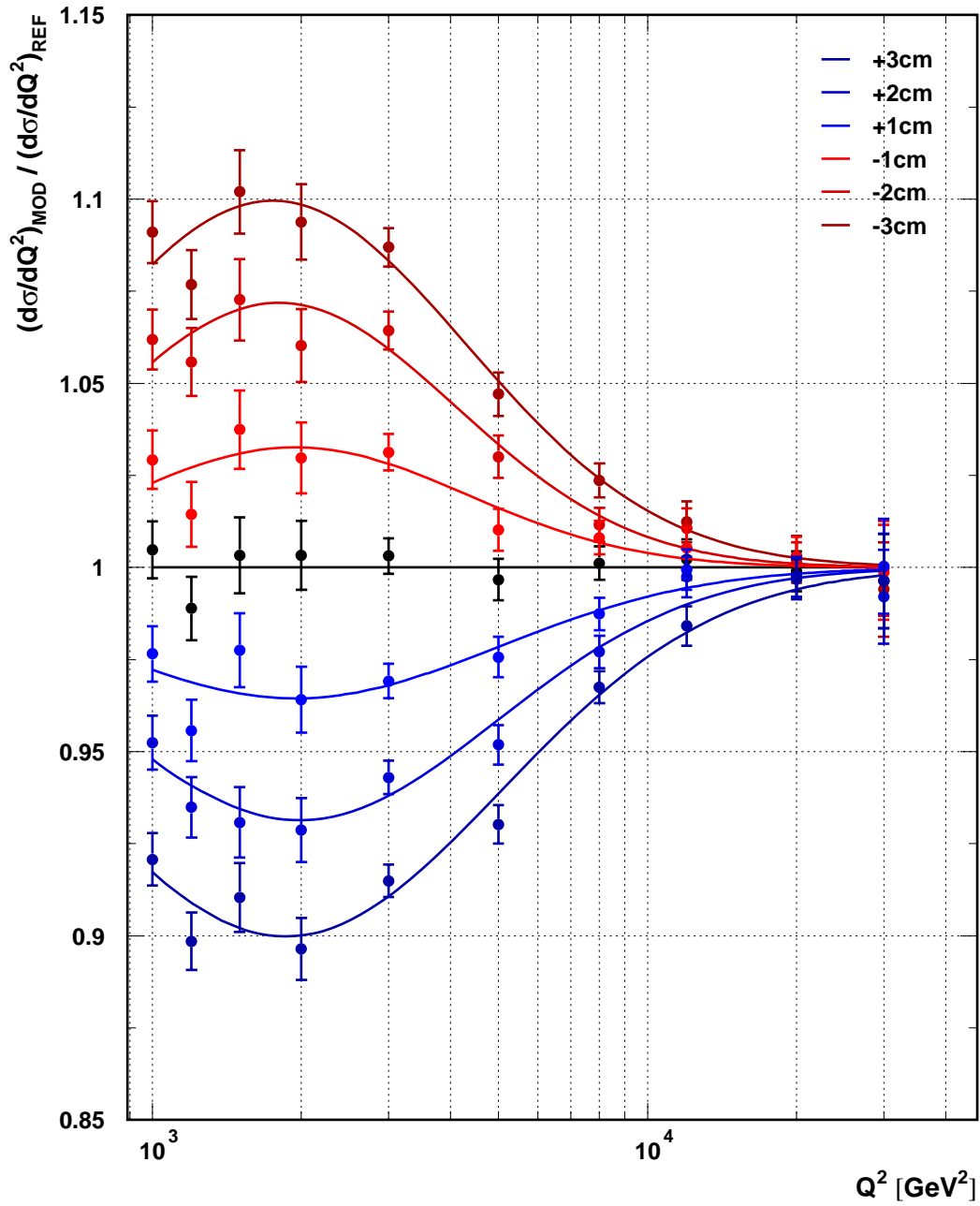


Abbildung 5.10: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für z -Vertex-Verschiebungen von -3cm bis +3cm zur Referenzsimulation.

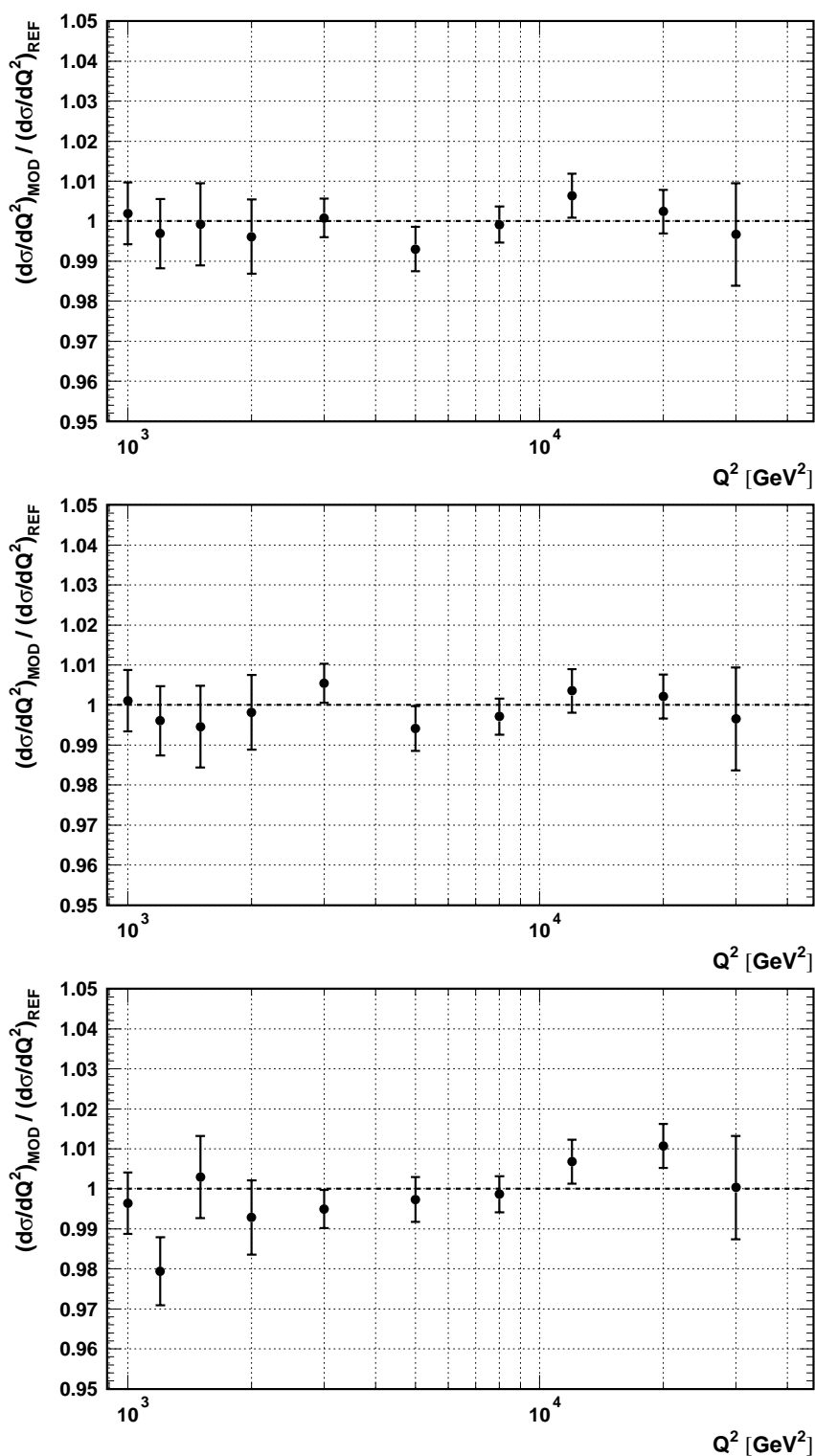


Abbildung 5.11: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für folgende Skalierungen zur Referenz :

(oben) Verbreiterung der z -Cluster Auflösung um Faktor 3

(mitte) Verbreiterung der z -Vertex Auflösung um Faktor 3

(unten) Hochgewichtung um Faktor 3 der Ausläufer in der Energieauflösung

Alle Verteilungen sind in Rahmen der Fehler verträglich mit 1.

Q^2 bei Verkleinerung von θ_e proportional zu θ_e zunehmen (vergleiche Abbildung 5.4). Das Verhältnis $(d\sigma/dQ^2)_{MOD}/(d\sigma/dQ^2)_{REF}$ steigt also. Die Abweichungen für $Q^2 = 1000 \rightarrow 3000 \text{ GeV}^2, 90^\circ$ (in Abbildung 5.4) sind besonders groß und gehen für größte Q^2 , also kleinste Winkel, erwartungsgemäß gegen 1, da hier eine Verschiebung des Auftreffpunktes den Elektronstreuwinkel immer weniger verändert.

Das Verhalten der Kurven läßt sich auch folgendermaßen deuten : In Abbildungen 5.2 ist für Verschieben des Auftreffortes in negative Richtung zu sehen, daß für $Q^2 < 6000 \text{ GeV}^2$ die Verschiebungen in Richtung kleinerer Q^2 gehen, für $Q^2 > 10.000 \text{ GeV}^2$ gibt es fast keine seitlichen Trends mehr. Die Unstetigkeit des Betrags der Vektoren beim Übergang an der Kalorimeterfrontkappe betrifft nur Ereignisse bei höchsten Q^2 . Erwartet wird daher ein Wirkungsquerschnittsverhältnis, das bei großen θ_e also kleinen Q^2 zunächst auf Werte kleiner 1 abfällt, um mit zunehmendem Q^2 wieder auf 1 anzusteigen und sich dort zu stabilisieren (Abbildung 5.9).

Interessant ist erneut die Linearität in den Amplituden der Gaußfunktionen, die nach Tabelle A.3 mit ca. 0.035 pro cm Verschiebung skalieren.

Systematische Verschiebung der z -Vertex Auflösung

Die Variation der z -Vertex Auflösung (Abbildung 5.10) ist der zum z -Cluster konträre Effekt. Ein in positive Richtung geschobener z -Cluster hat die gleichen Folgen für θ_e wie ein in negative Richtung geschobener z -Vertex. Für ganz kleine Winkel (d.h. große Q^2) hat eine konstante Verschiebung in r -Cluster einen stärkeren Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt, der hierfür stärker ausfällt als im z -Vertex-Fall. Die Parameter für die Gaußkurven gegen $\log(Q^2)$ (Formel A.2) sind hier vom Betrag her fast identisch mit den oben diskutierten.

5.2.3 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde festgestellt, daß Veränderungen in den Auflösungen (d.h. im wesentlichen der Breite der Verteilungen) der Energie, des z -Vertex und des z -Cluster sowie das Hochgewichten der Randbereiche in der Energieauflösung innerhalb vernünftiger Bereiche keine signifikanten Effekte im Wirkungsquerschnitt hervorrufen (vgl. Abbildungen 5.11), sodaß zur Abschätzung systematischer Fehler nur Energieskalierungen und Verschiebungen der z -Positionen des Vertex und des Elektron-Auftreffortes im Kalorimeter beitragen. Im einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt gegen Q^2 skalieren alle vorgestellten systematischen Effekte linear innerhalb der systematischen Verschiebungen. Sie lassen sich mit Hilfe der analytischen Herleitungen qualitativ verstehen.

5.3 Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(dx dQ^2)$

Einfluß einer systematischen Änderung der Meßgrößen

Dieser Abschnitt behandelt den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt gegen Q^2 in Bins von x . In Abbildung 5.14 sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für Skalierung der Energie des gestreuten Elektrons um +3% und in Abbildung 5.15 für Verschiebung des z -Vertex um +3cm, in beiden Abbildungen jeweils ohne Auflösungseffekte in rot, mit Auflösungseffekten in schwarz. Die Auflösungseffekte haben offensichtlich auch auf den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt keinen systematischen Einfluß. Auffällig ist die Tatsache, daß in beiden doppelt-differentiellen Verteilungen eine Trendumkehr in den drei höchsten x -Bins stattfindet : das für $x < 0.25$ steigende Verhältnis wird im Bin $x = 0.25$ quasi konstant, um ab Bin $x = 0.4$ zu fallen.

Nachdem sich im einfach-differentiellen Fall die Migrationen durch Auflösungseffekte selbst kompensieren (Abschnitt 5.2), stellt sich die Frage, wie sie sich im doppelt-differentiellen Fall auswirken. Abbildung 5.12 zeigt dasselbe Vektorfeld wie Abbildung 5.1 in höherer Auflösung und mit mehr Binning-Information. Hier sind die jeweils höchsten Bins in x und Q^2 als dicke, rote Linien eingezeichnet, die Binzentren sind durch die dünne, dunkelgrüne Linie markiert. In dieser Darstellung entspricht jedem Trapez in der kinematischen Ebene ein Bin in den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten. Die Divergenz² eines jeden Trapezes ist proportional zum Verhältnis des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts zum Wirkungsquerschnitt der Referenz.

Abbildung 5.14 zeigt dieses Verhältnis für eine Simulation ohne Auflösungseffekte. Auch hier beobachtet man die zuvor konstatierte Trendumkehr in den höchsten drei x -Bins, sie beruht daher nicht auf Auflösungseffekten. Vergleicht man Abbildung 5.14 (schwarz) mit Abbildung 5.14 (rot), so findet man, daß Auflösungseffekte auch im doppelt-differentiellen Fall eine untergeordnete Rolle spielen.

Die Abbildungen 5.14 und 5.15 können mit den Abbildungen 5.16 und 5.17 verglichen werden. Diese zeigen die Verhältnisse der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte für dieselben systematisch Effekte, sie sind die über x integrierten Verteilungen der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte.

²Die Divergenz ist der Nettofluß aus den Intervallflächen heraus.

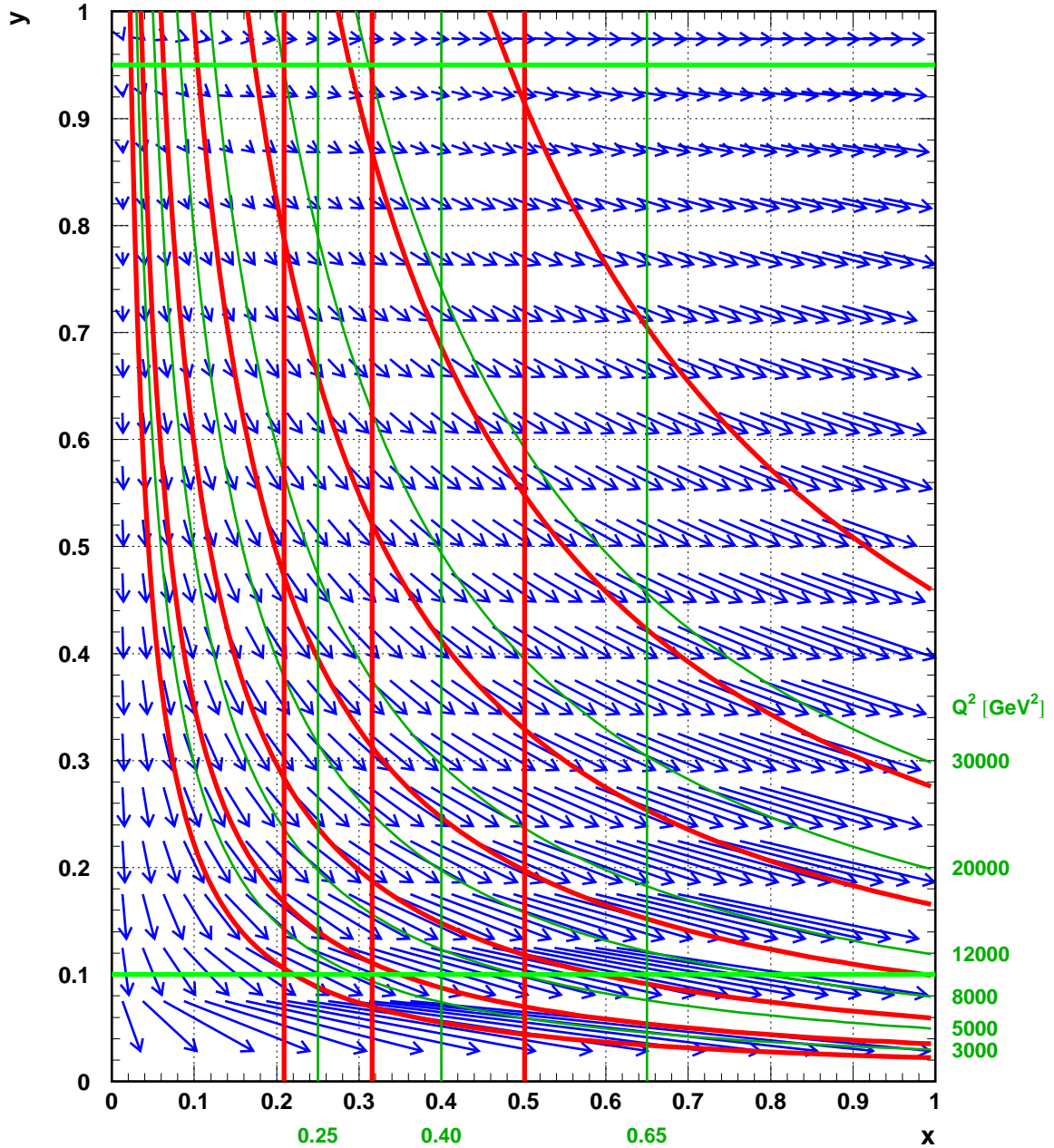


Abbildung 5.12: Migrationen in der x - y Ebene durch systematische Verschiebung der Energie des gestreuten Elektrons um +5%. Zusätzlich sind die Binbegrenzen (dick, rot) und Binmitten (dünn, dunkelgrün) für ausgesuchte x und Q^2 Bins eingezeichnet. Jedem Trapez in dieser Darstellung entspricht ein Bin in den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten.

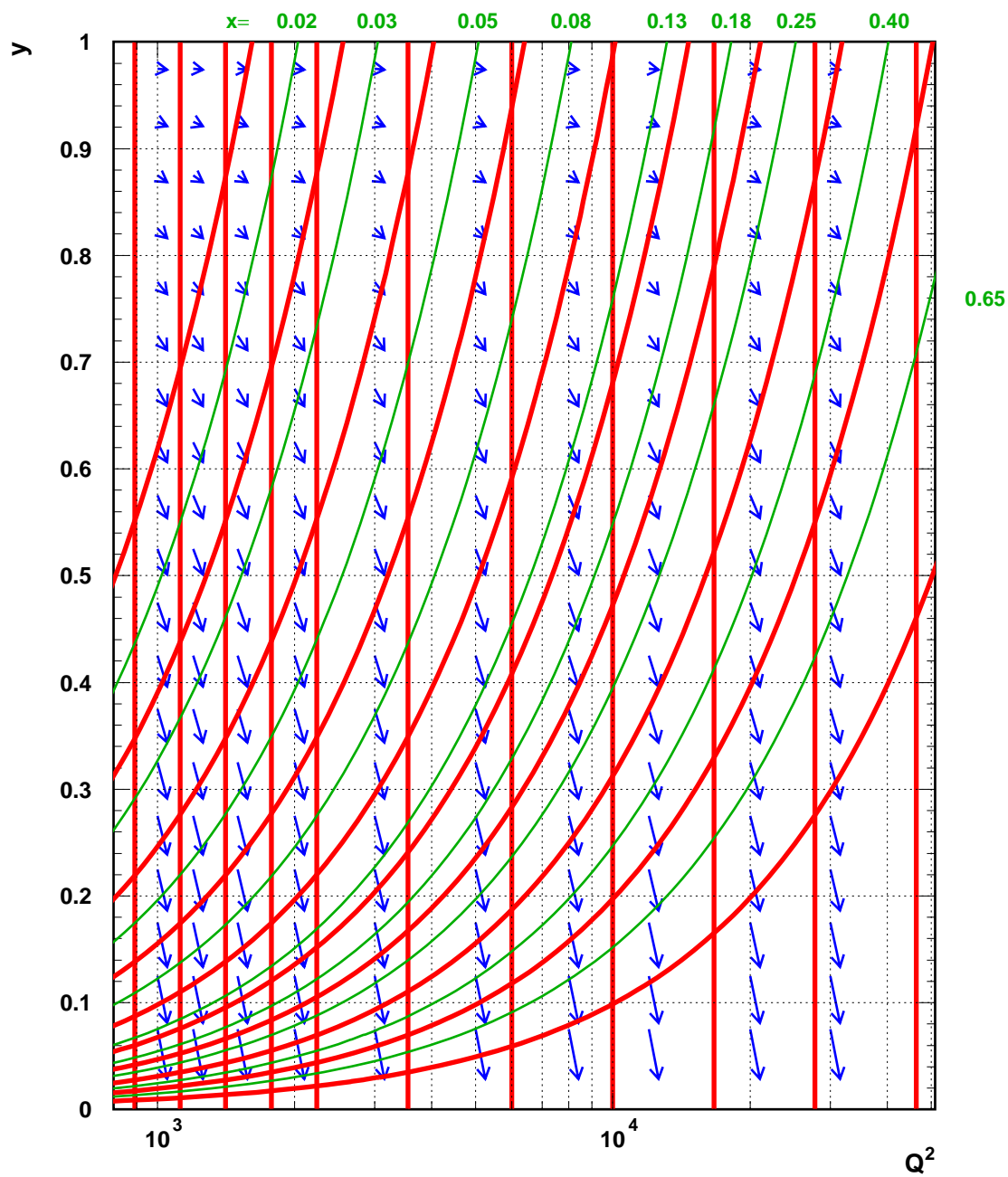


Abbildung 5.13: Migrationen in der y - Q^2 Ebene durch systematische Verschiebung der Energie des gestreuten Elektrons um +5%. Zusätzlich sind die Binngrenzen (dick, rot) und Binmitten (dünn, dunkelgrün) für ausgesuchte x und Q^2 Bins eingezeichnet.

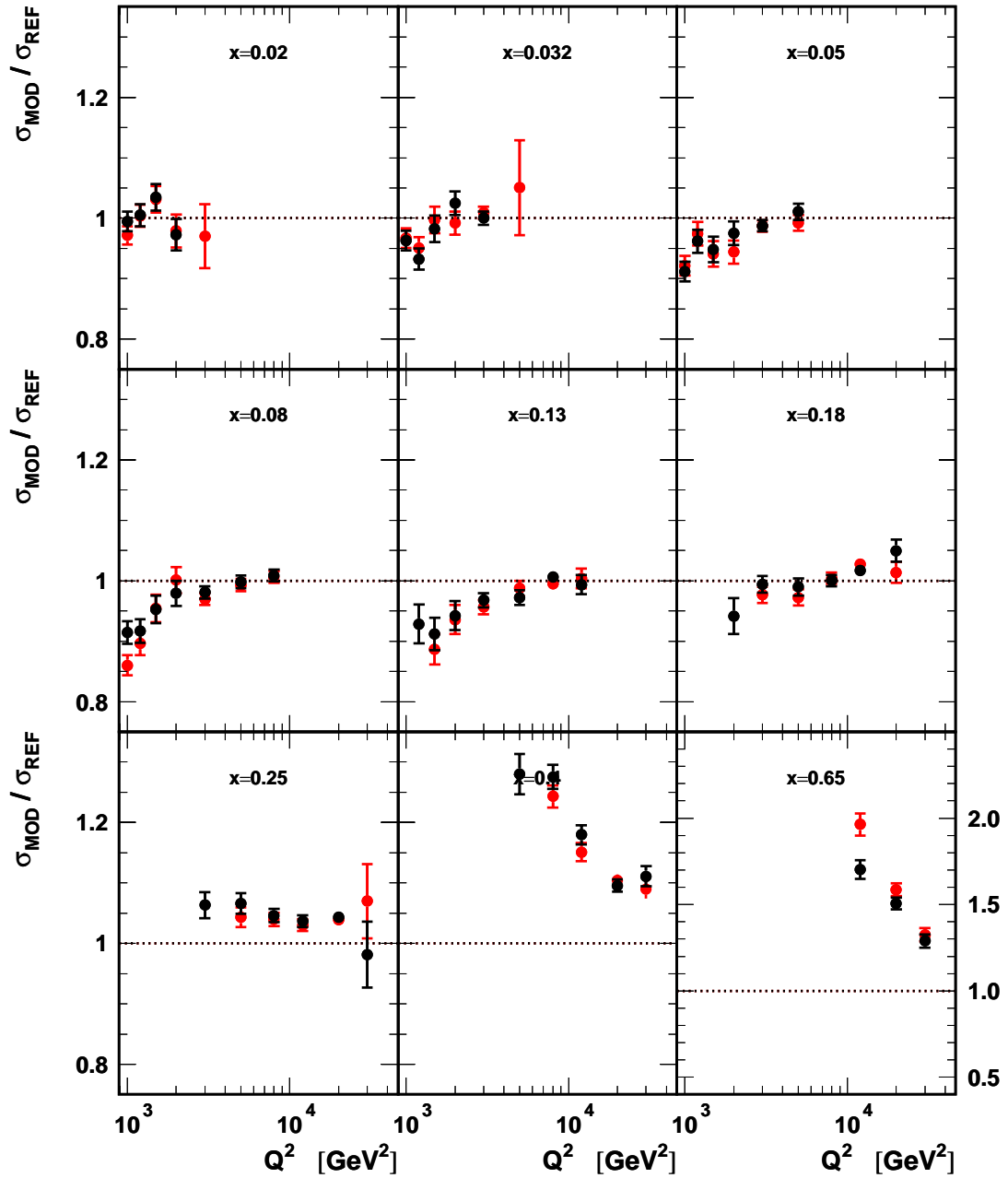


Abbildung 5.14: Verhältnis des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Energieverschiebung um +3% zur Referenzsimulation, ohne Auflösungseffekte in rot, mit Auflösungseffekten in schwarz. Das letzte x -Bin hat eine größere Skala.

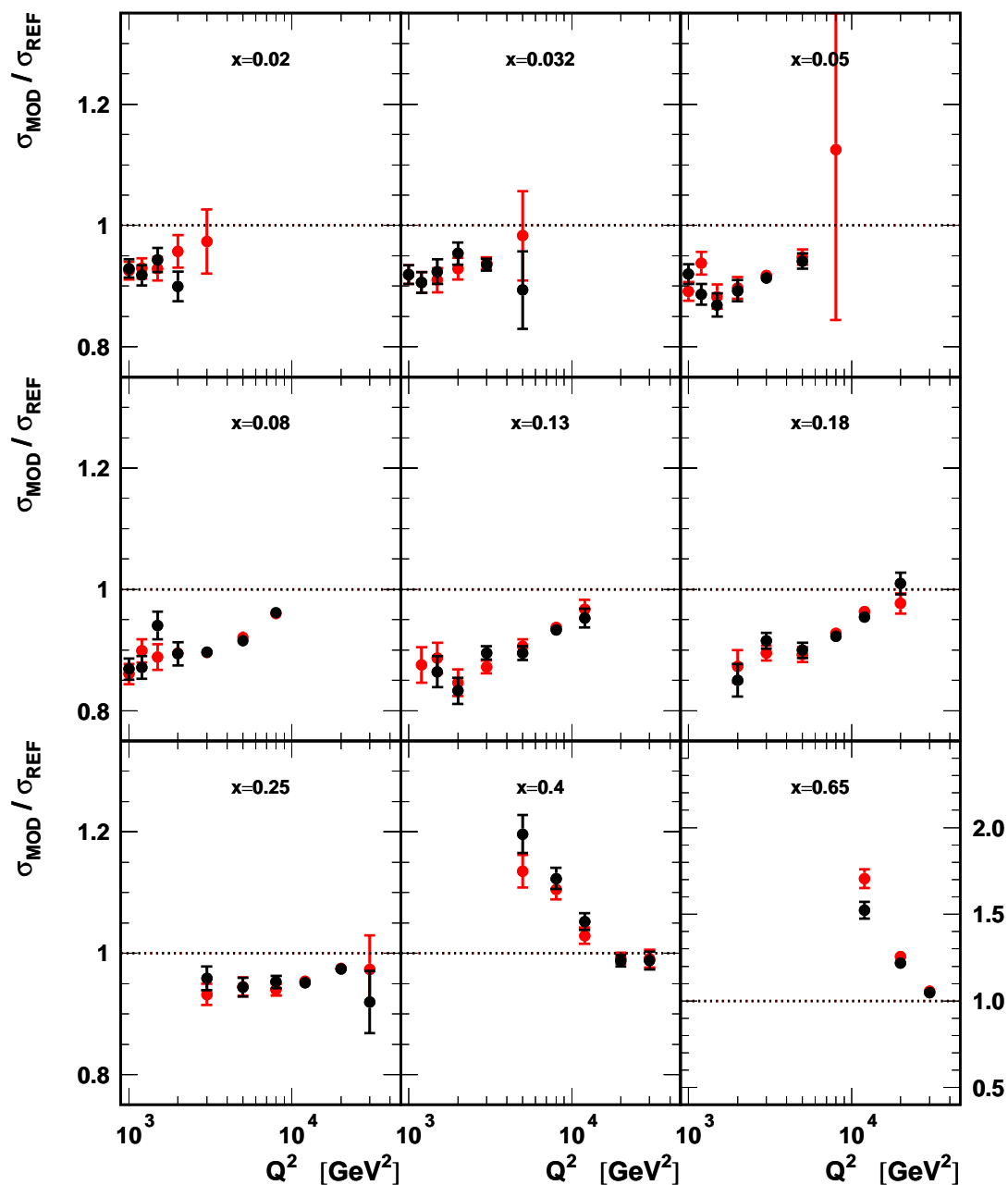


Abbildung 5.15: Verhältnis des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts für z -Vertexverschiebung um $+3\text{cm}$ zur Referenzsimulation, ohne Auflösungseffekte in rot, mit Auflösungseffekten in schwarz. Das letzte x -Bin hat eine größere Skala.

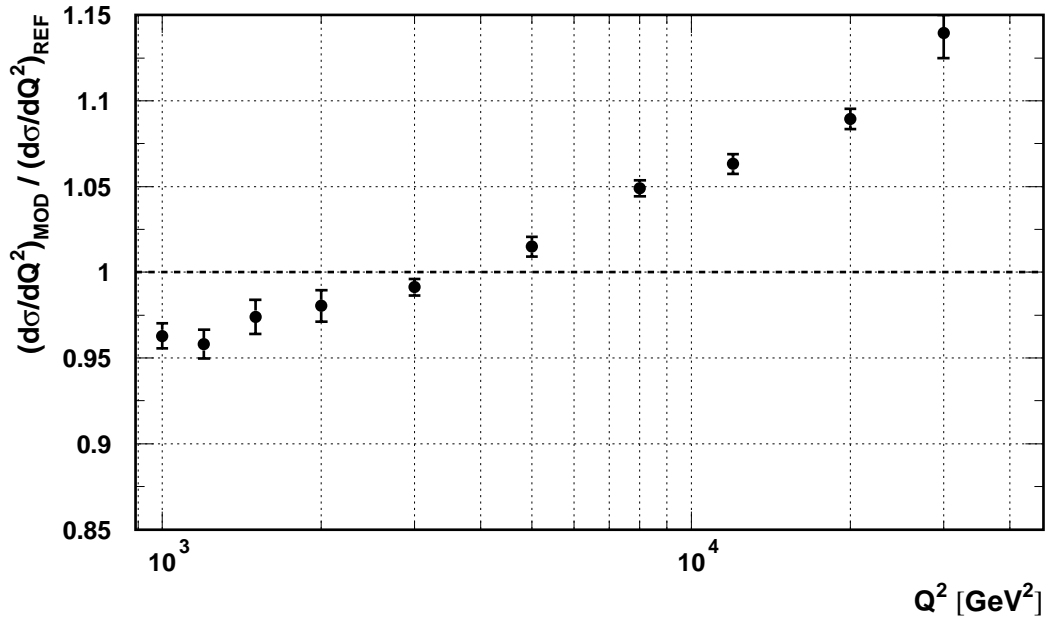


Abbildung 5.16: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Energieverschiebung um +3% zur Referenzsimulation.

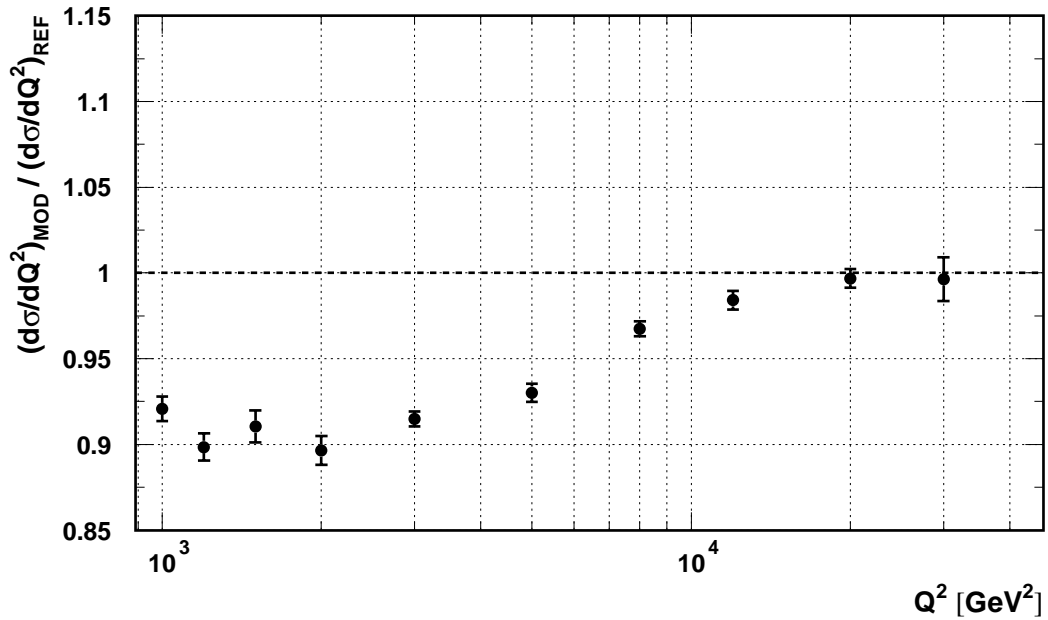


Abbildung 5.17: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für z -Vertexverschiebung um +3cm zur Referenzsimulation.

Stabilität und Reinheit

Die Stabilität und Reinheit (siehe Abschnitt 3.3.2) sind ein Maß für die Qualität der Messung eines Wirkungsquerschnitts. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts werden nur diejenigen Bins zugelassen, bei denen sowohl die Stabilität als auch die Reinheit über 30% liegen.

Die Verteilungen der Stabilität und Reinheit werden in Abbildung 5.18 für Skalierung der Elektron Streuenergie um +3% mit und ohne Auflösungseffekte gezeigt. In Abbildung 5.19 sind Stabilität und Reinheit für eine Skalierung der Elektron Streuenergie um +3% sowie für die Referenzsimulation (mit Auflösungseffekten) dargestellt.

Folgende Effekte lassen sich in Kombination mit den Migrations-Vektorfeldern aus Abbildung 5.12 und 5.13 erklären :

- Im Fall einer Hochskalierung der Energie driften viele Ereignisse in das größte x -Bin, sehr wenige Ereignisse wandern aus, da die Verschiebungsvektoren in etwa tangential zu den Q^2 -Isolinien laufen und die $x=1$ Grenze nicht überschritten werden kann. Die Stabilität relativ zu den anderen x -Bins, ist folglich hoch, besonders für den Fall ohne Auflösungseffekte (Abbildung 5.18, rot). Die Reinheit fällt bei Energieskalierung mit Auflösungseffekten stärker als in Referenzsimulation, weil mehr fremde Ereignisse in das Bin kommen, dies sieht man in Abbildung 5.19.
- Für ein gegebenes x -Bin gilt : Zu höheren Werten in Q^2 werden die Migrations-Vektoren kürzer, d.h. die Anzahl einwandernder Ereignisse nimmt ab, somit steigt die Reinheit mit Q^2 .
- In den meisten x -Bins (0.08, 0.18, 0.25, 0.4, 0.65) liegt der Stabilitätswert für das erste qualitativ ausreichende Q^2 -Bin relativ hoch, die Selektionsgrenze läuft teilweise durch diese Bins hindurch. Da Ereignisse, die über diese Grenze hinwegwandern nicht selektiert werden, ist hier die Stabilität hoch. Zudem verringert sich in diesem Bin der Phasenraum für Ereignisse, die es auf anderem Weg verlassen können.
- In manchen x -Bins (0.02, 0.032, 0.018, 0.25) fallen im höchsten Q^2 -Bin die Stabilität und Reinheit deutlich ab, die Ursache hierfür erkennt man gut in Abbildung 5.13. Die x -Intervalle schneiden aus den Q^2 -Bins bei großen y nur ganz schmale Gebiete heraus, und die relative kurzen Vektoren reichen aus, um einen Großteil der selektierten Ereignisse aus dem Bin herauszudrücken (geringe Stabilität) und aus den niederen Q^2 -Bin Ereignisse nachrücken zu lassen (geringe Reinheit). Im $x=0.40$ -Bin tritt dieser Effekt nur deshalb nicht auf, weil die nachfolgende Binngrenze 46334 GeV^2 ein Gesamtselektionschnitt ist, und in der Ecke folglich keine Ereignisse mehr liegen.
- Untersucht man Abb. 5.18, so ist festzustellen, daß die Stabilität und Reinheit im Fall ohne Auflösungseffekte im Mittel etwa 5%-10% über den Werten mit Auflösungseffekten liegt. Dies entsteht durch verstärkte Migrationen im Falle von Auflösungseffekten.

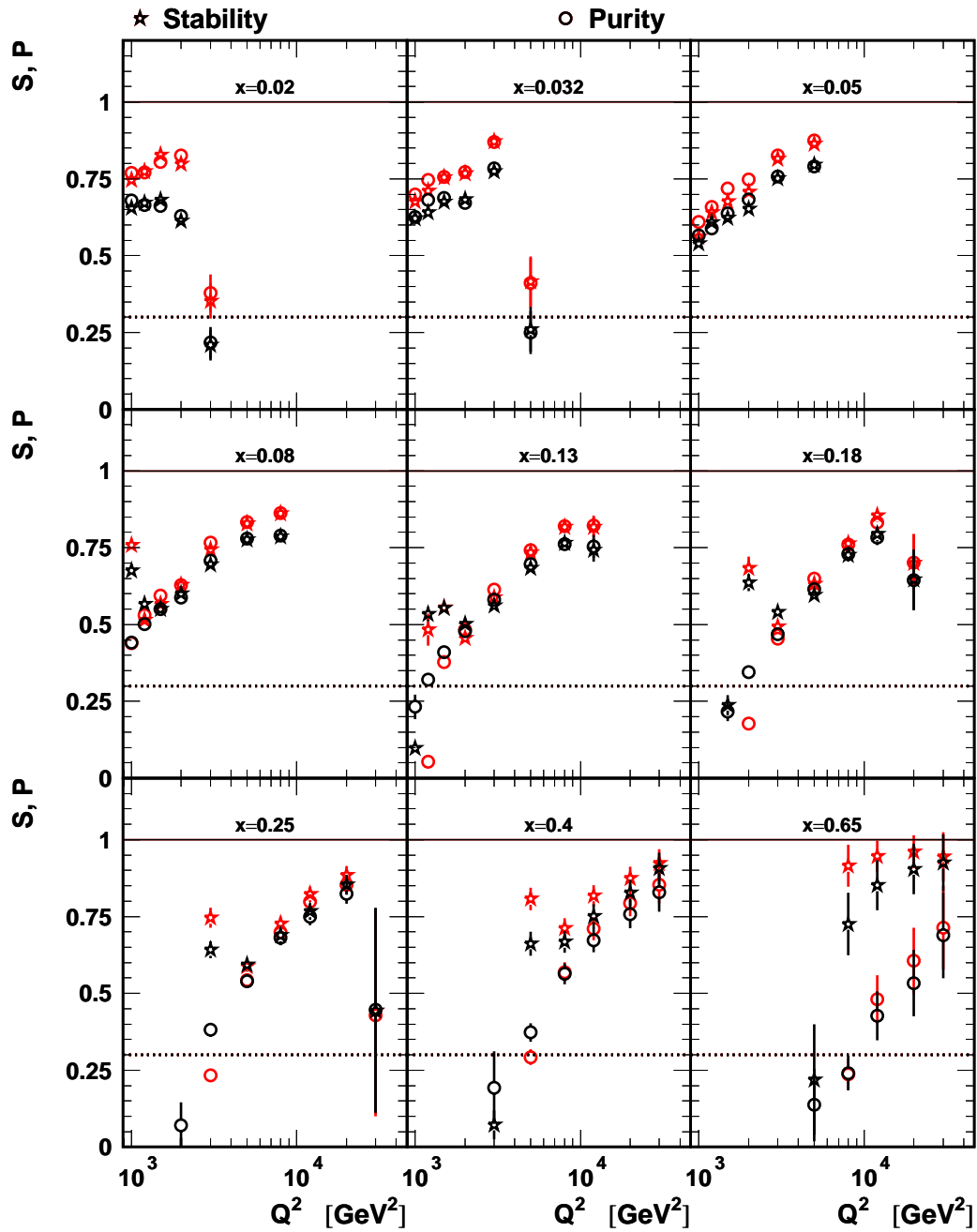


Abbildung 5.18: Stabilität (Sterne) und Reinheit (Kreise) für Energieverschiebung um +3%, ohne Auflösungseffekte in rot, mit Auflösungseffekten in schwarz.

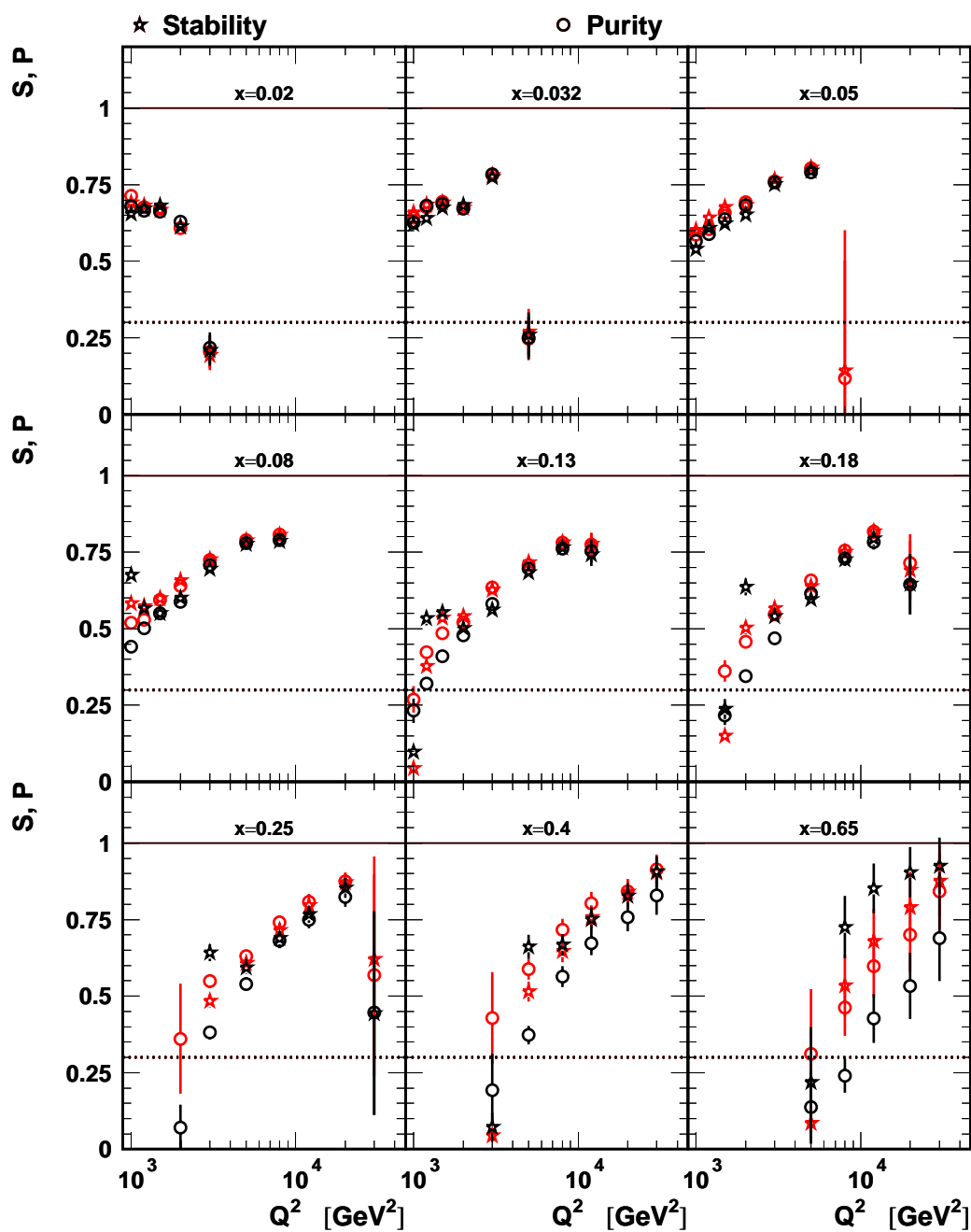


Abbildung 5.19: Stabilität (Sterne) und Reinheit (Kreise) für Energieverschiebung um +3% (schwarz) und Referenzsimulation (rot).

5.4 Bestimmung des Quarkradius

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit sich Detektoreffekte auf eine Messung des Quarkradius auswirken. Der verwendete Formfaktoransatz und die Methode wurden in Abschnitt 3.4 eingeführt.

Um Abweichungen der Messung von der berechneten Standardmodellvorhersage als neue Physik interpretieren zu können, muß sichergestellt sein, daß es sich bei den Unterschieden nicht um Artefakte handelt, die z.B. durch unzureichendes Verständnis des Detektors entstehen. Im folgenden wird gezeigt, daß systematische Detektoreffekte wie die Verschiebung der Energie des gestreuten Elektrons oder der z -Komponente der Vertex Auflösung die gleiche Signatur hinterlassen wie ein nichtverschwindender Quarkradius.

Abbildung 5.20 zeigt das Ergebnis der in Abschnitt 3.4 erläuterten Fitoperation mit der xy - und Q^2y -Methode für eine Verschiebung der Energie um +1%. Auf der Abzisse ist der R^2 -Wert dargestellt, auf der Ordinate sieht man den Normierungsparameter f_n . Die Ellipsen kennzeichnen die Vertrauensintervalle (CL) für 68% (innen) und 95% (außen). Die gestrichelte Linie zeigt den vom Standardmodell vorhergesagten Wert 0. Beide Methoden liefern fast den gleichen Quarkradius von $4 \cdot 10^{-19} \text{ m}$ @ 95% CL.

Die Auswirkungen nach der Q^2y -Methode auf den Quarkradius für die systema-

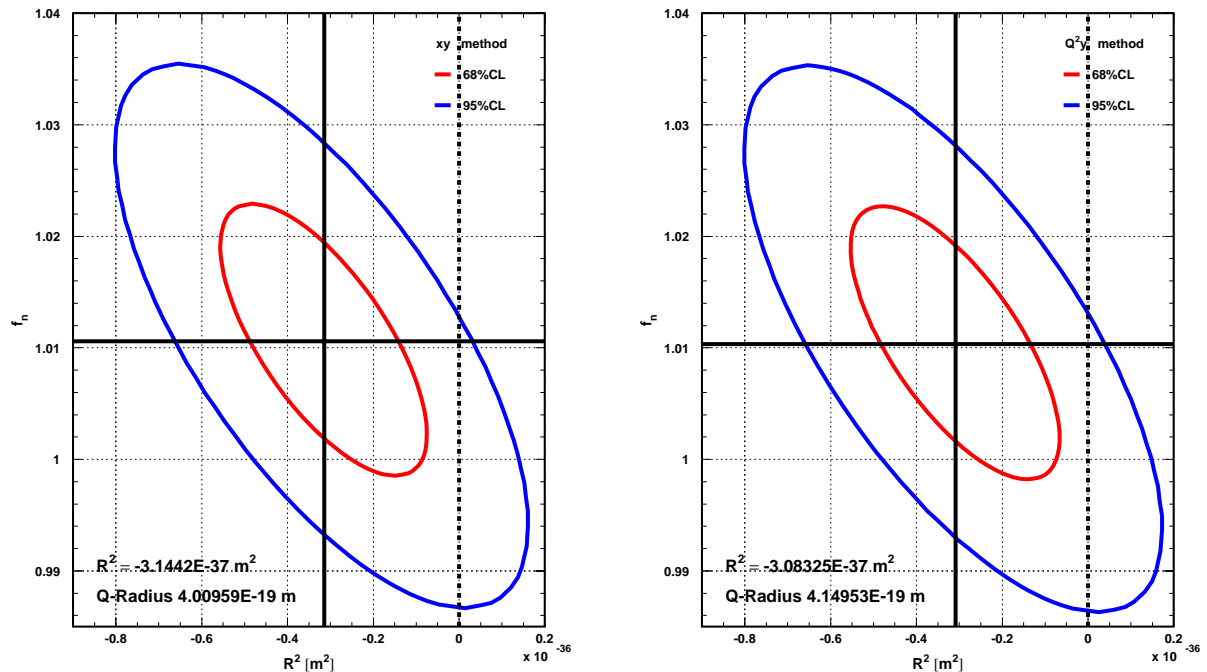


Abbildung 5.20: Ergebnis der Quarkradienanpassung xy -Methode (links), Q^2y -Methode (rechts), für eine Verschiebung der Energie des gestreuten Elektrons um +1%. Die Ellipsen geben (innen) die 68% und (außen) die 95% Vertrauensintervalle in R^2 und für den Normierungsparameter f_n an.

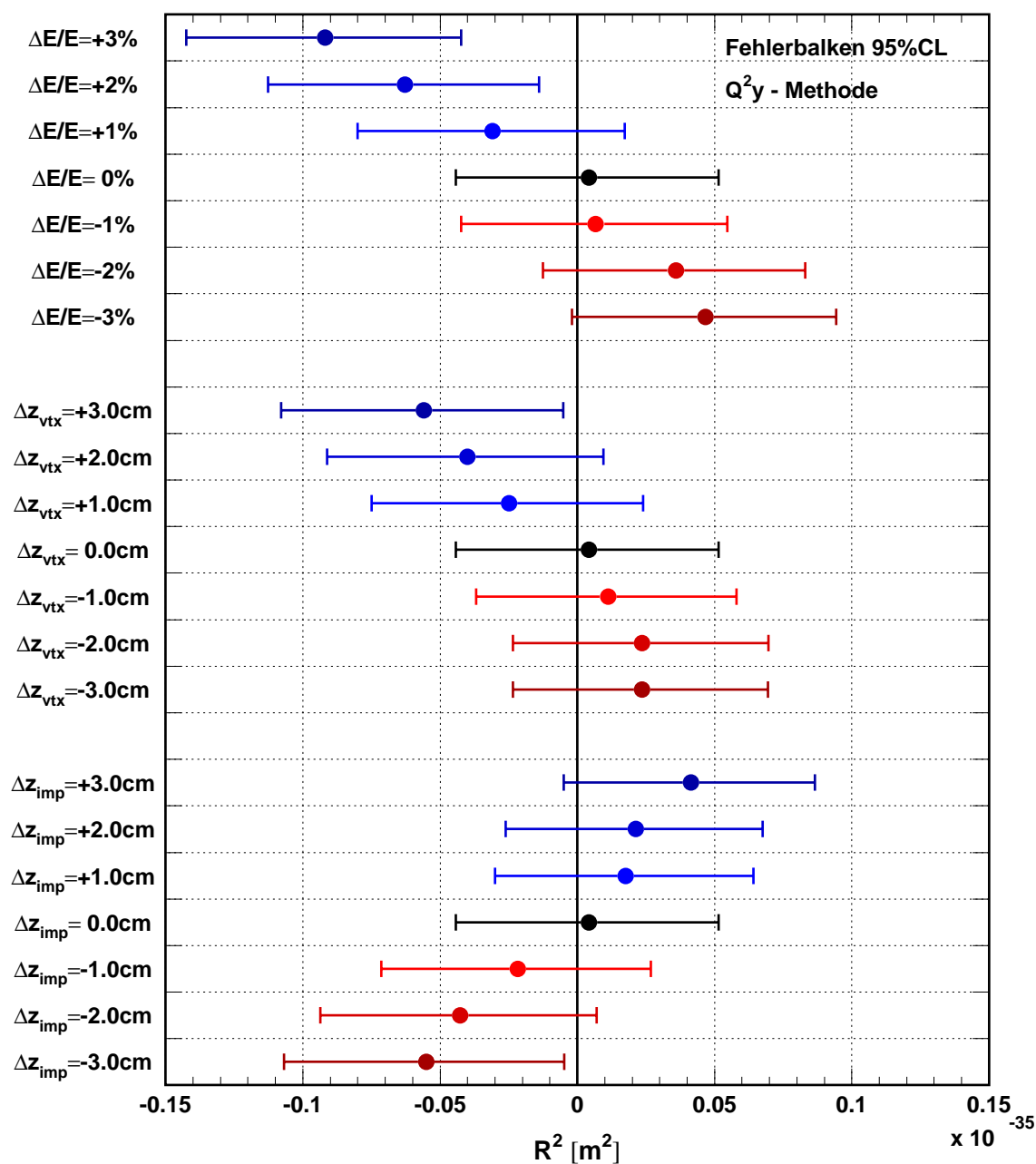


Abbildung 5.21: Abhängigkeit des angepaßten Parameterwertes R^2 und seiner Fehler von den untersuchten Änderungen der Meßgrößen : Verschiebung der Energie des gestreuten Elektrons, der Vertexp Auflösung und des Auftrefforts des gestreuten Elektrons auf die Kalorimeteroberfläche.

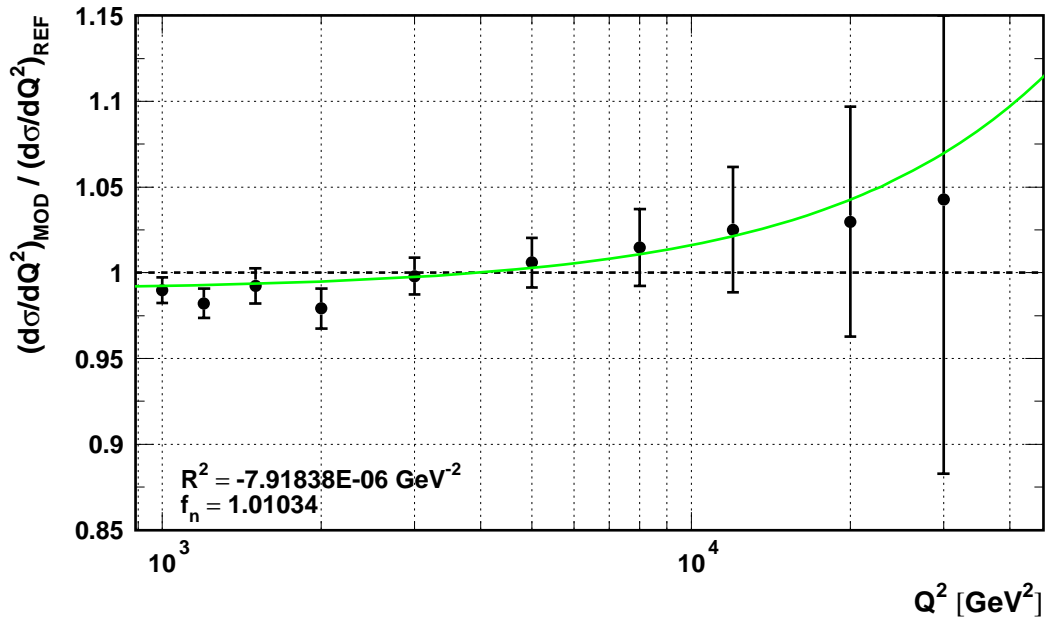


Abbildung 5.22: Quarkradienanpassung für Verschiebung der Energie um +1%. Der Term der eingezeichneten Formfaktorfunktion lautet : $(1 - \frac{1}{6}R^2Q^2)^2/F_n$, der Anpassungsparameter ist hier in GeV^{-2} angegeben.

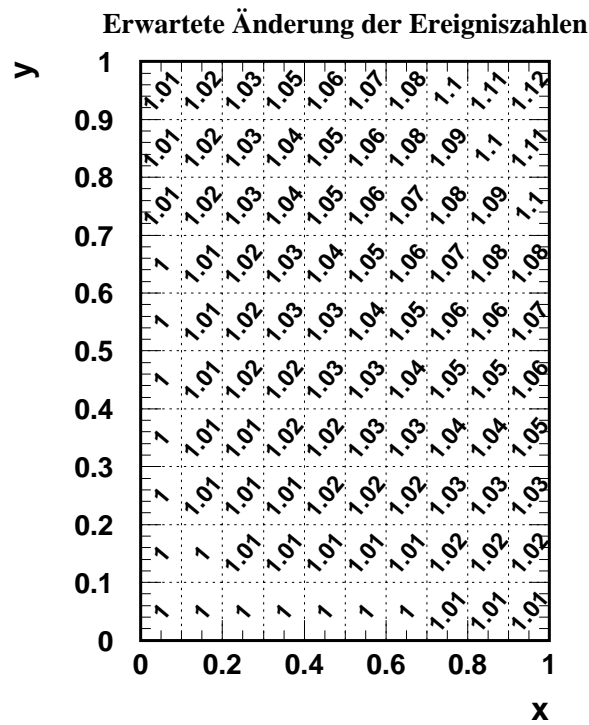


Abbildung 5.23: Matrix des erwarteten Formfaktors für Verschiebung der Energie um +1%.

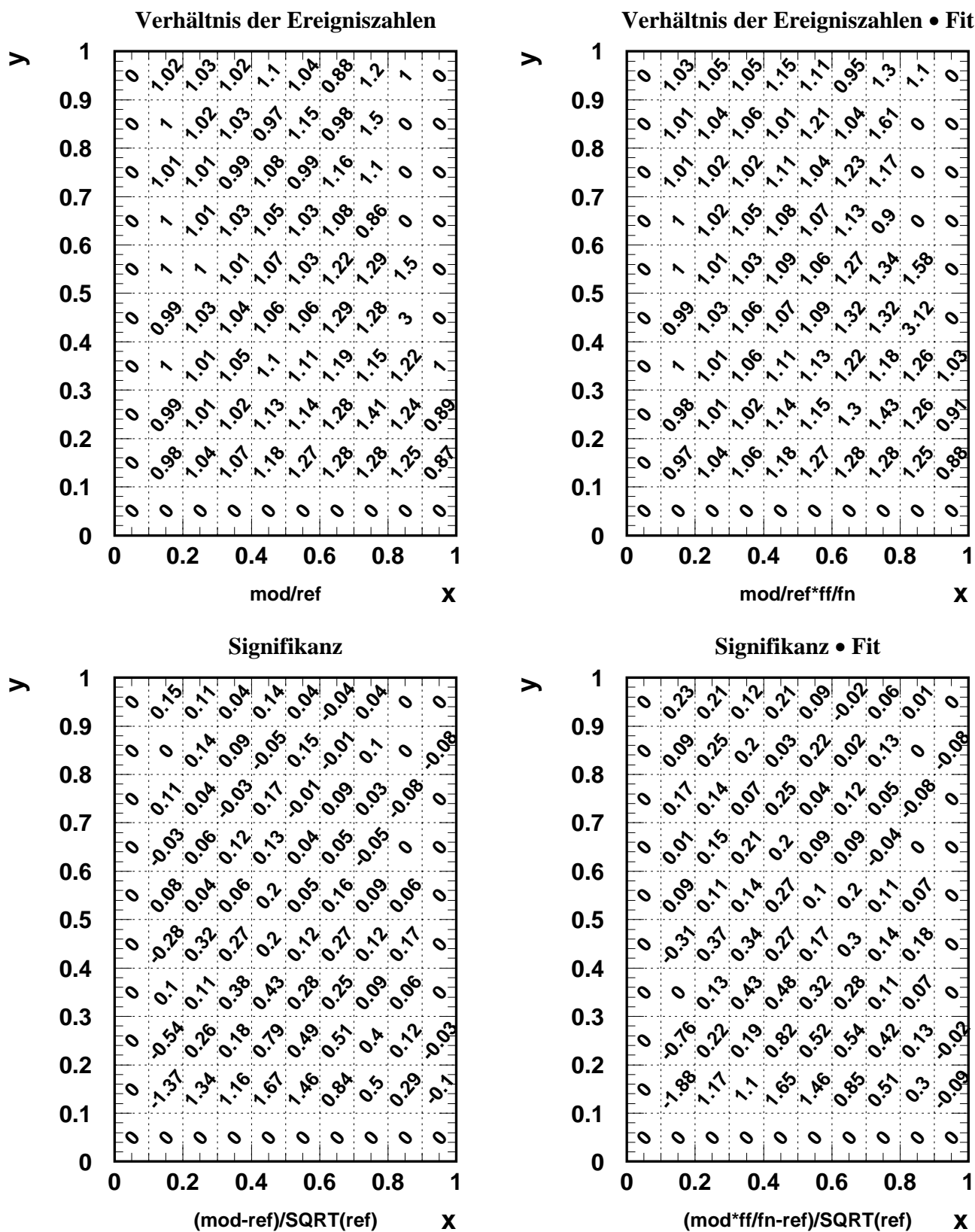


Abbildung 5.24: Matrizen mit Verhältniszahlen und Signifikanzen bei der Quarkradienanpassung für eine Verschiebung der Energie des gestreuten Elektrons um +1%. Links : Ausgangszustand vor Anpassung, rechts : nach Anpassung.

tische Änderung der Energie des gestreuten Elektrons, der Auflösung des z -Vertex und des Auftreffortes des Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche sind in Abbildung 5.21 dargestellt. Ohne jegliche Veränderung der vom DJANGO-Generator simulierten Größen ($\Delta E/E = 0, \Delta z_{vtx}/z_{vtx} = 0, \Delta z_{imp}/z_{imp} = 0$) ergibt sich wie erwartet ein Radius von Null. Obwohl alle Ergebnisse innerhalb der Fehler mit der Standardmodellvorhersage Null vereinbar sind, ist ein deutlicher Einfluß der systematischen Verschiebungen auszumachen. Die Änderungen in R^2 sind Ausdruck der in Abschnitt 5.2 diskutierten Änderungen des Wirkungsquerschnitts.

Beim Verständnis kann Abbildung 5.22 helfen : hier ist die angepasste Formfaktorfunktion in das Wirkungsquerschnittsverhältnis für die Verschiebung der Elektronstreuenergie um 1% eingezeichnet. Die Anpassung wird vom Trend bei hohen Q^2 dominiert, da der Formfaktor parabelförmig ist. Steigt das Wirkungsquerschnittsverhältnis bei hohen Q^2 , so wird ein negativer R^2 -Wert angepasst, fällt das Verhältnis, so wird R^2 positiv. Der Effekt auf R^2 ist in Abbildung 5.21 bei Verschiebungen der Energie des gestreuten Elektrons am stärksten. Bei der Anpassung an negative Verschiebungen (-1% bis -3%) wurde der Wert für f_n nicht optimal getroffen, weshalb der Trend der Fitergebnisse bei positiven R^2 leider etwas einknickt. So bewirkt eine Änderung -3% auf +3% immerhin eine Änderung des R^2 -wertes um $1.5 \cdot 10^{-36} m^2$. Das Verhalten von R^2 bei einer Verschiebung des z -Vertex und des Auftreffortes des Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche ist wie im Zusammenhang mit den Änderungen des Wirkungsquerschnitts in Abschnitt 5.2 gezeigt, gegenläufig.

Es ist zu beachten, daß hier nicht das Wirkungsquerschnittsverhältnis angepaßt wurde, sondern die zweidimensionale Verteilung in der $Q^2 y$ -Ebene. Die Größe der Fehlerbalken weicht hier von vorherigen Darstellungen ab, da hier nicht die Ereignisgewichte berücksichtigt wurden, sondern die Statistik der wahren Ereignisse simuliert wird.

In den folgenden Abbildungen 5.23 und 5.24 sind die Matrizen der Quarkradienanpassung nach der xy -Methode für eine Verschiebung der Energie des gestreuten Elektrons um +1% dargestellt. Die erwartete Änderung des Verhältnisses der Ereigniszahlen aus dem modifizierten Ereignissatz zum Referenzsatz, der Formfaktor, ist aus Abbildung 5.23 ersichtlich. Er ist wie $1 + c \cdot Q^2$ verteilt, die Werte sind spiegel-symmetrisch zur Hauptdiagonalen. In Abbildung 5.24 links oben ist die Verteilung des Verhältnisses der Ereigniszahlen aufgeführt, diese Verteilung möchte man mit dem Formfaktor anpassen. Im Histogramm links unten sieht man die dazugehörigen Signifikanzen. In den Diagrammen rechts sind die Veränderungen durch Hinzunahme der Gewichtung aus der Anpassung zu erkennen. Die unterste Zeile und linke Zahlenspalte in den Diagrammen 5.24 ist stets 0, da die vorliegende Anpassung mit den Schnitten $x > 0.1$ und $y > 0.1$ erfolgte. Für $y < 0.3$ wird das Ereigniszahlverhältnis (links oben) unerwartet groß, auch die Signifikanzen sind hier mit Werten bis 1.5 sehr groß. Ebenso verraten die hohen Schwankungen bei großen x eine nicht ausreichende Statistik. Diese Bereiche könnten im Zuge einer Optimierung der Selektionsschnitte entfallen.

5.5 Vergleich der parametrisierten Simulation mit H1-Daten

Das Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts des 2000er H1-Positronen-Datensatzes gegen eine entsprechend angepaßte H1PFMC-Simulation ist in Abbildung 5.25 gezeigt. Das H1PFMC ist lediglich im z -Vertex angepaßt, eine Um-

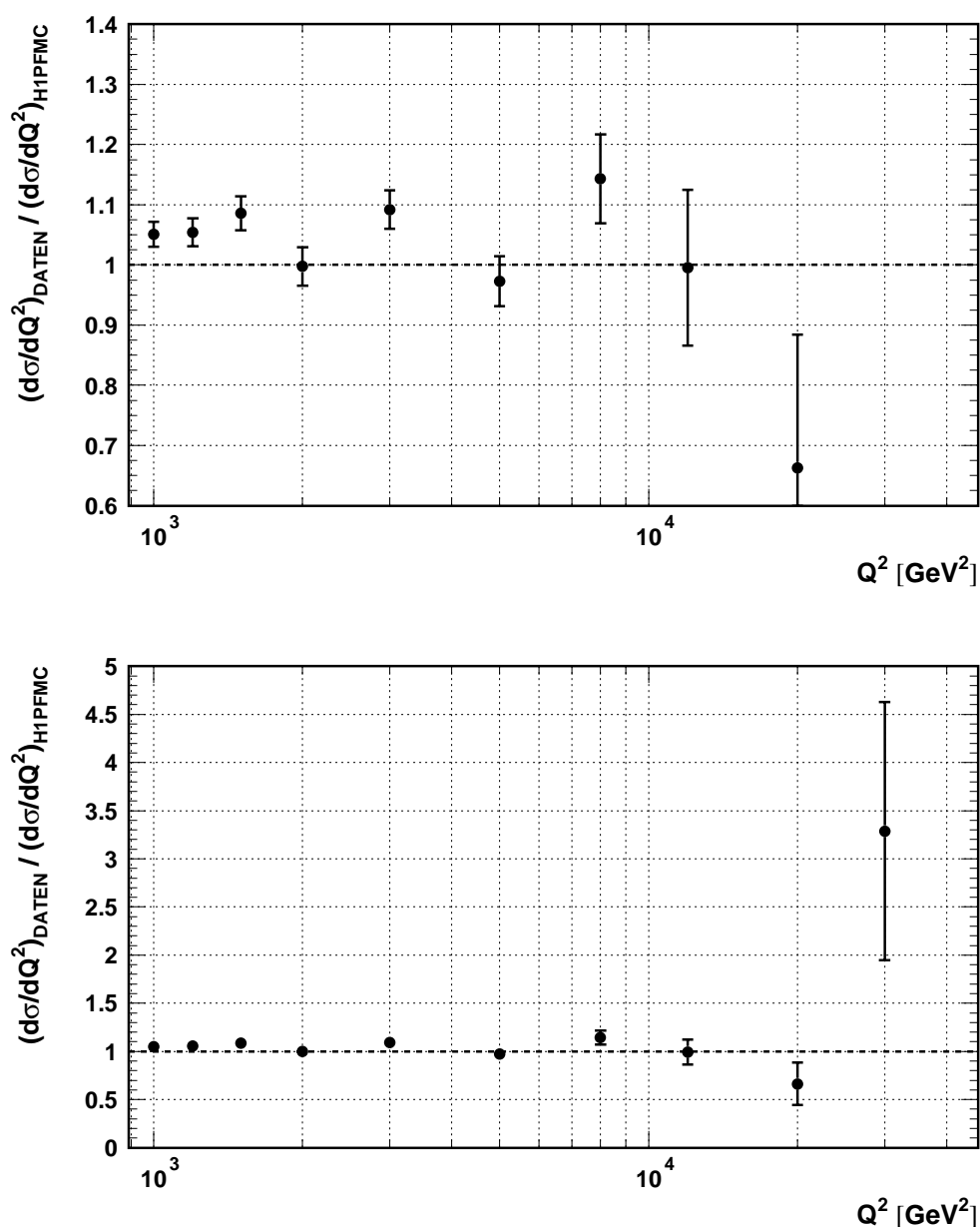
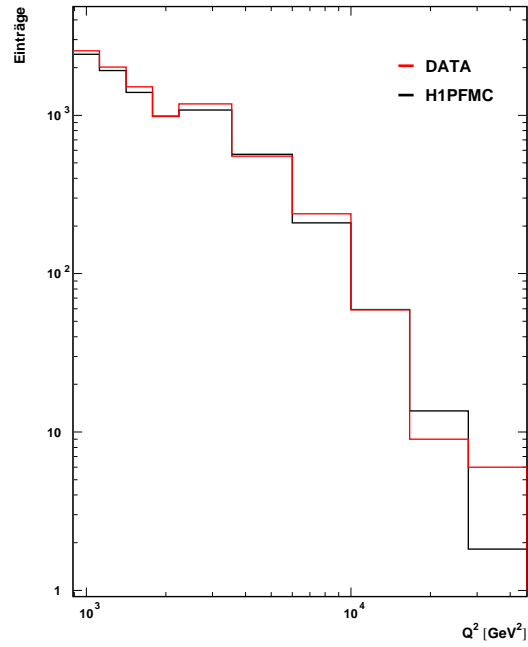
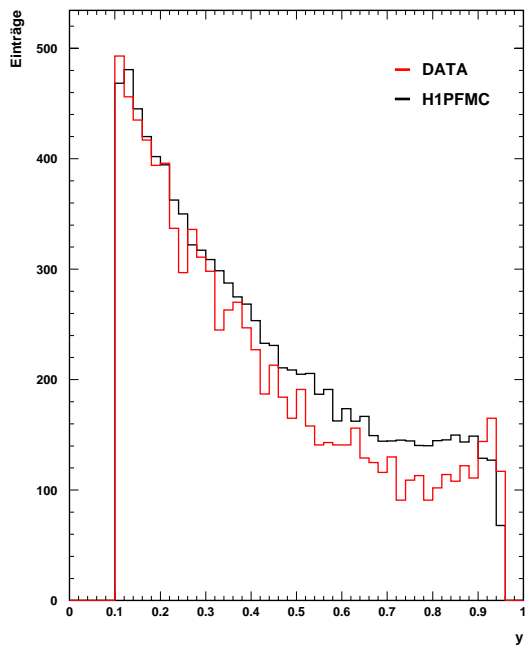
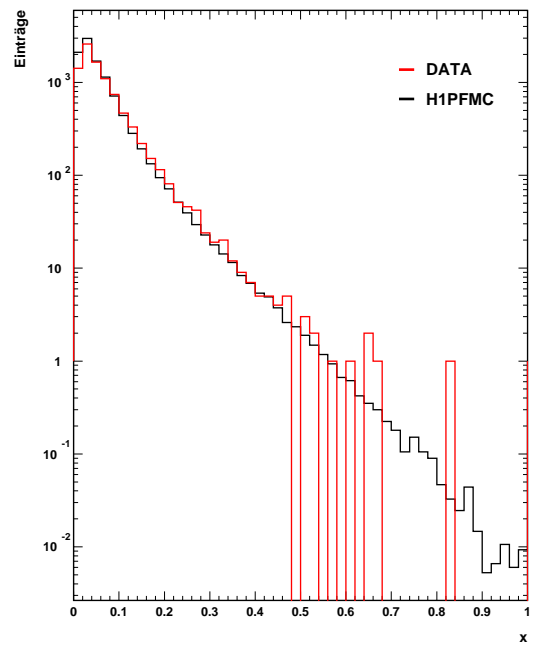


Abbildung 5.25: Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts Daten gegen H1PFMC. In der unteren Abbildung ist ein größerer Bereich dargestellt, um das letzte Bin sehen zu können.

Abbildung 5.26: Q^2 -Kontrollverteilung.Abbildung 5.27: y -Kontrollverteilung.Abbildung 5.28: x -Kontrollverteilung.

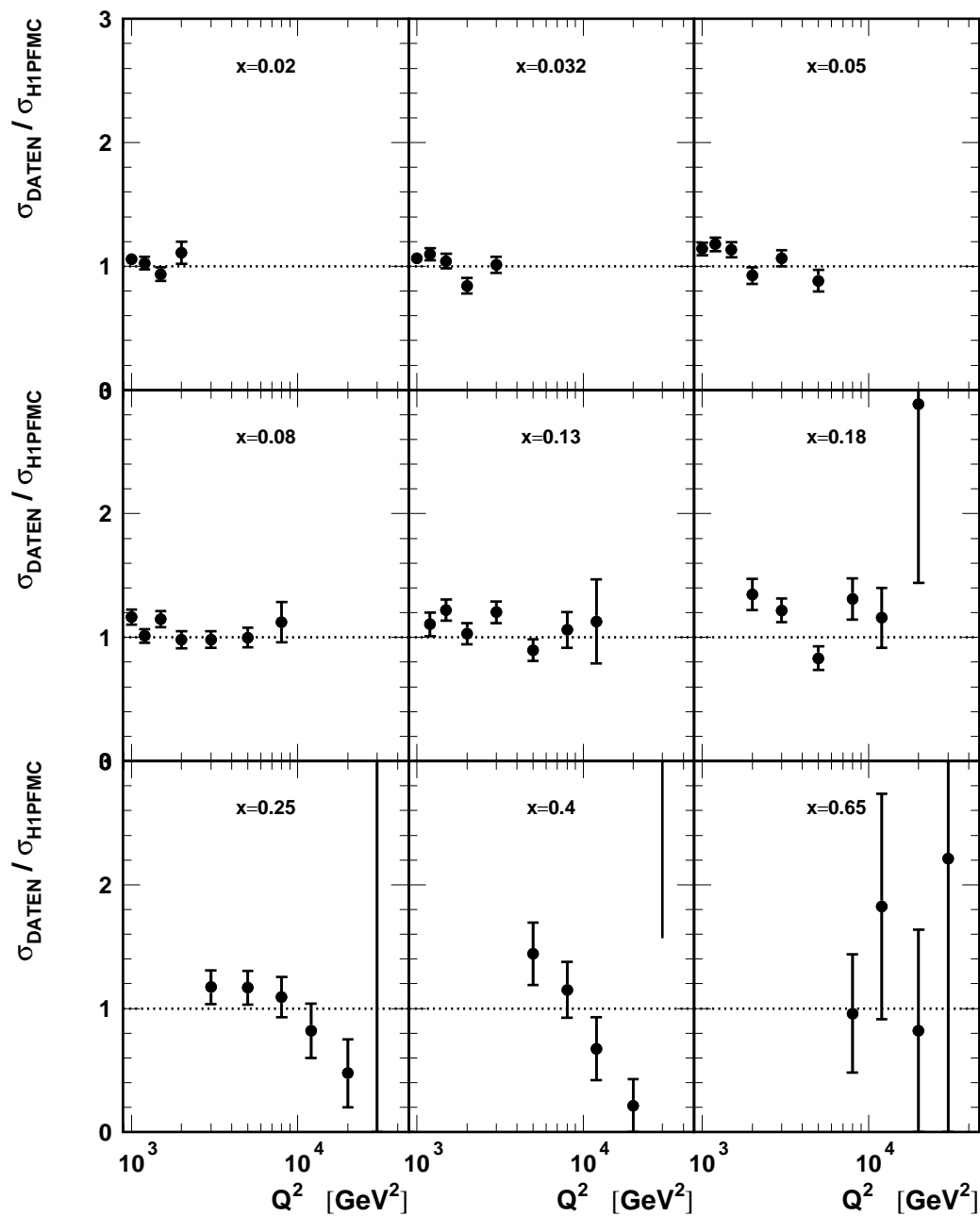


Abbildung 5.29: Verhältnis des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts Daten gegen H1PFMC. Die Übereinstimmung ist überraschend gut.

gewichtung der Strukturfunktion ist nicht erfolgt. Für einen so simplen Ansatz ergibt sich eine überaus gute Beschreibung der Daten, die Verteilung ist im Rahmen der Fehler mit 1 verträglich.

Auch in den Kontrollverteilungen stimmen Daten und Simulation überein, lediglich in der y Verteilung liegen ab mittleren y die Daten unter dem H1PFMC. Im doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt fällt das Verhältnis $\sigma_{DATEN}/\sigma_{H1PFMC}$ für $Q^2 > 10.000 \text{ GeV}^2$ erstaunlich stark auf unter 50% ab. Diese Abweichung kann vielleicht auf die Effizienz der Elektron-Erkennung zurückgeführt werden, die im H1PFMC (noch) nicht implementiert ist.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Auswirkungen systematischer Detektoreffekte auf die Messungen der tiefinelastischen ep -Streuung mit neutralem Strom studiert. Hierfür wurde ein neues Simulationprogramm – das H1PFMC – entwickelt, das die relevanten Detektoreffekte verglichen mit der vollständigen Simulation H1SIM, in einem Bruchteil der Zeit berechnet. Es basiert auf der parametrisierten Manipulation der Meßgrößen des gestreuten Elektrons, der Streuenergie und des Streuwinkels. Durch die Elektronmethode werden daraus die für die Betrachtung der tiefinelastischen ep -Streuung wichtigsten Größen (Q^2, x, y) rekonstruiert. Die Stärke des H1PFMC liegt in seiner Schnelligkeit und Flexibilität. Bei der Rekonstruktion der Meßgrößen ist die Kenntnis der Detektorparameter wie Energieeichung und Position einzelner Detektorkomponenten kritisch. Unsicherheiten in den Parametern bewirken systematische Fehler in den Messungen der Streuprozesse.

Zur Überprüfung des H1PFMC wurden simulierte Daten mit H1-Meßdaten aus dem Jahr 2000 verglichen. Dabei zeigte sich eine erstaunlich gute Übereinstimmung.

Bei der Untersuchung systematischer Effekte wurden folgende Detektorgrößen manipuliert :

- Energie des gestreuten Elektrons
- Auftreffort des Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche
- Auflösung in der z -Koordinate des Vertex

Es wurden die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ und $d^2\sigma/(dx dQ^2)$ untersucht. Ein zentrales Ergebnis dieser Arbeit ist, daß maßvolle Variationen in der Breite der Auflösungen sowohl im einfach- als auch im doppelt-differentiellen Fall keinen signifikanten Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt haben.

Die Änderungen der Energie des gestreuten Elektrons, des Auftreffortes des Elektrons auf der Kalorimeteroberfläche und der Auflösung des z -Vertex skalieren im Wirkungsquerschnitt alle linear mit der Stärke der Modifikation. Das Verhalten der beiden letztgenannten Größen ist aus geometrischen Gründen genau komplementär. Variationen der Streuenergie des Elektrons bewirken lineare steigende Abweichungen im Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts zu einer Referenzsimulation.

Aus dem Verhältnis der in der Q^2 - xy -Ebene gemessenen Ereigniszahlen zu Modellrechnungen läßt sich ein Formfaktor für die Quark–Elektron–Streuung und damit ein Quark–Radius R bestimmen. Die obere Grenze für R , die mit dieser Methode bestimmt wird, variiert mit einer systematischen Verschiebung der Energieskala, des Auftrefforts im Kalorimeter oder des Vertex. Auch mit diesen Variationen ist aber der gefundene Radius kompatibel mit den bisherigen Veröffentlichungen.

Anhang A

Ergebnisse in tabellarischer Form

A.1 Anpassung an eine systematische Energie Verschiebung

	Steigung a	1-Durchgang b
$\Delta E = -3\%$	-0.1009 ± 0.0047	$2554. \pm 150.$
$\Delta E = -2\%$	-0.0667 ± 0.0047	$2736. \pm 233.$
$\Delta E = -1\%$	-0.0348 ± 0.0049	$2881. \pm 462.$
$\Delta E = +1\%$	0.0381 ± 0.0050	$3163. \pm 437.$
$\Delta E = +2\%$	0.0736 ± 0.0049	$3097. \pm 224.$
$\Delta E = +3\%$	0.1076 ± 0.0050	$3016. \pm 150.$

Tabelle A.1: Wertetabelle für Anpassung einer Geraden an die Änderung des Wirkungsquerschnitts in $\log(Q^2)$ für systematische Änderungen der Energieskala um -3% bis $+3\%$ (vgl. Abb. 5.6),

Formel :
$$\frac{(d\sigma/dQ^2)_{MOD}}{(d\sigma/dQ^2)_{REF}} = a \cdot \log(Q^2/b) + 1$$

A.2 Anpassung an eine systematische z -Vertex Verschiebung

	Amplitude a	Position des Maximums b	Halbwerts- breite c
$\Delta z_{vtx} = -3cm$	0.0996 ± 0.0046	$1749. \pm 130.$	0.392 ± 0.031
$\Delta z_{vtx} = -2cm$	0.0718 ± 0.0048	$1801. \pm 153.$	0.358 ± 0.038
$\Delta z_{vtx} = -1cm$	0.0326 ± 0.0049	$1947. \pm 291.$	0.346 ± 0.083
$\Delta z_{vtx} = +1cm$	-0.0355 ± 0.0038	$1943. \pm 337.$	0.411 ± 0.072
$\Delta z_{vtx} = +2cm$	-0.0686 ± 0.0038	$1979. \pm 163.$	0.399 ± 0.035
$\Delta z_{vtx} = +3cm$	-0.1002 ± 0.0036	$1858. \pm 126.$	0.434 ± 0.028

Tabelle A.2: Wertetabelle für Anpassung einer Gaußkurve an die Änderung des Wirkungsquerschnitts in $\log(Q^2)$ für systematische Änderungen des z -Vertex um $-3cm$ bis $+3cm$ (vgl. Abb. 5.10),

$$\text{Formel : } \frac{(d\sigma/dQ^2)_{MOD}}{(d\sigma/dQ^2)_{REF}} = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\log(Q^2/b)}{c}\right)^2\right) + 1$$

A.3 Anpassung an eine systematische z -Cluster Verschiebung

	Amplitude a	Position des Maximums b	Halbwerts- breite c
$\Delta z_{imp} = -3cm$	-0.1009 ± 0.0038	$1929. \pm 97.$	0.370 ± 0.021
$\Delta z_{imp} = -2cm$	-0.0656 ± 0.0038	$1904. \pm 168.$	0.391 ± 0.034
$\Delta z_{imp} = -1cm$	-0.0365 ± 0.0042	$1928. \pm 246.$	0.342 ± 0.052
$\Delta z_{imp} = +1cm$	0.0373 ± 0.0049	$1894. \pm 264.$	0.327 ± 0.062
$\Delta z_{imp} = +2cm$	0.0695 ± 0.0044	$1768. \pm 178.$	0.383 ± 0.039
$\Delta z_{imp} = +3cm$	0.1044 ± 0.0047	$1755. \pm 116.$	0.373 ± 0.027

Tabelle A.3: Wertetabelle für Anpassung einer Gaußkurve an die Änderung des Wirkungsquerschnitts in $\log(Q^2)$ für systematische Änderungen des z -Cluster um $-3cm$ bis $+3cm$ (vgl. Abb. 5.9),

$$\text{Formel : } \frac{(d\sigma/dQ^2)_{MOD}}{(d\sigma/dQ^2)_{REF}} = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\log(Q^2/b)}{c}\right)^2\right) + 1$$

Anhang B

H1PFMC Programmaufbau

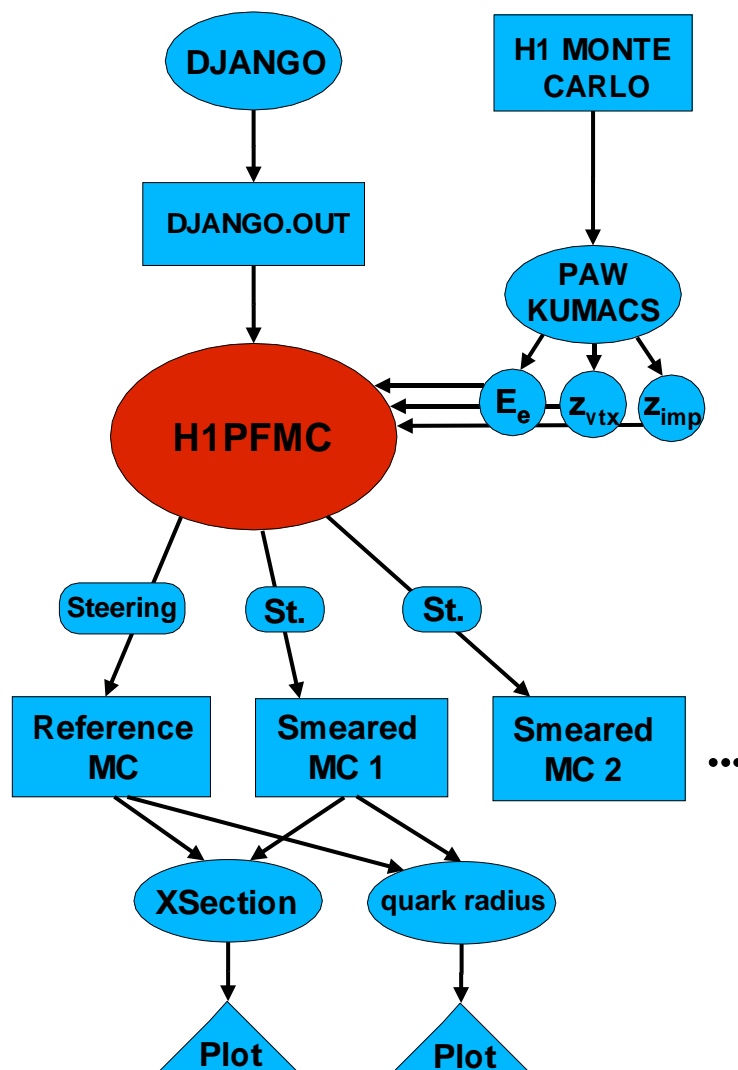


Abbildung B.1: H1PFMC Programmaufbau.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der HERA- ep -Speicherring und die Vorbeschleuniger	3
2.2	Die integrierte Luminosität bei HERA und H1	4
2.3	Der H1-Detektor	6
2.4	Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter	7
2.5	Querschnitt durch ein Rad des Flüssig-Argon-Kalorimeters	8
2.6	Längsschnitt durch das Spurkammersystem	9
2.7	Querschnitt durch das Spurkammersystem	10
2.8	Das H1-Luminositätssystem.	11
3.1	Diagramm eines ep -Streuprozesses mit neutralem Strom	13
3.2	Die kinematische x - y Ebene	15
4.1	Prinzip der H1PFMC Simulation des Elektronstreuwinkels	21
4.2	z -Vertex Verteilung	23
4.3	Fehler in der Bestimmung des z -Vertex in einer H1SIM-Simulation . .	23
4.4	Δz -Vertex in Intervallen von θ_{jet}	24
4.5	Anpassung der z -Vertex Verteilung für einen θ_{jet} Winkelbereich	24
4.6	Anpassung an die Halbwertsbreiten der Gaußkurven	24
4.7	Relative Anteile für die drei z -Vertex Auflösungen	24
4.8	Systematische Verschiebung des Auftreffortes im Kalorimeter	25
4.9	Verhältnis von $p_{t,e}$ zu $p_{t,da}$	26
4.10	Verhältnis von $p_{t,e}$ zu $p_{t,da}$ gegen $p_{t,da}$	26
4.11	Gewichtung der Randbereiche der Auflösungsfunktion mit dem Faktor 5. .	27
5.1	Migrationen in der x - y Ebene	30
5.2	Migrationen in der Q^2 - y Ebene	30
5.3	Streuwinkel-Veränderung durch Verschiebung des Auftreffortes	32
5.4	Verhältnis Q_{MOD}^2/Q_{REF}^2 bei Verschiebung des Auftreffortes	32
5.5	Migrationen an Schnittgrenzen im H1PFMC ohne/mit Auflösungseffekten	34
5.6	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Verschie- bungen der Energie zur Referenz	36
5.7	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Verschie- bungen der Energie zur Referenz ohne Migrationen	37
5.8	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Verschie- bungen der Energie um +3% zur Referenz	38
5.9	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Verschie- bungen des z -Cluster zur Referenz	39

5.10	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Verschiebungen des z -Vertex zur Referenz	40
5.11	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für verschiedene Skalierungen zur Referenz	41
5.12	Migrationen in der x - y Ebene mit x, Q^2 -Bins	44
5.13	Migrationen in der y - Q^2 Ebene mit x, Q^2 -Bins	45
5.14	Verhältnis des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Energieverschiebung um +3% zur Referenz	46
5.15	Verhältnis des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts für z -Vertex Verschiebung um +3cm zur Referenz	47
5.16	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Energieverschiebung um +3% zur Referenz	48
5.17	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für z -Vertex Verschiebung um +3cm zur Referenz	48
5.18	Stabilität, Reinheit für Energieverschiebung um +3%, mit und ohne Auflösungseffekte	50
5.19	Stabilität, Reinheit für Energieverschiebung um +3% und Referenz	51
5.20	Ergebnis der Quarkradienanpassung mit xy - und Q^2y -Methode	52
5.21	Abhängigkeit des R^2 von systematischen Effekten	53
5.22	Quarkradienanpassung für Verschiebung der Energie um +1%	54
5.23	Matrix des erwarteten Formfaktors für Verschiebung der Energie um +1%	54
5.24	Matrizen mit Verhältniszahlen und Signifikanzen bei der Quarkradienanpassung	55
5.25	Verhältnis des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Daten gegen H1PFMC	57
5.26	Kontrollverteilung für Q^2	58
5.27	Kontrollverteilung für y	58
5.28	Kontrollverteilung für x	58
5.29	Verhältnis des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts für Daten gegen H1PFMC	59
B.1	H1PFMC Programmaufbau.	65

Tabellenverzeichnis

A.1	Fitparameter für systematische Änderungen der Energieskala	63
A.2	Fitparameter für systematische Änderung des z -Vertex	64
A.3	Fitparameter für systematische Änderung des z -Cluster	64

Literaturverzeichnis

- [Bar90] R. Barlow:
Extended maximum likelihood.
Nuclear Instruments and Methods **A 297** (1990), 496-506.
- [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.
- [Beh01] O. Behnke,
private Mitteilung,
Uni Heidelberg (September 2001).
- [Bei00] C.C. Beier:
Das Z^0 -Boson und die Strukturfunktion xF_3 in tiefinelastischer ep-Streuung,
Doktorarbeit, Heidelberg (2000).
- [CER93] CERN Computing and Networks Division:
GEANT Detector Description and Simulation Tool,
CERN Program Library W5013 (1993).
- [EPJ98] The European Physics Journal C,
Review of Particle Physics,
Volume 3, Number 1-4 (1998)
- [Ell99] M. Ellerbrock,
Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms bei höchsten Impulsüberträgen in der e^-p -Streuung,
Diplomarbeit, Heidelberg (1999).
- [Ell01] M. Ellerbrock,
private Mitteilung,
Uni Heidelberg (September 2001).

- [Ger00] C. Gerlich,
Suche nach Substrukturen des Quarks bei HERA,
Diplomarbeit, Heidelberg (2000).
- [H1C93] H1 Collaboration (I. Abt et al.):
The H1 Liquid Argon Calorimeter System.
Nuclear Instruments and Methods **A 336** (1993), 460–498.
- [H1C95] H1 Collaboration (S. Aid et al.):
*Leptoquarks and Compositeness Scales from a Contact Interaction
Analysis of Deep Inelastic $e^\pm p$ Scattering at HERA*.
DESY-95-079, Hamburg (1995).
- [H1C97a] H1 Collaboration (I. Abt et al.):
The H1 detector at HERA.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 386** (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 **A 386** (1997), 348–396.
- [H1C99] H1 Collaboration,
*Measurement of Neutral and Charged Current Cross-Sections in Positron-Proton
Collisions at Large Momentum Transfer*,
DESY-99-107/hep-ex/9908059 (1999)
- [H1Cal93] H1 Calorimeter Group:
*Results from pion calibration runs for the H1 LAr calorimeter and comparisons
with simulations*.
Nuclear Instruments and Methods **A 336** (1993), 499–509.
- [H1Cal94] H1 Calorimeter Group:
Beam tests and calibration of the H1 LAr calorimeter with electrons.
Nuclear Instruments and Methods **A 350** (1994), 57–72.
- [HWS87] R.D. Peccei:
Physics at HERA.
Proceedings of the Workshop, Vol. 1 and 2, Hamburg, (1987).
- [HWS91] W. Buchmüller, G. Ingelman:
Physics at HERA.
Proceedings of the Workshop, Vol. 1,2,3, Hamburg, (1991).
- [HWS99] A.T. Doyle, G. Grindhammer, G. Ingelmann, H.Jung:
Monte Carlo Generators for HERA Physics.
Proceedings of the Workshop, Vol. 2, Hamburg, (1999).
- [Ing97] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman:
LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic

Lepton-Nucleon Scattering.

Comput. Phys. Commun. **101** (1997) 108 [hep-ph/9605286].

[JAM98] F. James:

MINUIT Function Minimization and Error Analysis: Reference Manual.

CERN Program Library entry **D506**, August 1998.

[Kwi93] A. Kwiatowski, H. Spiesberger and H.-J. Möhring:

HERACLES. An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes, Version 4.6.

DESY, Hamburg (1996).

Verfügbar im WWW: <http://www.desy.de/~hspiesb/heracles.html>

[Mar01] J. Marks,

private Mitteilung,

Uni Heidelberg (September 2001).

[Per82] Donald H. Perkins:

Introduction to High Energy Physics (2nd Edition).

Addison-Wesley, Reading, 1982

[Pov94] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F.Zetsche,

Teilchen und Kerne,

Springer, Berlin (1994)

[Spi96] H. Spiesberger:

DJANGO6 version 2.4 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton Proton Scattering Including QED and QCD Radiative Effects.

DESY, Hamburg, Oktober 1996.

Verfügbar im WWW: <http://www.desy.de/~hspiesb/django6.html>

Erklärung:

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

Heidelberg, den

.....
David Emschermann

