
Exklusive tief-virtuelle Compton-Streuung am COMPASS-Experiment

Steffen Bauer



**Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg**

Exklusive tief-virtuelle Compton-Streuung am COMPASS-Experiment

Diplomarbeit

vorgelegt

von

Steffen Bauer

**Physikalisches Institut
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg**

Januar 2013

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	7
2 Physikalische Grundlagen	9
2.1 Spin des Nukleons	9
2.2 Kinematik in Streuprozessen	10
2.3 Formfaktoren	11
2.4 Tief-inelastische Streuung	12
2.5 Wahl des Bezugssystems	13
2.6 Skalenbrechung der Strukturfunktion	13
2.7 Parton-Verteilungsfunktionen	14
2.8 Generalisierte Partonverteilungen	15
2.8.1 Interpretation der GPDs	16
2.9 Jis Summenregel	17
2.10 Tief-virtuelle Compton-Streuung	18
3 Das COMPASS-Experiment	23
3.1 Der Myonstrahl und das Strahlspektrometer	24
3.2 Das Target und der Rückstoßproton-Detektor	26
3.3 Das COMPASS-Spektrometer	29
3.3.1 Elektromagnetische Kalorimeter	32
3.3.1.1 Funktionsweise	32
3.3.1.2 Kalibrierung	33
3.3.2 Hadronische Kalorimeter	34
3.4 Das Triggersystem	35

3.5 Das Veto-System	36
3.6 Rekonstruktion der Daten	36
3.6.1 Erzeugung von analysierbaren Dateien	36
3.6.2 Rekonstruktion der Kalorimeter-Cluster	37
4 Analyse	39
4.1 Vorauswahl zur Datenreduzierung	39
4.2 Vertexselektion	39
4.3 Vergleich der Daten aus unterschiedlichen Perioden	46
4.4 Rekonstruktion des reellen Photons	49
4.5 Bedingungen an das rückgestoßene Proton	51
4.6 Bestimmung exklusiver Ereignisse	52
4.6.1 Methode 1: Direkter Schnitt auf Energie- und Impulserhaltung .	52
4.6.2 Methode 2: Kinematischer Fit mit Schnitt auf χ^2_{red}	55
4.6.2.1 Theorie	55
4.6.2.2 Bestimmung der Kovarianzmatrix	57
4.6.2.3 Durchführung mit simulierten Daten	60
4.6.2.4 Durchführung mit Messdaten	63
4.6.3 Vergleich der Resultate	67
4.7 Analyse der elektromagnetischen Kalorimeter	71
4.7.1 Kalibrationskonstanten	71
4.7.2 Analyse auffälliger Zellen	78
4.7.2.1 Einfluss auf Cluster in benachbarten Zellen	79
4.7.3 π^0 -Rekonstruktion	84
4.7.4 Potenzielle Leckcluster	85
4.7.5 Systematischer Fehler durch exklusiven π^0 -Untergrund	86
5 Zusammenfassung	89
Anhang	91
A Abbildungen	91

B Abweichung in den ungeschnittenen Verteilungen	115
C Minimierung der Lagrange-Funktion	117
Literatur	118

1. Einleitung

Schon immer hatte der Mensch den Drang sein Umfeld zu Erforschen und über den bekannten Horizont hinauszuschauen. Der sprichwörtlich elementarste Ansatz ist dabei die Erforschung der Grundbausteine aller ihn umgebenden Materie. Bereits 400 v. Chr. postulierte Demokrit, dass kleinste, unteilbare Teilchen existieren und bezeichnete sie als Atome. Über 2000 Jahre später gelang es J. J. Thomson mit der Entdeckung des Elektrons, jene Sichtweise weiterzuentwickeln. Dazu führte er 1904 das erste Atommodell, auch bekannt als Rosinenkuchenmodell, ein [1].

Dieser Ansatz, die Wirklichkeit mit einem vereinfachten physikalischen Modell darzustellen, ist eines der wichtigsten Werkzeuge der Wissenschaft. Dadurch ist es möglich, das Gesehene innerhalb gewisser Grenzen zu beschreiben. Außerhalb dieser Randbedingungen können diese Modelle allerdings versagen. Um neue Phänomene erklären zu können, müssen in solchen Fällen die bestehenden Modelle erweitert werden. Dazu ist es notwendig die zugrunde liegenden Prozesse ausreichend zu verstehen. Für dieses Verständnis sind in der Teilchenphysik die Streuexperimente das wichtigste Mittel. So entdeckte 1911 Ernest Rutherford den Atomkern durch Streuversuche mit α -Teilchen an Goldfolie [2].

Innerhalb des letzten Jahrhunderts wurde dieses relativ einfache Experiment stark weiterentwickelt. Durch den rasanten technologischen Fortschritt konnten immer höhere Schwerpunktsenergien in den Teilchenkollisionen erzeugt werden. Gleichzeitig ermöglichte die Entwicklung leistungsfähigerer Detektoren eine präzise Identifikation der Endprodukte in den Reaktionen, wodurch weitere Erkenntnisse über die ablaufenden Prozesse gewonnen werden konnten. Damit wurde die Erforschung einer Vielzahl an Elementarteilchen zugänglich. Einen besonderen Meilenstein stellen die 1968 am SLAC¹ in Stanford durchgeführten tief-inelastischen Streuversuche dar. Dabei wurden erstmals Elektronen mit einer so hohen Energie an Atomkernen gestreut, dass deren Substruktur erforscht werden konnte. Ähnlich zum Experiment von Rutherford stellte sich heraus, dass die Streuzentren nicht homogen aufgebaut sind, sondern aus punktförmigen Konstituenten bestehen. Als Folge entwickelten Richard Feynman und James Bjorken Ende der 60er Jahre das Parton-Modell, in dem die Bestandteile als Partonen bezeichnet werden [3]. Einige Jahre später identifizierte man sie mit geladenen Spin-1/2-Teilchen, den Quarks bzw. Antiquarks, und neutralen Spin-1-Teilchen, den Gluonen. Alle seine physikalischen Eigenschaften erhält das Nukleon von diesen Konstituenten. Bis heute ist dabei allerdings nicht vollständig verstanden, wie sich aus ihnen der Spin 1/2 des Nukleons zusammensetzt. Experimente in den 80er Jahren zeigten, dass die Spinbeiträge der Quarks- und Antiquarks nur etwas mehr als 30% des Gesamtspins ausmachen. Weiterhin ergaben Messungen am COMPASS²-Experiment, dass der Betrag des Spin-

¹Stanford Linear Accelerator Center

²COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

beitrags durch die Gluonen im Bereich von 20 bis 30% des Gesamtspins liegt [4]. Der restliche Beitrag wird deshalb in den zugehörigen Bahndrehimpulsen vermutet. Diese lassen sich indirekt über die entsprechenden Gesamtdrehimpulse bestimmen. Eine Möglichkeit, letztere zu bestimmen, eröffnet das Konzept der sogenannten generalisierten Partonverteilungsfunktionen (GPDs³). Sie werden zusammen mit den benötigten physikalischen Grundlagen in Kapitel 2 eingeführt.

Einen wertvollen Beitrag zur experimentellen Ermittlung der GPDs leistet das COMPASS-Experiment am CERN⁴. Es ist ein „Fixed-Target“-Experiment mit einem zweiteiligen Spektrometer, dessen Hauptziel neben der Spektroskopie von Hadronen, die Analyse der Nukleon-Spinstruktur ist. Der Aufbau und die Funktionsweise des Experiments werden in Kapitel 3 beschrieben. Um die GPDs zu berechnen werden exklusive Streuprozesse, wie die tief-virtuelle Compton-Streuung (DVCS⁵), oder die harte exklusive Mesonproduktion (HEMP⁶) präzise vermessen. Von diesen ist der DVCS-Prozess theoretisch am problemlosesten beschreibbar. Bei ihm streut ein Lepton unter Austausch eines virtuellen Photons am Nukleon. Letzteres wird dadurch nicht zerstört, sondern strahlt lediglich ein reelles Photon ab. Somit dürfen im Endzustand ausschließlich das gestreute Lepton, das reelle Photon, sowie das rückgestoßene Proton nachgewiesen werden. Da das Rückstoßproton unter einem Winkel von bis zu 80° aus dem Target austreten kann, ist seine Detektierung nicht durch das Spektrometer möglich. Deshalb kam während einer zwölftägigen DVCS-Messung, die im Herbst 2009 durchgeführt wurde, ein sogenannter RPD⁷ zum Einsatz.

In Kapitel 4 erfolgt die Beschreibung der Analyse und Selektion von exklusiven DVCS-Prozessen. Dabei werden aus den gewonnenen Daten zuerst alle Ereignisse selektiert, die eine DVCS-Signatur aufweisen. Anschließend werden zwei verschiedene Methoden eingesetzt, um die exklusiven DVCS-Prozesse zu extrahieren. Bei beiden Methoden wird die Exklusivität der ablaufenden Prozesse mithilfe der Erhaltungssätze überprüft. Dazu erfolgt beim ersten Verfahren ein direkter Schnitt auf die Energie- und Impulsverteilungen der rekonstruierten Teilchen. Diese gebräuchliche Vorgehensweise kam bereits bei zuvor durchgeführten DVCS-Analysen zum Einsatz. Bei der zweiten Methode wird ein kinematischer Fit mit allen rekonstruierten Teilchen durchgeführt. Dabei werden auch das reelle Photon und das rückgestoßene Proton einbezogen. Dieses Konzept ist neuartig bei einer DVCS-Analyse am COMPASS-Experiment. Als Folge erhält man eine verbesserte Rekonstruktion der nachgewiesenen, exklusiven Ereignisse.

Im letzten Abschnitt werden systematische Fehler bei der Energiemessung des Photons untersucht. Hier werden Ereignisse identifiziert, die fälschlicherweise als exklusive Prozesse selektiert wurden. Abschließend wird eine Möglichkeit gezeigt, systematisch unterschätzte Energiemessungen in zukünftigen Analysen zu korrigieren.

³Generalized Parton Distributions

⁴Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

⁵Deep Virtual Compton Scattering

⁶Hard Exclusive Meson Production

⁷Recoil Proton Detector

2. Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Konzepte dargelegt, welche die experimentelle Bestimmung der Eigenschaften des Nukleons ermöglichen. Dabei werden die Formfaktoren des Nukleons, sowie die Parton-Verteilungsfunktionen eingeführt. Mit ihrer Hilfe kann die Nukleonstruktur parametrisiert werden. Einen experimentellen Zugang bietet die tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung, die ebenfalls beschrieben wird. Danach wird ein Konzept erläutert, welches die Formfaktoren mit den Parton-Verteilungsfunktionen verbindet, die sogenannten generalisierten Partonverteilungen. Ihre Vermessung ist eines der Hauptziele des COMPASS-Experiments. Sie ermöglichen indirekt die Bestimmung der Beiträge der Nukleon-Konstituenten zu dessen Gesamtspin. Für die experimentelle Ermittlung dieser Verteilungen ist der Prozess der tief-virtuellen Compton-Streuung besonders wichtig. Er wird im letzten Abschnitt detailliert beschrieben, da er der Kern dieser Arbeit ist.

2.1 Spin des Nukleons

Der Spin ist eine quantenmechanische, intrinsische Eigenschaft aller Elementarteilchen. Er wird in der Einheit des Planckschen Wirkungsquantums \hbar angegeben. Im Quark-Parton-Modell [5] werden die Konstituenten des Nukleons als Partonen bezeichnet. Man unterscheidet dabei die geladenen Teilchen Quarks und Antiquarks, sowie die neutralen Gluonen. Letztere sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung und tragen den Spin \hbar , wohingegen Quarks und Antiquarks den Spin $\frac{\hbar}{2}$ haben. Alle seine physikalischen Eigenschaften erhält das Nukleon aus dieser Substruktur. Auch sein Spin S lässt sich durch die Gesamtdrehimpulse J^q und J^g seiner Konstituenten angeben. Diese können wiederum als Summe aus den entsprechenden Bahndrehimpulsen und Spins geschrieben werden [6]

$$\frac{S}{\hbar} = \frac{1}{2} = J^q + J^g = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L^q + L^g. \quad (2.1)$$

Dabei wird die Summe der Bahndrehimpulse der Quarks und Antiquarks als L^q , und ihr Spinbeitrag als $\Delta\Sigma$ zusammengefasst. Analog steht L^g für den Bahndrehimpuls der Gluonen und ΔG für deren Spinbeitrag. Der Anteil von $\Delta\Sigma$ und ΔG am Gesamtspin lässt sich experimentell bestimmen. Bei den Spins der Quarks und Antiquarks liegt er bei ungefähr 30 %, während der Betrag der Gluonspins mit 20 bis 30 % beiträgt [7]. Die Beiträge der Bahndrehimpulse L^q und L^g sind hingegen nicht direkt experimentell zugänglich. Allerdings können mithilfe des Konzepts der generalisierten Parton-Verteilungen die entsprechenden Gesamtdrehimpulse besser abgeschätzt werden. Dazu wird unter anderem die tief-virtuelle Compton-Streuung präzise vermessen.

2.2 Kinematik in Streuprozessen

Die experimentelle Beobachtung der Streuung von Leptonen an Nukleonen ermöglicht die Erforschung der Nukleoneigenschaften. Dabei können durch die Vermessung von Wirkungsquerschnitten Informationen über das Wechselwirkungspotenzial gewonnen werden. Zur Beschreibung von Streuprozessen werden mehrere kinematischen Größen eingeführt, über die Tabelle 2.1 einen Überblick verschafft.

$p = (E, \vec{p})$	Viererimpuls des einlaufenden Leptons
$p' = (E', \vec{p}')$	Viererimpuls des gestreuten Leptons
$\vartheta = \arccos\left(\frac{\vec{p} \cdot \vec{p}'}{ \vec{p} \vec{p}' }\right)$	Streuwinkel des Leptons
M_p	Masse des Nukleons
$P = (M_p, \vec{P}) \stackrel{\text{lab}}{=} (M_p, 0, 0, 0)$	Viererimpuls des einlaufenden Nukleons
$P' = (M_p, \vec{P}')$	Viererimpuls des auslaufenden Nukleons
$t = (P - P')^2 = -\Delta^2$	auf das Nukleon übertragenes Viererimpulsquadrat
$q = p - p'$	Viererimpuls des ausgetauschten virtuellen Photons
$\nu = \frac{P \cdot q}{M_p} \stackrel{\text{lab}}{=} E - E'$	Energieverlust des gestreuten Leptons
$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E}$	Relativer Energieverlust des gestreuten Leptons
$Q^2 = -q^2 \stackrel{\text{lab}}{\approx} 4EE' \cdot \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$	Negatives Viererimpulsquadrat des virtuellen Photons
$x_{bj} = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}$	Bjorkensche Skalenvariable
x	mittlerer Impulsbruchteil des gestreuten Quarks
$\xi \stackrel{Q^2 \rightarrow \infty}{=} \frac{x_{bj}}{2-x_{bj}}$	„Skewness“-Variable

Tabelle 2.1: Definitionen der wichtigsten kinematischen Variablen in Streuprozessen

Bei gegebenem Viererimpuls p des einfliegenden Leptons, gibt es in der elastischen Streuung nur einen freien Parameter. Wird z. B. der Streuwinkel ϑ bestimmt, so sind aufgrund der Energie- und Impulserhaltung alle anderen kinematischen Variablen festgelegt. Die Bjorkensche Skalenvariable, die Auskunft über die Inelastizität des Prozesses gibt, ist in diesem Fall immer $x_{bj} = 1$. Bei inelastischen Stößen kommt mit der Anregungsenergie des Nukleons ein weiterer freier Parameter hinzu. Für solche Prozesse folgt $0 < x_{bj} < 1$.

2.3 Formfaktoren

Zur Beschreibung der elektrischen Ladungsverteilung von Kernen wird der elektromagnetische Formfaktor eingeführt. Er beschreibt die transversale Ausdehnung der Kerne und wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts von elastischen Stößen benötigt. Durch Fouriertransformation ergibt sich aus ihm die Ladungsverteilungsfunktion $f(|\vec{x}|)$. Diese ist auf die Gesamtladung normiert und über die Ladungsdichte $\rho(|\vec{x}|)$ definiert [5]. Die Gesamtladung ergibt sich dabei aus dem Produkt der Ordnungszahl Z und der Elementarladung e ,

$$f(|\vec{x}|) := \frac{\rho(|\vec{x}|)}{Z \cdot e}. \quad (2.2)$$

In Streuexperimenten ist der Formfaktor vom Betrag des Viererimpulsübertrags abhängig. Dies liegt daran, dass je größer Q^2 ist, desto größer ist das Auflösungsvermögen des ausgetauschten, virtuellen Photons.

Auch die Ladungs- und Stromverteilungen des Nukleons lassen sich durch Formfaktoren beschreiben. Mithilfe der elektrischen und magnetischen Formfaktoren $G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$, kann der Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Nukleon-Streuung über die Rosenbluth-Formel beschrieben werden

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \cdot \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \cdot \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (2.3)$$

Dabei wurde die Abkürzung $\tau := \frac{Q^2}{4M_p^2 c^2}$ verwendet. Der Faktor $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}}$ steht für den Mott-Wirkungsquerschnitt, der die Elektronstreuung unter Berücksichtigung des Elektronspins beschreibt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \frac{4Z^2 \alpha_{em}^2 (\hbar c)^2 E'^2}{(Q^2 c^2)^2} \frac{E'}{E} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.4)$$

Hierbei ist α_{em} die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung und $\beta = \frac{v}{c}$, berechnet aus der Leptongeschwindigkeit v , sowie der Lichtgeschwindigkeit c . Im Grenzfall eines verschwindenden Viererimpulsübertrags $Q^2 \rightarrow 0$ erhält man aus den Formfaktoren die Ladung des Nukleons, normiert auf e , sowie sein magnetisches Moment, normiert auf das Kernmagneton μ_N . Beim Proton betragen sie

$$G_{E,\text{Proton}}(Q^2 = 0) = 1 \quad (2.5)$$

$$G_{M,\text{Proton}}(Q^2 = 0) = 2,79. \quad (2.6)$$

Die Interpretation von G_E als Fouriertransformierte der Ladungsverteilung des Nukleons ist nur bei kleinen Impulsüberträgen richtig.

2.4 Tief-inelastische Streuung

Die tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung (DIS¹) ermöglicht die Erforschung der Substruktur des Nukleons. Hierbei wird ein Lepton an einem Nukleon gestreut, welches anschließend entweder fragmentiert, oder in einen angeregten Resonanzzustand versetzt wird (siehe Abbildung 2.1). In führender Ordnung wird ein solcher Prozess durch

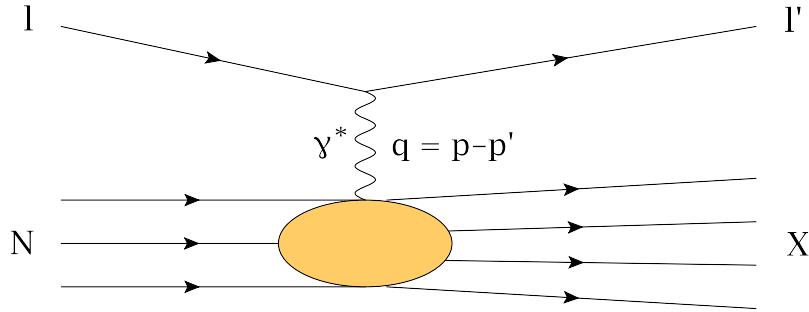


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der tief-inelastischen Streuung: Das Lepton l wechselt unter Austausch eines virtuellen Photons mit dem Nukleon N , welches in den hadronischen Endzustand X fragmentiert.

den Austausch eines virtuellen Photons, oder eines Z^0 -Bosons beschrieben. Letzterer wird im Folgenden nicht weiter berücksichtigt, da er im verfügbaren Energiebereich des COMPASS-Experiments vernachlässigbar ist. Die entstehenden Endzustände solcher Streuprozesse können inklusiv, semi-inklusiv oder exklusiv sein. Im ersten Fall wird lediglich das gestreute Lepton nachgewiesen. Bei den anderen beiden werden zusätzlich auch Hadronen nachgewiesen, wobei man nur dann von einem exklusiven Prozess spricht, wenn alle Teilchen des Endzustandes detektiert werden.

Analog zur elastischen Streuung kann man in der tief-inelastischen Streuung Strukturfunktionen einführen. Dazu wählt man eine Faktorisierung in einen harten leptonischen Prozess, beschrieben durch den Tensor $L_{\mu\nu}$, und einen weichen hadronischen Anteil, der durch den Tensor $W_{\mu\nu}$ dargestellt wird [8] [9]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (2.7)$$

Dabei steht Ω für den Raumwinkel, in den das auslaufende Lepton gestreut wird. Der harte leptonische Prozess ist gut verstanden, sodass $L_{\mu\nu}$ kann mithilfe der perturbativen QED² berechnet werden. Hingegen wird zur Beschreibung des hadronischen Anteils die Theorie der QCD³ benötigt. Die innere Struktur des Nukleons kann zunächst nicht berechnet, sondern nur parametrisiert werden. Dazu wird ausgenutzt, dass der Wirkungsquerschnitt in einen spinunabhängigen, symmetrischen Teil (S) und einen

¹Deep Inelastic Scattering

²Quanten-Elektron-Dynamik

³Quanten-Chromo-Dynamik

spinabhängigen, antisymmetrischen Teil (A) separiert werden kann. Letzterer ist eine Funktion des Leptonspins \vec{s} , sowie des Nukleonspins \vec{S}

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \left[L_{\mu\nu}^{(S)}(x_{bj}) W^{\mu\nu(S)}(x_{bj}) - L_{\mu\nu}^{(A)}(x_{bj}, \vec{s}) W^{\mu\nu(A)}(x_{bj}, \vec{S}) \right]. \quad (2.8)$$

An dieser Stelle werden die Strukturfunktionen $F_1(x_{bj}, Q^2)$, $F_2(x_{bj}, Q^2)$, $g_1(x_{bj}, Q^2)$ und $g_2(x_{bj}, Q^2)$ eingeführt. Die ersten beiden Funktionen parametrisieren den symmetrischen Anteil, wohingegen g_1 und g_2 den antisymmetrischen Beitrag beschreiben. Experimentell ergibt sich, dass diese Strukturfunktionen für feste Werte von x_{bj} nur sehr schwach von Q^2 abhängen. Da mit Q^2 das Auflösungsvermögen zunimmt, müssen somit die Streuzentren punktförmig sein. Sie besitzen also im Gegensatz zu den Nukleonen keine Substruktur. Weiterhin wurde durch Messungen die Callan-Gross-Beziehung bestätigt

$$2x_{bj}F_1(x_{bj}) = F_2(x_{bj}). \quad (2.9)$$

Damit ist experimentell belegt, dass es sich um Spin- $1/2$ -Teilchen handelt [10].

2.5 Wahl des Bezugssystems

Unter gewissen Bedingungen erhält die Bjorkensche Skalenvariable x_{bj} eine anschauliche Bedeutung. Dazu wählt man als Bezugssystem das sogenannte „infinite momentum frame“. In ihm bewegt sich das Proton so schnell, dass die transversalen Impulse seiner Konstituenten vernachlässigt werden können. Sollte dann der Impulsübertrag des virtuellen Photons ausreichend sein, um die Substruktur des Nukleons auflösen zu können ($Q^2 >> M_p^2 c^2$), so spricht man von der „Stoßnäherung“. Auf der Zeitskala des Streuprozesses kann in diesem System die Wechselwirkung der Partonen untereinander ebenfalls vernachlässigt werden. Damit ist es möglich, die tief-inelastische Streuung des Leptons am Nukleon als elastische Streuung an den frei beweglichen Partonen zu beschreiben. Sie besitzen im betrachteten Bezugssystem einen bestimmten Bruchteil des Viererimpulses des gesamten Nukleons. In dieser Näherung gibt x_{bj} an, wie groß der Bruchteil ist.

2.6 Skalenbrechung der Strukturfunktion

Obwohl die Quarks und Gluonen punktförmig sind, hat sich durch Experimente herausgestellt, dass die Strukturfunktion F_2 auch leicht von Q^2 abhängig ist. Dieses Verhalten bezeichnet man als Skalenbrechung und liegt darin begründet, dass mit zunehmendem Q^2 das Auflösungsvermögen des virtuellen Photons zunimmt. Im Nukleon findet kontinuierlich eine Umverteilung der Impulsverteilungen statt, denn Quarks können Gluonen emittieren und absorbieren. Zusätzlich sind auch Gluonen in der Lage weitere Gluonen zu emittieren, oder sich in Quark-Antiquark-Paare aufzuspalten. Je größer das Auflösungsvermögen für diese Prozesse ist, desto größer ist die Anzahl der aufgelösten Partonen. Somit sinkt, mit steigendem Q^2 , der Beitrag eines einzelnen Partons zum Gesamtimpuls und damit steigt die Wahrscheinlichkeit kleinere Werte für x_{bj} vorzufinden. Entsprechend beobachtet man bei kleinen Q^2 weniger Partonen, die deshalb einen größeren Impulsbruchteil x_{bj} tragen.

2.7 Parton-Verteilungsfunktionen

Die Impuls- und Helizitätsverteilungen der Quarks, bzw. Antiquarks, vom Typ f^4 werden durch die Partonverteilungsfunktionen (PDFs)⁵ $q_f(x_{bj})$ und $\Delta q_f(x_{bj})$ parametrisiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein entsprechendes Parton mit einem Impuls zwischen x_{bj} und $(x_{bj} + \Delta x_{bj})$ vorliegt, ist durch die unpolarisierte PDF $q_f(x_{bj})$ gegeben und beträgt $\int_{x_{bj}}^{x_{bj} + \Delta x_{bj}} q_f(x_{bj}) dx_{bj}$. Gewichtet mit den elektrischen Ladungen e_f ⁶, in Einheiten der Elementarladung e , lassen sich damit die Strukturfunktionen F_1 und F_2 ausdrücken,

$$F_1(x_{bj}) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 q_f(x_{bj}) \quad (2.10)$$

$$F_2(x_{bj}) = x_{bj} \sum_f e_f^2 q_f(x_{bj}). \quad (2.11)$$

Bei der Streuung von longitudinal polarisierten Leptonen an parallel oder antiparallel polarisierten Nukleon beschreiben sie außerdem die Helizitätsverteilung der Quarks

$$\Delta q_f(x_{bj}) = q_f^{\rightarrow}(x_{bj}) - q_f^{\leftarrow}(x_{bj}). \quad (2.12)$$

Dabei steht $q_f^{\rightarrow}(x_{bj})$ für die Wahrscheinlichkeit ein Quark vom Flavour f anzutreffen, das den Impulsbruchteil x_{bj} und die gleiche Helizität wie das virtuelle Photon besitzt. Entsprechend ist die Wahrscheinlichkeit bei einer entgegengesetzten Helizität gleich $q_f^{\leftarrow}(x_{bj})$. Damit lassen sich die unpolarisierten PDFs wie folgt schreiben,

$$q_f(x_{bj}) = q_f^{\rightarrow}(x_{bj}) + q_f^{\leftarrow}(x_{bj}). \quad (2.13)$$

Mit ihrer Hilfe kann der Spinbeitrag Σ aller Quarks und Antiquarks in Gleichung (2.1) berechnet werden. Dazu wird für jeden Flavour über alle x_{bj} -Werte integriert und anschließend die Summe gebildet

$$\Delta\Sigma = \sum_f \int_0^1 \Delta q_f(x_{bj}) dx_{bj}. \quad (2.14)$$

Zusätzlich kann auch die Strukturfunktion g_1 wie folgt beschrieben werden,

$$g_1(x_{bj}) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x_{bj}). \quad (2.15)$$

Im Gegensatz dazu gibt es für die spinabhängige Strukturfunktion $g_2(x_{bj})$ keine Beschreibung durch die PDFs, da sie die Streuung an transversal polarisierten Nukleonen charakterisiert.

⁴mit $f = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s$ oder \bar{s}

⁵Parton Density Functions

⁶ $e_u = \frac{2}{3}; e_d = e_s = -\frac{1}{3}; e_{u,d,s} = -e_{\bar{u},\bar{d},\bar{s}}$

2.8 Generalisierte Partonverteilungen

Die zuvor eingeführten Partonverteilungen beschreiben das Nukleonen unter Vernachlässigung von transversalen Impulsen. Sie enthalten also nur Informationen über die Wahrscheinlichkeit, ein Parton mit einem bestimmten longitudinalen Impulsbruchteil des Nukleons vorzufinden. Unabhängig davon liefern die elektromagnetischen Formfaktoren die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Partonpositionen in transversaler Richtung. Die Theorie der generalisierten Partonverteilungen verbindet nun diese beiden Konzepte. Sie wurde in den theoretischen Arbeiten von Müller [11], sowie Radyushkin [12] eingeführt und ermöglichen unter anderem eine dreidimensionale Beschreibung des Nukleons (“Nukleon-Tomographie”).

Analog zum Vorgehen in der inklusiven tief-inelastischen Streuung können auch exklusive Prozesse, wie die tief-virtuelle Compton-Streuung und die harte exklusive Meson-Produktion in einen weichen und einen harten Anteil faktorisiert werden. Hierbei ermöglichen die GPDs H , \tilde{H} , E und \tilde{E} eine Parametrisierung des weichen Subprozesses. Sie sind abhängig von den kinematischen Variablen t , x und ξ . Dabei ist t das Quadrat des auf das Nukleon übertragenen Viererimpulses,

$$t := (P - P')^2 = -\Delta^2. \quad (2.16)$$

Die Summe $x + \xi$ und die Differenz $x - \xi$ beschreiben den Anteil des Gesamtimpulses des Nukleons, den das beteiligte Quark im Anfangs- bzw. Endzustand trägt (siehe Abbildung 2.2).

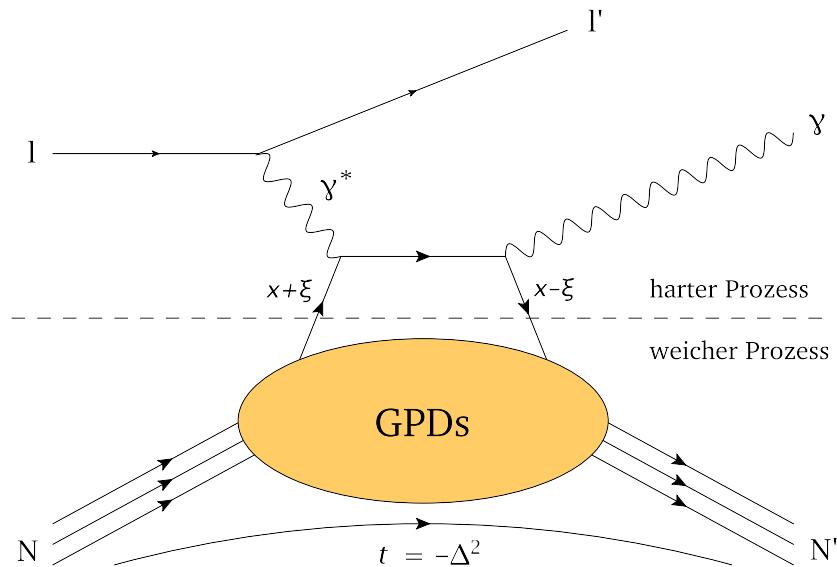


Abbildung 2.2: Handbag-Diagramm der tief-virtuellen Compton-Streuung: Die GPDs ermöglichen eine Beschreibung des weichen hadronischen Subprozesses.

Man beachte, dass es sich bei x nicht um das $x_{bj} = \frac{Q^2}{2M_p\nu}$ aus der tief-inelastischen Streuung handelt, sondern um den nicht messbaren Mittelwert aus den Impulsbruchteilen

des Quarks vor und nach der Streuung. Der im Englischen als „skewness“ bezeichnete Parameter ξ ist die Hälfte der Differenz dieser Impulsanteile und ist über die folgende Gleichung mit x_{bj} verknüpft [13]:

$$\xi = \frac{x_{bj} (1 + \frac{\Delta^2}{2Q^2})}{2 - x_{bj} (1 - \frac{\Delta^2}{Q^2})} \underset{Q^2 \rightarrow \infty}{=} \frac{x_{bj}}{2 - x_{bj}}. \quad (2.17)$$

Die vier genannten GPDs lassen sich anhand ihres Verhaltens in Bezug auf die Quark- und Nukleon-Helizität charakterisieren. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt.

	Nukleonhelizität erhalten nicht erhalten	
Quarkhelizitätsunabhängig	H^f	E^f
Quarkhelizitätsabhängig	\tilde{H}^f	\tilde{E}^f

Tabelle 2.2: Eigenschaften der GPDs H , \tilde{H} , E und \tilde{E}

2.8.1 Interpretation der GPDs

Eine anschauliche Bedeutung erhalten die GPDs im Grenzfall $\xi \rightarrow 0$. Hier ändert das Parton seinen longitudinalen Impulsbruchteil nicht, sodass das Nukleonen einen rein transversalen Impulsübertrag erfährt,

$$t = -\Delta^2 \underset{\xi \rightarrow 0}{=} -\Delta_\perp^2. \quad (2.18)$$

Die Fouriertransformierte von $H^f(x, 0, -\Delta_\perp^2)$ bezüglich Δ_\perp ergibt damit die räumliche Verteilung aller Partonen vom Typ f , die den longitudinalen Impulsbruchteil x tragen. Um die Position innerhalb des Nukleons beschreiben zu können wird an dieser Stelle ein neuer Parameter b_\perp eingeführt, der den transversalen Abstand zum Schwerpunkt des Nukleonimpulses angibt [14]. Die Partonverteilungsfunktion

$$q^f(x, b_\perp) = \int \frac{d^2 \Delta_\perp}{(2\pi)^2} e^{-i \Delta_\perp b_\perp} H^f(x, 0, -\Delta_\perp^2) \quad (2.19)$$

geht für $x \rightarrow 1$ in eine δ -Funktion über, da ein Parton, das fast den gesamten Nukleonimpuls trägt, den Impulsschwerpunkt festlegt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

Fordert man zusätzlich zu $\xi = 0$ auch noch $t = 0$, so befindet man sich im sogenannten „Vorwärtslimit“. Hier sind für die helizitätserhaltenden GPDs H^f und \tilde{H}^f der Viererimpuls und die Helizität des Nukleons im Anfangs- und Endzustand identisch. Sie gehen in diesem Grenzfall in die unpolarisierten und polarisierten Partonverteilungsfunktionen q^f und Δq^f über:

$$H^f(x, 0, 0) = q_f(x) \quad (2.20)$$

$$\tilde{H}^f(x, 0, 0) = \Delta q_f(x). \quad (2.21)$$

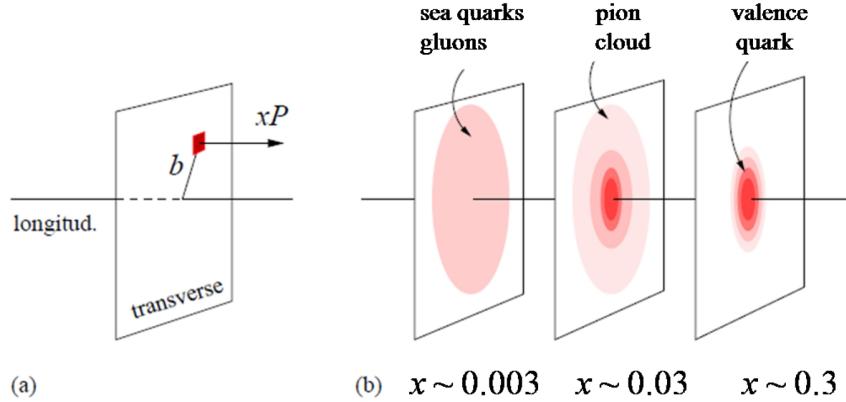


Abbildung 2.3: Dreidimensionale Darstellung des Nukleons: (a) Parton mit longitudinalem Impulsbruchteil x des Nukleonvierervektors P und transversalem Abstand b zum Impulsschwerpunkt; (b) Verteilungen von Partonen mit ausgewählten x -Werten (Quelle: [15])

Bei den helizitätsumkehrenden GPDs E^f und \tilde{E}^f gibt es keinen derartigen Zusammenhang. Das ist darin begründet, dass für eine Änderung der Nukleonhelizität ein Impulsübertrag $t > 0$ erforderlich ist.

Unabhängig von der Beschreibung im Vorwärtslimit sind außerdem die ersten Momente der GPDs mit den elastischen Dirac-, Pauli-, Axial- und Pseudoskalar-Formfaktoren des Nukleons verknüpft. Diese ergeben sich aus den Beiträgen $F_1^f(t)$, $F_2^f(t)$, $G_A^f(t)$ und $G_P^f(t)$ der Quarks mit Flavour f [16]

$$\int_{-1}^{+1} dx H^f(x, \xi, t) = F_1^f(t) \quad (2.22)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx E^f(x, \xi, t) = F_2^f(t) \quad (2.23)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^f(x, \xi, t) = G_A^f(t) \quad (2.24)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^f(x, \xi, t) = G_P^f(t). \quad (2.25)$$

2.9 Jis Summenregel

Von besonderem Interesse ist das zweite Moment der Summe aus den GPDs H und E . Im Jahr 1997 zeigte Ji, dass damit Aussagen über die Gesamtdrehimpulse J^f und J^g in Gleichung (2.1) gemacht werden können [16],

$$J^f(Q^2) = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \int_{-1}^{+1} dx x \left[H^f(x, \xi, t, Q^2) + E^f(x, \xi, t, Q^2) \right]. \quad (2.26)$$

Diese Summenregel bietet somit die Möglichkeit, die vollständige Zusammensetzung des Nukleonspins zu erforschen. Dazu müssen die GPDs für den Grenzfall $t \rightarrow 0$ möglichst genau gemessen werden.

2.10 Tief-virtuelle Compton-Streuung

Bei der tief-virtuellen Compton-Streuung wechselwirkt ein Lepton mit einem Nukleon unter Austausch eines virtuellen Photons. Dabei bleibt das Nukleon unversehrt und strahlt anschließend ein reelles Photon ab (siehe Abbildung 2.2)

$$l + N \rightarrow l' + N' + \gamma. \quad (2.27)$$

Wie bereits eingeführt kann der DVCS-Prozess in einen harten leptonischen Anteil und einen weichen hadronischen Teil faktorisiert werden. Dies ist im sogenannten Bjorken-Limit möglich, d.h. für $Q^2 \rightarrow \infty$ bei festem x_{bj} und t . Dadurch kann die Streuung in führender Ordnung in einem sogenannten „Handbag“-Diagramm schematisch dargestellt werden. Hier absorbiert ein Quark des Nukleons das virtuelle Photon γ^* und sendet anschließend ein reelles Photon aus. Dabei reduziert sich sein longitudinaler Impulsbruchteil von $(x+\xi)$ im Anfangszustand, auf $(x-\xi)$ im Endzustand. Die Korrelation dieser beiden Zustände wird in Abhängigkeit von t und Q^2 durch die GPDs H , \tilde{H} , E und \tilde{E} beschrieben. Damit dieser Ansatz gerechtfertigt ist, muss außerdem gelten [17]:

$$t \ll Q^2. \quad (2.28)$$

Durch die präzise Messung des DVCS-Prozesses können folglich Rückschlüsse über den Verlauf der GPDs für $t \rightarrow 0$ gezogen werden. Diese Möglichkeit besteht auch bei der Vermessung von anderen Prozessen, wie der exklusiven harten Meson-Produktion. Man bevorzugt allerdings den DVCS-Prozess, da er im Endzustand kein Meson enthält und theoretisch am besten verstanden ist. Ein Nachteil besteht allerdings darin, dass es noch einen konkurrierenden Streuprozess gibt, der denselben, nicht unterscheidbaren Endzustand besitzt. Dadurch interferieren die Streuamplituden beider Prozesse miteinander und es ist nicht möglich, die DVCS-Amplitude direkt zu messen.

Bei dem zweiten Prozess handelt es sich um eine elastische Lepton-Nukleon-Streuung, bei der ein hartes Photon vom Lepton durch Bremsstrahlung abgegeben wird, die sogenannte Bethe-Heitler-(BH)-Streuung (siehe Abbildung 2.4). Dieser rein elektromagnetische Vorgang ist vollständig verstanden und kann mithilfe der QED berechnet werden. Allerdings sind somit auch keine Informationen über die GPDs darin enthalten.

Der Wirkungsquerschnitt der beiden Prozesse ist als Folge der Ununterscheidbarkeit proportional zur Summe aus den einzelnen Quadraten der komplexen Streuamplituden τ und enthält zusätzlich einen Interferenzterm I [17]

$$\frac{d^4\sigma(lN \rightarrow l'N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto |\tau_{\text{BH}}|^2 + |\tau_{\text{DVCS}}|^2 + \underbrace{\tau_{\text{DVCS}} \tau_{\text{BH}}^* + \tau_{\text{DVCS}}^* \tau_{\text{BH}}}_I. \quad (2.29)$$

Dabei gibt ϕ den Winkel an, der zwischen der Leptonebene und der Hadronebene aufgespannt wird. Als Leptonebene bezeichnet man die Streuebene, in der das ein- und das auslaufende Lepton liegen. Entsprechend wird die Hadronebene durch das auslaufende Nukleon N' und das reelle Photon γ aufgespannt (siehe Abbildung 2.5).

Dass der Wirkungsquerschnitt von diesem Winkel abhängig ist, liegt in der unterschiedlichen Entstehung des Photons begründet. Beim DVCS-Prozess wird es vom Proton emittiert und hat keine Vorzugsrichtung. Dadurch wird das Proton aus der Leptonebene abgelenkt und es ist kein spezieller ϕ -Winkel ausgezeichnet. Bei der BH-Streuung

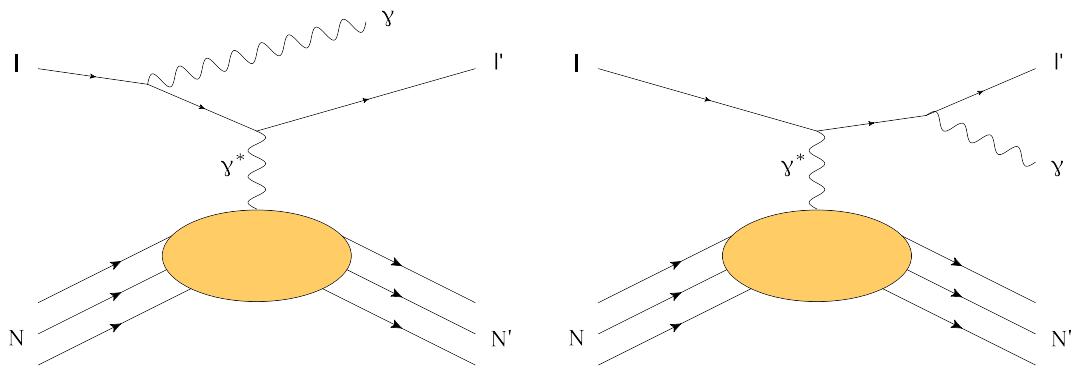


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme der Bethe-Heitler-Prozesse führender Ordnung

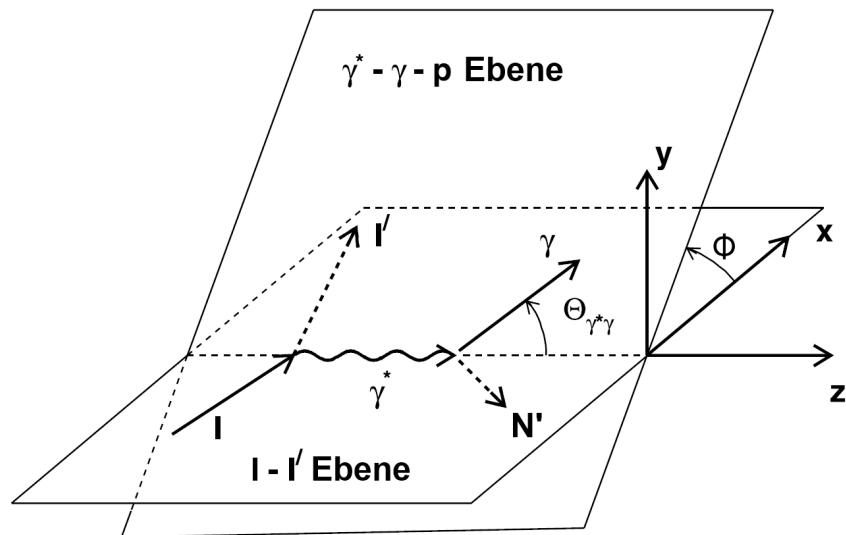


Abbildung 2.5: Definition des Winkels ϕ zwischen der Lepton- und der Hadronstreuebene in der tief-virtuellen Compton-Streuung (Quelle: [17])

hingegen, wird das Photon vom Lepton durch Bremsstrahlung bevorzugt in Flugrichtung des Leptons emittiert. Damit besitzt ϕ ein relativ scharfes Maximum bei 0° , denn das Proton bleibt nach der Streuung aufgrund der Impulserhaltung in der Leptonebene. Simulationen haben gezeigt, dass das Verhältnis von auftretenden DVCS- zu Bethe-Heitler-Ereignissen stark vom beobachteten kinematischen Bereich abhängt. Erst für große x_{bj} -Werte dominiert der reine DVCS-Prozess und die charakteristische, breite ϕ -Verteilung wird sichtbar (siehe Abbildung 2.6).

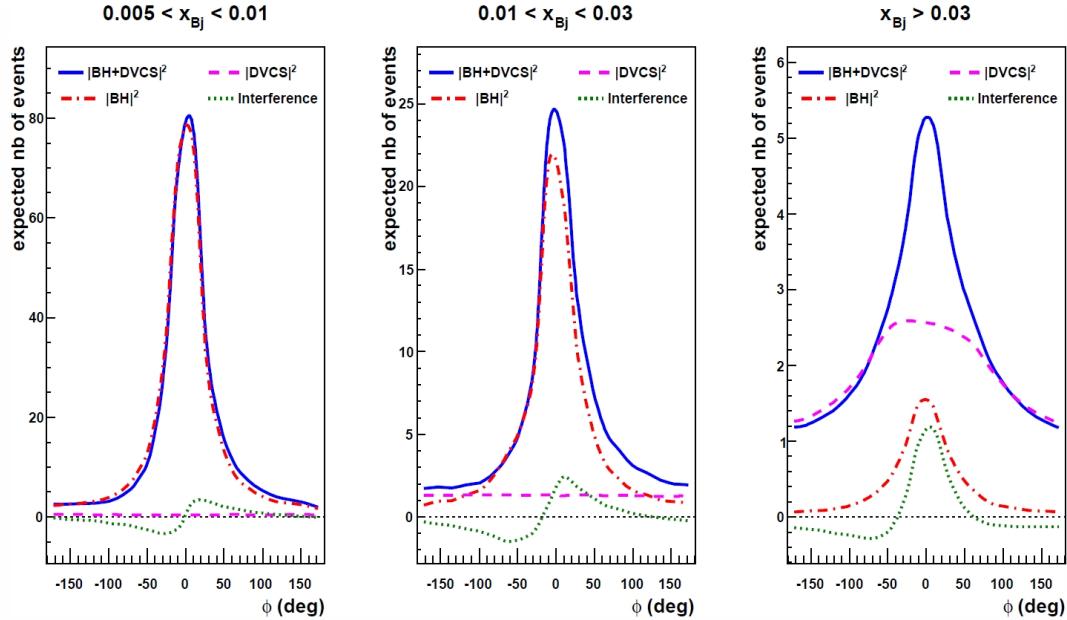


Abbildung 2.6: Simulierte Verhältnisse von detektierbaren DVCS- und BH-Ereignissen am COMPASS-Experiment. Die Verläufe sind dabei proportional zum entsprechenden Wirkungsquerschnitt und abhängig vom betrachteten x_{bj} -Bereich (Quelle: [15])

Wie bereits erwähnt, ist der BH-Prozess gut verstanden und die entsprechende Streuamplitude τ_{BH} kann berechnet werden. Sie ist rein reell und unabhängig von der Ladung des Leptons. Im Gegensatz dazu ändert die komplexe DVCS-Amplitude τ_{DVCS} ihr Vorzeichen zusammen mit der Leptonladung. Dies ermöglicht die Extrahierung des Realteils von τ_{DVCS} , indem man die Differenz der Wirkungsquerschnitte aus Messungen mit umgekehrter Leptonladung bildet

$$\frac{d^4\sigma(l^+N \rightarrow l'^+N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d^4\sigma(l^-N \rightarrow l'^-N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \tau_{BH} \operatorname{Re}(\tau_{DVCS}). \quad (2.30)$$

Weiterhin besteht auch die Möglichkeit, den Imaginärteil zu separieren. Dazu wird ein longitudinal polarisiertes Leptonen an einem unpolarisierten Nukleon gestreut. Die Differenz von Messungen mit Leptonen entgegengesetzter Helizität ist dann

$$\frac{d^4\sigma(l^{\uparrow}N \rightarrow l'^{\uparrow}N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d^4\sigma(l^{\downarrow}N \rightarrow l'^{\downarrow}N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \operatorname{Im}(\tau_{DVCS}). \quad (2.31)$$

Auch die GPD H kann bestimmt werden. Dies erfolgt mithilfe von Messungen mit Leptonen, die sowohl entgegengesetzte Helizität, als auch umgekehrte Ladung besitzen

$$\frac{d^4\sigma(l^{+\downarrow}N \rightarrow l'^{+\downarrow}N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d^4\sigma(l^{-\uparrow}N \rightarrow l'^{-\uparrow}N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto Re(F_1 \mathcal{H}) \cos(\phi) \quad (2.32)$$

$$\frac{d^4\sigma(l^{+\downarrow}N \rightarrow l'^{+\downarrow}N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} + \frac{d^4\sigma(l^{-\uparrow}N \rightarrow l'^{-\uparrow}N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto Im(F_1 \mathcal{H}) \sin(\phi). \quad (2.33)$$

Diese Gesetzmäßigkeiten ermöglichen die Berechnung des Compton-Formfaktors \mathcal{H} , in Abhängigkeit vom Winkel ϕ . \mathcal{H} ist die Faltung zweier Funktionen. Dabei handelt es sich um die gesuchte GPD H , sowie eine Funktion, die die harte Compton-Streuung beschreibt.

3. Das COMPASS-Experiment

Das COMPASS-Experiment ist ein zweiteiliges Spektrometer, das seit dem Jahr 2002 in Betrieb ist. Es erhält vom CERN SPS¹ Beschleunigerring wahlweise einen hochenergetischen Myonen- oder Hadronenstrahl. Derzeit ist COMPASS das weltweit einzige Experiment, das mit einem natürlich polarisierten Strahl aus positiv oder negativ geladenen Leptonen messen kann. Im Folgenden wird nicht weiter auf den Hadronenstrahl eingegangen, da die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse ausschließlich auf Messdaten mit dem Myonenstrahl basiert. Dieser wird auf ein sogenanntes Target gefeuert, dass mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist². Dabei ist eine hohe Luminosität und eine große Winkel- und Impulsakzeptanz der Detektoren unabdingbar. Dies führt zu hohen Anforderungen an die Ausleseelektronik, die die damit verbundenen, hohen Zähl- und Triggerraten verarbeiten muss. Um eine möglichst große Messauflösung zu erzielen, besteht das Experiment aus mehreren Komponenten, die für unterschiedliche kinematische Bereiche ausgelegt sind. Den Anfang bildet ein Strahlspektrometer vor der Experimenthalle, welches die Impulse der Strahlteilchen bestimmt. Es wird gefolgt vom Targetbereich, in dessen Wasserstoffzelle die tief-inelastische Streuung stattfindet. Die dabei rückgestoßenen Protonen können von einem zylindrischen Detektor, dem sogenannten RPD³, analysiert werden. Das darauf folgende Spektrometer lässt sich in zwei Bereiche aufteilen. Den ersten Teil bildet das LAS⁴ und den zweiten das SAS⁵, welches das Experiment abschließt. Sie sind für unterschiedliche Winkel- und Impulsbereiche sensitiv.

Im Folgenden werden die Bestandteile des Experiments beschrieben. Dabei werden nur diejenigen Detektoren, die zum Verständnis dieser Arbeit wichtig sind, ausführlicher vorgestellt. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des COMPASS-Spektrometers. Eine detaillierte Beschreibung sämtlicher Komponenten findet sich im COMPASS-Paper [18].

¹Super Proton Synchrotron

²„Fixed-Target“-Experiment

³Recoil Proton Detector

⁴Large-Angle-Spectrometer

⁵Small-Angle-Spectrometer

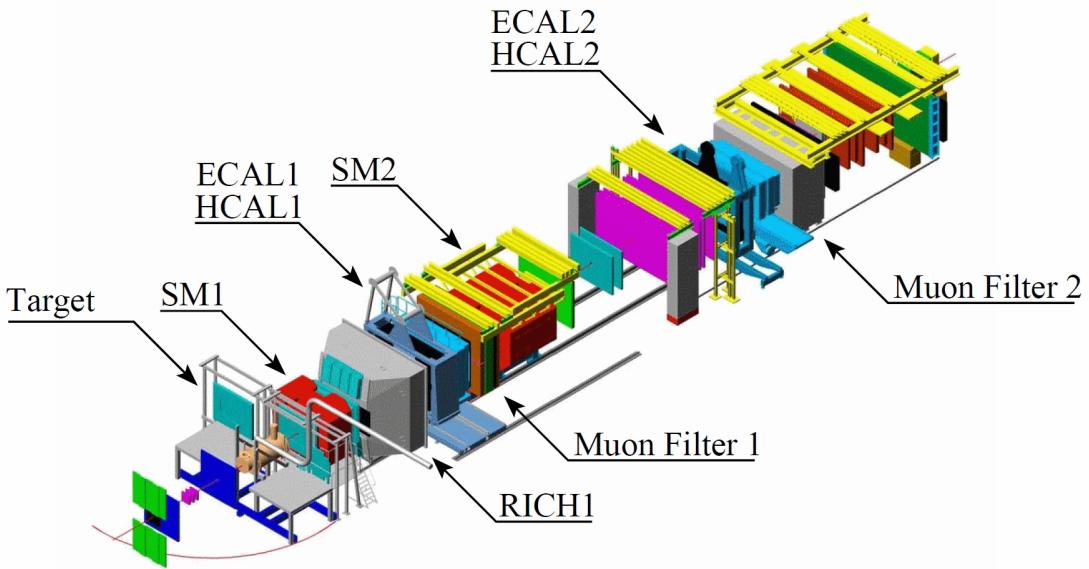


Abbildung 3.1: Schematische Anordnung des COMPASS-Spektrometers (Quelle: [18])

3.1 Der Myonstrahl und das Strahlspektrometer

Die Daten, die in dieser Arbeit analysiert werden, wurden mit einem $160\text{ GeV}/c$ -Myonstrahl gemessen. Dieser wird über ein mehrstufiges Verfahren aus dem Protonenstrahl des SPS gewonnen. Dazu werden die Protonen im Ring auf $400\text{ GeV}/c$ beschleunigt und anschließend auf ein 50 cm dickes Beryllium-Target (T6) geschossen. Dieser Extraktionszyklus dauert für gewöhnlich 9,6 Sekunden und erfolgt alle 40 Sekunden. Dadurch entstehen ungefähr dreimal mehr positiv als negativ geladene Pionen und zu einem Anteil von etwas mehr als 4 Prozent Kaonen. Sie zerfallen anschließend teilweise in einem 600 Meter langen Tunnel über die schwache Wechselwirkung in Myonen und Myon-Neutrinos. Beide sind aufgrund der paritätsverletzenden Natur des Pionzerfalls polarisiert. Der Grad der Polarisation hängt von den Pion- und Myonimpulsen ab und wurde durch eine Integration über alle auftretenden Impulse zu einem mittleren Wert von $(80 \pm 4)\%$ bestimmt (siehe Abbildung 3.2). Sämtliche Hadronen, die bis zum Ende des Tunnels nicht zerfallen sind, werden dort in einem Beryllium-Absorber gestoppt. Der verbleibende Myonstrahl wird dann mithilfe zahlreicher Dipol- und Quadrupolmagneten fokussiert, impulsselektiert und über einen 800 Meter langen Tunnel zur Experimenthalle geschickt.

Um einen möglichst hohen Fluss von bis zu $2 \cdot 10^8$ Myonen pro Zyklus zu erreichen, wird der Toleranzbereich in der Myonimpulsselektion relativ großzügig gewählt. Das bedeutet, dass Myonen mit einem Impuls im Bereich $(160 \pm 8)\text{ GeV}/c$ das Experiment erreichen. Deshalb ist eine präzise Bestimmung sämtlicher Myonimpulse durch das Strahlspektrometer, genannt BMS⁶, erforderlich. Dieses beginnt ungefähr 100 Meter vor der Experimenthalle. Es beinhaltet einen Analysemagneten (B6), sowie sechs De-

⁶Beam-Momentum-Station

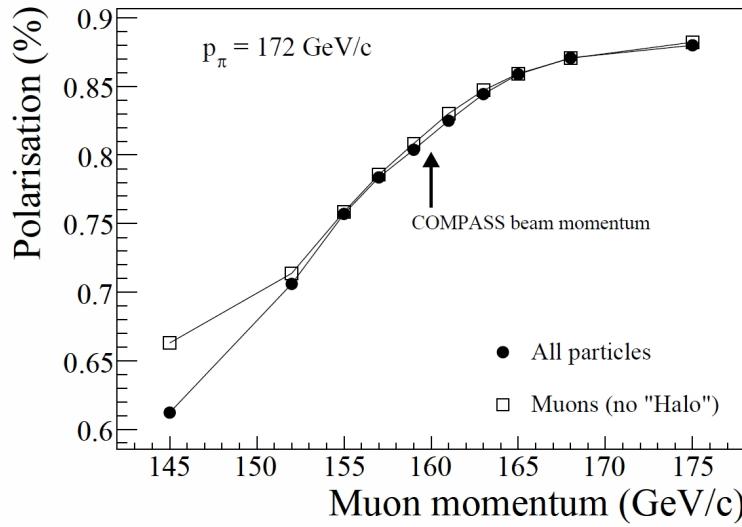


Abbildung 3.2: Polarisationsgrad der Strahlmyonen in Abhängigkeit des mittleren Myonimpulses, ausgehend von einem mittleren Hadronenimpuls von $172 \text{ GeV}/c$ (Quelle: [18])

tektorstationen (BM01 bis BM06), bei denen es sich um Szintillator-Hodoskope und SciFi⁷-Detektoren handelt (siehe Abbildung 3.3). Vor dem Target befinden sich außerdem noch zwei weitere SciFi-Detektoren, sowie drei Silizium-Mikrostreifen-Detektoren, die später eine genaue Spurrekonstruktion ermöglichen.

Ungefähr ein Viertel aller eingehenden Myonen sind nicht im Strahlzentrum fokussiert, sondern befinden sich im sogenannten Strahl-Halo [18]. Da sie nicht durch die Targetzelle fliegen, liefern sie keine physikalisch interessanten Ereignisse und müssen vom in Abschnitt 3.5 beschriebenen Veto-System identifiziert werden. Man unterteilt sie je nach Abstand von der Strahlachse in zwei Kategorien. Im strahlnahen Halo, mit einem maximalen radialen Abstand von 15 cm, befinden sich ungefähr 16 % aller Myonen. Die restlichen Halo-Myonen sind mehr als 15 cm entfernt und werden dem strahlfernen Halo zugeordnet.

⁷Scintillating Fiber

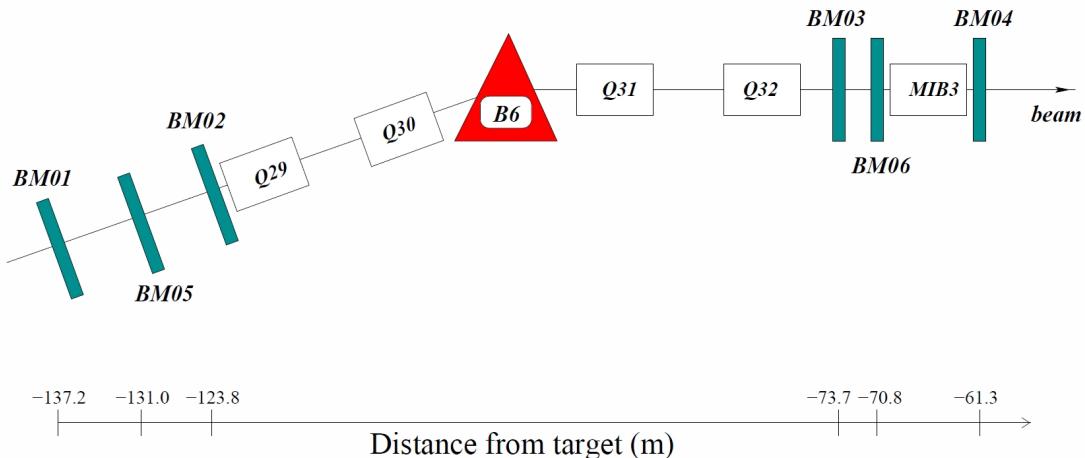


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Strahlspektrometers; der Dipolmagnet (B6) ist umgeben von vier Quadrupolmagneten (Q29-Q32) und sechs Detektorstationen (BM01-BM06) (Quelle: [18])

3.2 Das Target und der Rückstoßproton-Detektor

Zur Untersuchung von DVCS-Prozessen wird ein möglichst reines Protonentarget, mit ausreichend hoher Dichte benötigt. Dies wird realisiert durch eine mit unpolarisiertem, flüssigem Wasserstoff gefüllte Targetzelle. Sie ist 40 cm lang und besitzt einen Radius von 35 mm. Um sie herum befindet sich ein Aluminium-Kryostat mit einem Durchmesser von 185 mm. Beide sind in Abbildung 3.4 zusammen mit einigen Detektoren dargestellt. Dazu zählen Siliziumstreifendetektoren, die durch ihre sehr hohe Ortsauflösung eine genaue Rekonstruktion von Teilchenspuren ermöglichen. Außerdem sind Vetozählern zu sehen, die sicherstellen, dass nur solche Ereignisse gespeichert werden, bei denen das Strahlmyon durch die Targetzelle geflogen ist. Ihre Funktionsweise wird in Abschnitt 3.5 genauer erläutert.

Um das rückgestoßene Proton detektieren zu können, befinden sich um den Targetkryostat herum, zwei konzentrische Zylinder aus jeweils 12, bzw. 24 Szintillationsstreifen. Sie bilden den sogenannten RPD. In Tabelle 3.1 sind ihre Kenndaten gegeben, wobei die inneren Streifen als A-Ring und die äußereren als B-Ring zusammengefasst werden. Sie sind in Strahlrichtung asymmetrisch angebracht, um eine möglichst große Winkelakzeptanz von 90° bis hin zu 55° bezüglich der Strahlachse zu erreichen (siehe Abbildung 3.5). Dabei wird jeder Streifen an beiden Enden von Photomultipliern (PMTs⁸) ausgelesen. Diese erzeugen negative Spannungspulse von bis zu -4 V, über deren Signalhöhe die im Szintillatormaterial deponierte Energie berechnet werden kann. Außerdem besteht die Möglichkeit, die Trajektorien der nachgewiesenen Teilchen zu rekonstruieren. Dazu wird zunächst aus den Signalzeitpunkten der beiden PMTs eines durchflogenen Streifens der Durchstoßzeitpunkt t_S ermittelt. Man bezeichnet den Zeitpunkt des PMTs der sich

⁸PhotoMultiplier Tubes

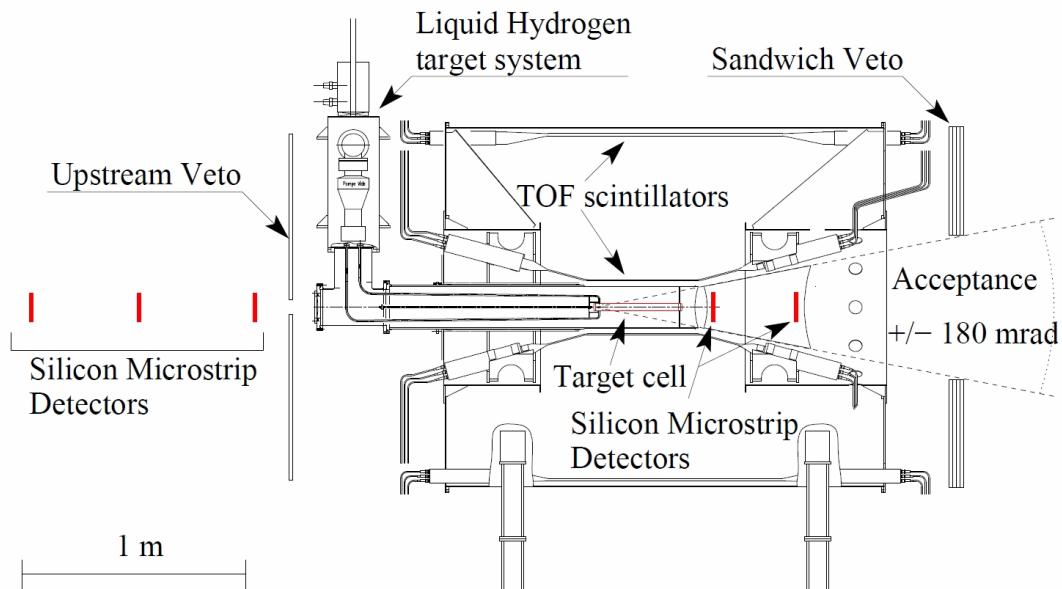


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Targetzelle, sowie des Kryostats und der umgebenden Detektoren (Quelle: [19])

	A-Ring	B-Ring
Material	BC404	IHEP production
Länge	50 cm	108 cm
Dicke	0,5 cm	1 cm
Abstand zur Strahlachse	12,0 cm	77,5 cm
PMT	EMI 9813B	EMI 9813B
Absorptionslänge	0,7 m	0,7 m
Ortsauflösung	2,3 cm	3,8 cm
Zeitauflösung	180 ps	300 ps
d_{AB}	65 cm	
Δt_{AB}	350 ps	

Tabelle 3.1: Kenngrößen des Rückstoßproton-Detektors, dabei steht d_{AB} für den radialen Abstand zwischen den beiden Ringen und Δt_{AB} für die Auflösung der Flugzeitmessung (Quelle: [19])

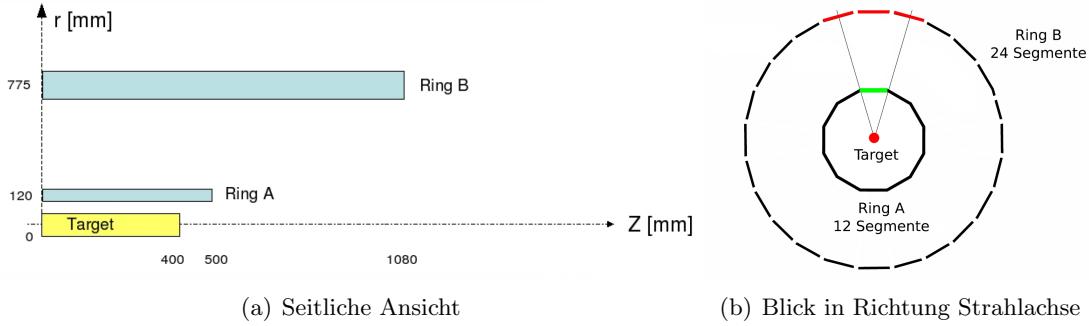


Abbildung 3.5: Schematische Querschnitte der Szintillationsringe des RPDs (Quelle: [19])

weiter strahlaufwärts befindet mit t_{up} und entsprechend den Zeitpunkt strahlabwärts mit t_{down} .

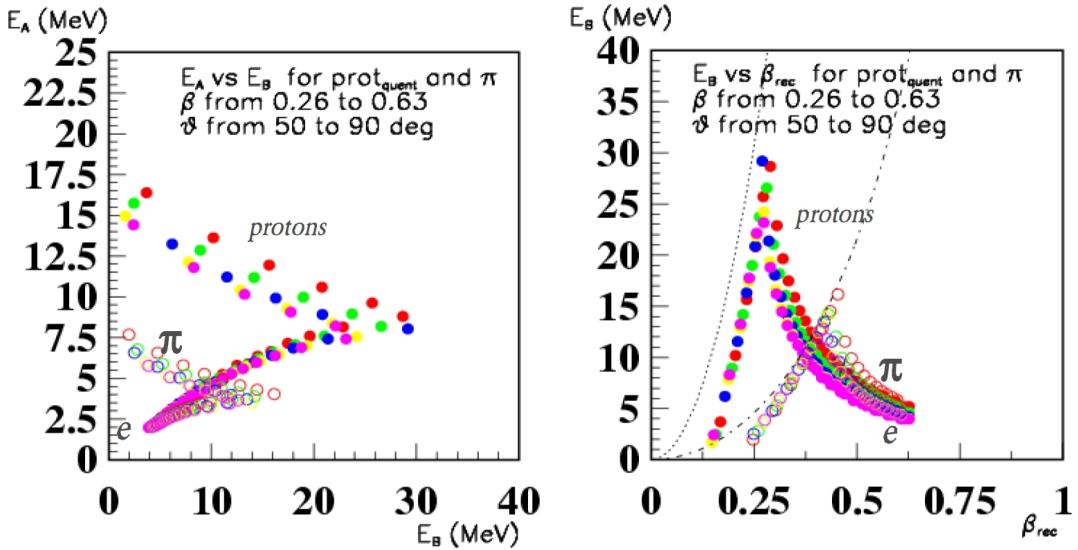
$$t_S = \frac{t_{\text{up}} + t_{\text{down}}}{2}. \quad (3.1)$$

Mit den Zeitpunkten der PMTs und der Lichtgeschwindigkeit c_S im Szintillationsstreifen ist zugleich die Ortskoordinate z_S des Teilchendurchgangs innerhalb des Streifens in Strahlrichtung festgelegt:

$$z_S = c_S \frac{t_{\text{up}} - t_{\text{down}}}{2}. \quad (3.2)$$

Nachdem ein Teilchen in beiden Ringen Signale ausgelöst hat, kann ihm damit eine Flugspur und eine Geschwindigkeit zugewiesen werden. Zusammen mit der Information der deponierten Energie ermöglicht dies die notwendige Unterscheidung von Pionen, Protonen und δ -Elektronen. Dazu macht man sich zunutze, dass Teilchen, die verschiedene Geschwindigkeiten haben, unterschiedlich viel Energie im Szintillatormaterial durch Ionisation abgeben. Durch die relativistischen Geschwindigkeiten ist das Verhältnis der deponierten Energien im A- und B-Ring eines Teilchens von dessen Masse abhängig (siehe Abbildung 3.6). Dieser charakteristische Zusammenhang zwischen Energieverlust und Teilchengeschwindigkeit wird für Pionen und Protonen mit der Bethe-Bloch-Formel beschrieben [20].

Das Target ist so optimiert, dass durch den RPD möglichst viele Rückstoßprotonen detektiert werden. Dazu sollten die Wände von Targetzelle und Kryostat möglichst dünn konstruiert sein, sodass einerseits Protonen mit kleinen Impulsen nicht zu stark beeinflusst werden, und zum anderen harte Photonen nicht absorbiert werden. Dem gegenüber steht der Vorteil, dass dicke Wände mehr δ -Elektronen absorbieren und somit ein störender Untergrund durch diese Signale unterdrückt wird. Als beste Wahl hat sich $125 \mu\text{m}$ dicker Mylar für die Targetzelle und $1,8 \text{ mm}$ dicken Aluminium für den Kryostat herausgestellt.



(a) Energieverlust im A-Ring in Abhängigkeit des Energieverlusts im B-Ring (b) Energieverlust im B-Ring als Funktion der Teilchengeschwindigkeit

Abbildung 3.6: Energieverlust von Protonen (gefüllte Kreise), Pionen (leere Kreise) und Elektronen im RPD (Quelle: [21])

3.3 Das COMPASS-Spektrometer

Der schematische Aufbau des COMPASS-Spektrometers ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Hinter dem Targetbereich befindet sich das LAS. Es bildet den ersten Teil des Spektrometers und besitzt eine große Winkelakzeptanz. Mit ihm können Teilchen detektiert werden, die unter großen Streuwinkeln von bis zu ± 180 mrad aus dem Target austreten. Damit ist es darauf optimiert, Teilchen mit kleinen Impulsen zu analysieren. Zur Impulsmessung geladener Teilchen wird die Krümmung der Flugspuren in einem bekannten Magnetfeld bestimmt. Dieses wird vom 110 cm langen Dipolmagneten SM1 mit einem Feldintegral von 1 Tm erzeugt. Darauf folgen ein RICH-Detektor⁹, zwei Kalorimeter ECAL1 und HCAL1, sowie zuletzt ein Myonfilter.

Der RICH-Detektor dient zur Identifikation von Hadronen. Mit ihm können Kaonen, Pionen und Protonen in einem Impulsbereich von $5 \text{ GeV}/c$ bis $43 \text{ GeV}/c$ selektiert werden. Dazu ist er mit dem Radiatorgas C_4F_6 gefüllt, das einen hohen Brechungsindex von $n = 1,0015$ aufweist. Alle Teilchen, deren Geschwindigkeit v die Lichtgeschwindigkeit im Medium $c_n = \frac{c}{n}$ übersteigt, senden Cherenkov-Strahlung unter dem Winkel θ_c aus [20]

$$\theta_c = \frac{c_n}{v}. \quad (3.3)$$

Die so entstehenden Photonen werden über sphärische Spiegel in die Fokalebene abgebildet und mithilfe der PMTs und Proportionalkammern nachgewiesen. Mit dem dadurch

⁹Ring Imaging CHerenkov Detector

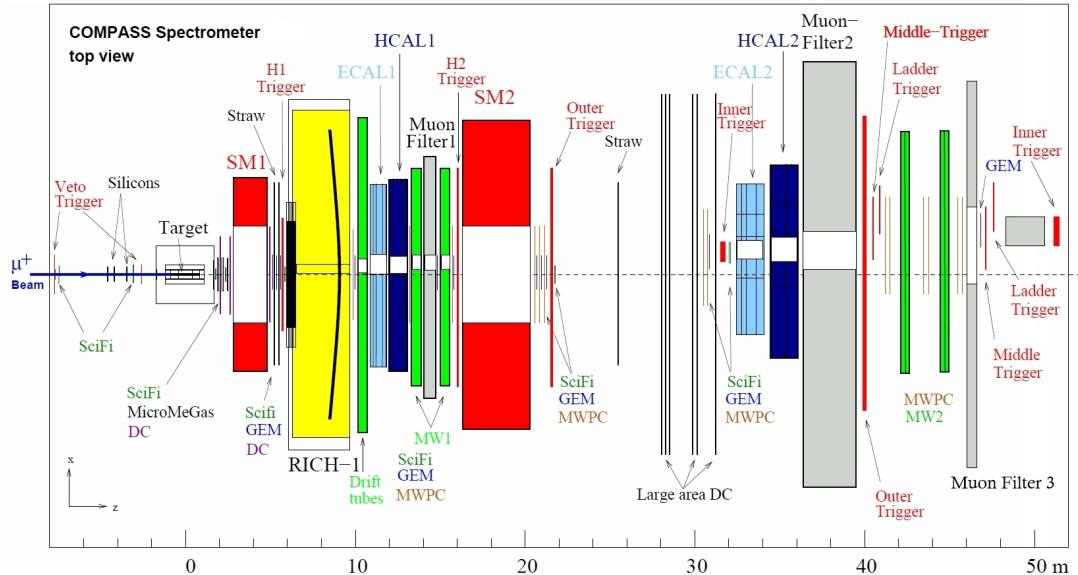


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des COMPASS-Spektrometers (Quelle: [15])

bestimmten Cherenkov-Winkel $\theta_c(v)$ eines Teilchens lässt sich dann bei bekanntem Impuls auf die Teilchenmasse schließen.

Die elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1 und ECAL2, sowie die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 dienen zur Messung von Teilchenenergien. Dabei befinden sich ECAL2 und HCAL2 im später beschriebenen, zweiten Teil des Spektrometers. ECAL1 und ECAL2 sind essenziell zur Identifikation und Rekonstruktion von Photonen. HCAL1 und HCAL2 sind jeweils unmittelbar hinter dem entsprechenden elektromagnetischen Kalorimeter positioniert und können somit nicht vollständig absorbierte Schauer auffangen. Da der Endzustand des DVCS-Prozesses ein reelles Photon enthält, werden die Kalorimeter im nächsten Abschnitt ausführlich beschrieben.

Den Abschluss des LAS bildet der Myonfilter 1. Er besteht aus einem 600 mm dicken Eisenabsorber, sowie zwei Driftröhren-Spurdetektoren. Diese befinden sich vor und hinter dem Absorber, sodass ausschließlich Myonen ein Signal in beiden Detektoren auslösen können.

Einige Detektoren des LAS besitzen im Zentrum eine Aussparung. Durch diese passieren höherenergetische Teilchen den ersten Spektrometerteil ungehindert, sodass sie im sich anschließenden SAS analysiert werden können. Letzteres ist speziell für solche Teilchen, die einen Streuwinkel von maximal ± 30 mrad aufweisen, optimiert. Es enthält den Dipolmagneten SM2, dessen Feldintegral zu 4,4 Tm bestimmt wurde. Dahinter befinden sich die Kalorimeter ECAL2 und HCAL2, sowie die Myonfilter 2 und 3. Im Gegensatz zu Myonfilter 1 und 3 ist Myonfilter 2 aus einem 2,4 m dicken Betonabsorber, sowie zwei Driftröhren-Spurdetektoren und drei Vieldrahtproportionalitätskammern aufgebaut.

Im COMPASS-Experiment befinden sich zudem viele unterschiedliche Spurdetektoren, die in Tabelle 3.2 zusammengefasst sind.

Detektortyp	aktive Fläche / cm ²	Ortsauflösung / μm	Zeitauflösung / ns
SciFi ¹⁰	3,9 ² bis 12,3 ²	130 bis 210	0,4
Silizium-Streifen	5 × 7	8 bis 11	2,5
GEM ¹¹	31 × 31	70	12
Pixel-GEM	10 × 10	95	9,9
Micromega ¹²	40 × 40	90	9
MWPC ¹³	178 × (90 bis 120)	1600	
Driftkammer	180 × 127	190 bis 500	
Straw	280 × 323	190	

Tabelle 3.2: Kenngrößen des Rückstoßproton-Detektors

Die verschiedenen Detektortypen erfüllen dabei unterschiedliche Anforderungen. In Strahl Nähe ist eine hohe Ratenstabilität erforderlich. Hier kommen SciFis, Silizium-Streifendetektoren mit sehr hoher Ortsauflösung, Pixel-GEMs und Szintillierende-Fasern-Detektoren zum Einsatz. Hingegen befinden sich die kostengünstigeren, großflächigen Detektoren, wie MWPCs, Driftkammern und Straw-Detektoren, mindestens 40 cm von der Strahlachse entfernt. Aufgrund der geringeren Teilchenflüsse, stellen dort die längeren Totzeiten kein Problem dar. GEMs und Micromegas sind in einer Entfernung von 2,5 bis 40 cm zum Strahlmittelpunkt positioniert.

¹⁰Scintillating Fiber¹¹Gas Electron Multiplier¹²Micromesh gaseous structure¹³Multi Wire Proportional Chamber

3.3.1 Elektromagnetische Kalorimeter

3.3.1.1 Funktionsweise

Im Spektrometer befanden sich in der Strahlzeit 2009 zwei elektromagnetische Kalorimeter, ECAL1 und ECAL2. Sie dienen dazu, Teilchen die über die elektromagnetische Kraft wechselwirken, zu detektieren. Aufgebaut sind sie aus homogenen Bleiglasmodulen, die an einem Ende jeweils von einem PMT ausgelesen werden. Die außen liegenden Module bestehen aus dem Bleiglastyp TF1, während die Module in Strahlnähe durch einen Zusatz von 0,2% Cerium strahlenhärter gemacht wurden (Typ TF101). Bei beiden Kalorimetern befinden sich im Zentrum, aufgrund der hohen Strahlintensität, keine Module. Außerdem wurden im Jahr 2008 bei ECAL2 die strahlnächsten Bleiglasmodule gegen sogenannte Schaschlikmodule ausgetauscht. Diese sind wesentlich strahlenhärter, da sie aus sich abwechselnden Schichten von Bleiplatten und Plastiksintillatoren konstruiert sind. Die Kenngrößen beider Kalorimeter sind in Tabelle 3.3 aufgeführt. ECAL1 besteht aus 1500 und ECAL2 aus 3068 Zellen.

Kalorimeter	aktive Fläche	Modulbezeichnung	Modulgröße	Anzahl
ECAL1	$4,0 \times 2,9 \text{ m}^2$	GAMS	$38 \times 38 \text{ mm}^2$	608
		MAINZ	$75 \times 75 \text{ mm}^2$	572
		OLGA	$143 \times 143 \text{ mm}^2$	320
ECAL2	$2,4 \times 1,8 \text{ m}^2$	Typ00 bis Typ11	$38 \times 38 \text{ mm}^2$	1440
		Typ12 bis Typ23	$38 \times 38 \text{ mm}^2$	768
		Typ24 bis Typ31	$38 \times 38 \text{ mm}^2$	860

Tabelle 3.3: Kenngrößen der elektromagnetischen Kalorimeter

Sobald ein Elektron oder Photon im Bleiglas einen elektromagnetischen Schauer kaskatisch durch Bremsstrahlung und Paarbildung auslöst, detektieren die Photomultiplier der entsprechenden Module das entstehende Cherenkov-Licht. Die Lichtmenge ist dabei proportional zur Spurlänge aller geladenen Teilchen. Um zu gewährleisten, dass praktisch die gesamte Schauerenergie jeweils in einem der Kalorimeter deponiert wird, besitzen diese eine Dicke, die ungefähr 16 bis 23 Strahlungslängen X_0 entspricht. X_0 ist materialabhängig und gibt die Schichtdicke an, bei der mit einer Wahrscheinlichkeit von $\approx 54\%$ Paarbildung stattfindet [20]. Pro einem GeV deponierter Energie, entstehen dabei ungefähr 1000 Photoelektronen. Um optimale Linearität zu gewährleisten (mit weniger als 1% Abweichung), werden die PMTs über speziell entwickelte Hochspannungsteiler mit entsprechend angepassten Spannungen versorgt. Die derart gemessenen Amplituden werden anschließend mit Hilfe von Sampling-Analog-Digital-Umsetzern (SADCs¹⁴) digitalisiert und gespeichert.

¹⁴Sampling Amplitude to Digital Converters

3.3.1.2 Kalibrierung

In der späteren Analyse werden die von den Photonen deponierten Energien benötigt. Deshalb ist zuvor eine Energiekalibrierung notwendig, die eine Umrechnung der gespeicherten Signalamplituden in die entsprechenden Energien ermöglicht. Diese Eichung erfolgt vor der Datennahme mittels eines monoenergetischen Elektronenstrahls. Dazu wird ein $100 \text{ GeV}/c$ -Strahl, bestehend aus negativ geladenen Hadronen, auf einen 5 mm dicken Bleiklotz geschossen. Der hintere Teil der Strahlführung ist dabei so eingestellt, dass nur Elektronen, die im Blei 60 GeV durch Bremsstrahlung abgegeben haben, die Experimentshalle erreichen. Im Normalfall sind das pro Einschusszyklus nur einige 1000.

Die Kalorimeterzellen werden einzeln kalibriert, das heißt das gesamte Kalorimeter wird vor jedem Einschusszyklus so positioniert, dass der fokussierte Elektronenstrahl genau eine Zelle trifft. Anschließend wird mit den so gemessenen Signalamplituden, zusammen mit der bekannten Elektronenstrahlergie von 40 GeV , für die i -te Zelle (i : Zellenindex) ein Umrechnungsfaktor $CC_{ec,i} [\frac{\text{Amplitude}}{\text{GeV}}]$ bestimmt. Allerdings können sich später, während der Messungen, die Leistung einzelner Module verändern. Aus diesem Grund müssen die so bestimmten Kalibrationskonstanten für jede Messreihe individuell angepasst werden. Dazu werden sowohl bei der Elektronenkalibration, als auch bei der Datennahme, Vergleichsamplituden mit Laserlicht aufgenommen. Mit diesen können dann Variationen während einzelnen Messungen bezüglich der Elektronenkalibration ausgeglichen werden. Die Messreihen werden als „runs“ bezeichnet und bestehen typischerweise jeweils aus $200 \cdot 40 \text{ s}$ Datennahme.

Für die i -te Zelle ergibt sich dann die finale Kalibrationskonstante wie folgt [22],

$$CC_{run,i} = CC_{ec,i} \cdot \frac{LA_{run,i}}{LA_{ec,i}}. \quad (3.4)$$

Die Faktoren $LA_{run,i}$ und $LA_{ec,i}$ sind dabei nicht direkt die mittleren Amplituden aus der Lasermessung, sondern auf Referenz-Pin-Dioden (FEMs) normierte Werte

$$LA^{\text{normalisiert}} = \frac{LA^{\text{unkorrigiert}}}{Amplitude_{\text{FEM}}}. \quad (3.5)$$

Diese Normierung ist nötig, da mithilfe der stabileren FEM-Lichtamplituden Fluktuationen in den Laserblitzen von mehreren Prozenten auf 1,5 % Standardabweichung reduziert werden können.

Für ECAL1 und ECAL2 ergaben Messungen eine mittlere Energie- bzw. Ortsauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{5,5}{\sqrt{\frac{E}{\text{GeV}}}} \oplus 1,5 \right) \% \quad (3.6)$$

$$\sigma(x, y) = \left(\frac{6}{\sqrt{\frac{E}{\text{GeV}}}} \oplus 0,5 \right) \text{ mm.} \quad (3.7)$$

Zusätzlich zur Energiekalibrierung findet auch eine Zeit-Kalibrierung statt. Dabei werden zum einen Zeitunterschiede zwischen den PMTs durch unterschiedliche Koaxialkabel-Längen kompensiert. Zum anderen werden in den produzierten Daten für alle Zellen

die Zeitverteilungen der detektierten Energien betrachtet. Damit wird dann jeweils die Abweichung des Verteilungsschwerpunktes von der Nullzeit bestimmt. Die resultierenden Korrekturen werden dann in späteren Messungen verwendet und in regelmäßigen Abständen aktualisiert. Dies ist für die anschließende Analyse essenziell, da die Kalorimetersignale auf eine zeitliche Korrelation zum Strahlmyon überprüft werden müssen.

3.3.2 Hadronische Kalorimeter

Die hadronische Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 dienen sowohl zur Energiemessung von Hadronen, als auch zum Triggern von inelastischen Myon-Streuprozessen. Zusätzlich fangen sie Schauer auf, die von den elektromagnetischen Kalorimetern nicht vollständig absorbiert wurden. In Tabelle 3.4 sind ihre charakteristischen Größen aufgelistet.

Kalorimeter	aktive Fläche	Modulgröße	Anzahl Module
HCAL1	$4,2 \times 2,8 \text{ m}^2$	$142 \times 146 \text{ mm}^2$	480
HCAL2	$4,4 \times 2,2 \text{ m}^2$	$200 \times 200 \text{ mm}^2$	216

Tabelle 3.4: Kenngrößen der hadronischen Kalorimeter

Es handelt sich um sogenannte Sampling-Kalorimeter, die analog zu den Schaschlikmodulen in ECAL2 nicht homogen aufgebaut sind. Jedes Modul besteht aus 40 alternierenden Schichten von Eisen- und Szintillatorplatten, die insgesamt ungefähr 5 nukleare Absorptionslängen λ dick sind. Dabei charakterisiert λ die räumliche Entwicklung von hadronischen Schauern über die Molmasse A und die Dichte ρ des Absorbermaterials [20]

$$\lambda = \frac{A}{\sigma_{\text{inel}} N_0 \rho} \quad (3.8)$$

mit: $N_0 \hat{=} \text{Avogadro-Zahl}$

$\sigma_{\text{inel}} \hat{=} \text{inelastischer hadronischer Wirkungsquerschnitt.}$

Testmessungen mit HCAL1 ergaben, dass Hadronen und Elektronen mit einer Energie von bis zu 100 GeV praktisch vollständig absorbiert, und mit einem relativen Fehler von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{59,4}{\sqrt{E}} \oplus 7,6 \right) \% \quad (3.9)$$

detektiert werden. Für die höherenergetischen Hadronen steht HCAL2 mit der folgenden Energieauflösung zur Verfügung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{66}{\sqrt{E}} \oplus 5 \right) \% \quad (3.10)$$

Bei beiden Kalorimetern wird die Kalibration vor jeder Messperiode mithilfe von Halo-Myonen kontrolliert. Für diese wurde ein wahrscheinlichster Energieverlust von $(1,8 \pm 0,1) \text{ GeV}$ bestimmt.

3.4 Das Triggersystem

Das COMPASS-Experiment besitzt mehrere Trigger, die in unterschiedlichen kinematischen Bereichen die Entscheidung treffen, ob ein Ereignis verworfen oder gespeichert wird. Dies ist eine notwendige Maßnahme, da die hohe Ereignisrate und die zahlreichen Detektorkanäle eine Speicherung sämtlicher Daten unmöglich machen. Dazu werden zunächst alle Detektorinformationen temporär auf der Front-End-Elektronik in Buffern zwischengelagert. Die Triggerlogik entscheidet anschließend in etwa 600 ns, ob ein physikalisch interessantes Ereignis vorliegt. Daraufhin werden die Daten auch zwischen den Einschusszyklen an LDC¹⁵-Stationen gesendet. Auf diese können die sogenannten Eventbuilder-Computer zugreifen, die dann alle Informationen eines Ereignisses zusammenführen. Danach werden die Daten an einen zentralen Speicher gesendet, wo eine langfristige Sicherung auf Magnetbändern erfolgt.

Zur Selektion von DVCS-Ereignissen werden Myon-Trigger verwendet, die aus Szintillator-Hodoskopen mit hoher Zeitauflösung und geringer Totzeit aufgebaut sind. Zwischen den einzelnen Hodoskopen jedes Triggers befindet sich ein Myonfilter, der verhindert, dass andere Teilchen ein falsches Triggersignal auslösen. Abbildung 3.8 zeigt die schematische Anordnung der Trigger.

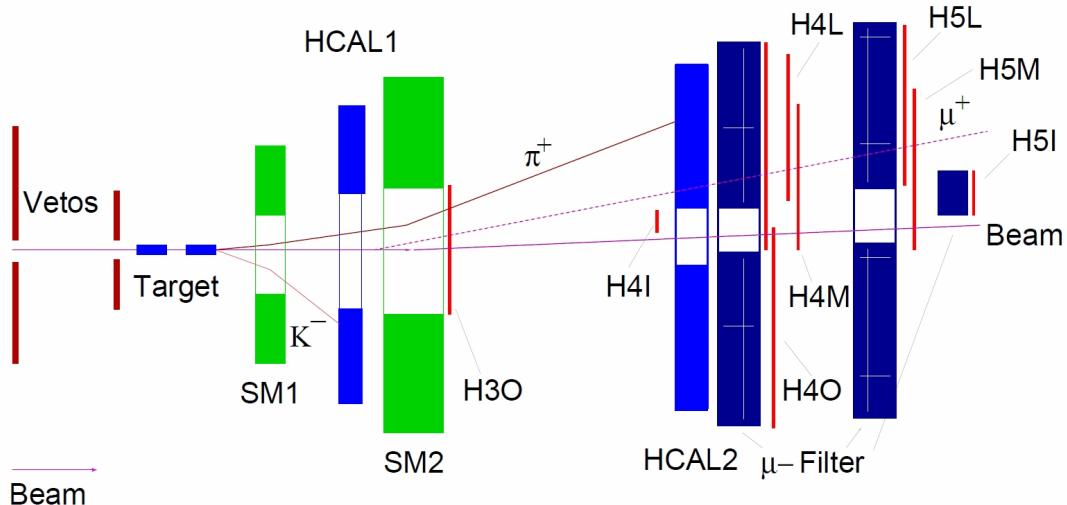


Abbildung 3.8: Schematische Anordnung der Triggerhodoskope (Quelle: [18])

Dabei werden Ereignisse mit $Q^2 < 0,5 \text{ (GeV}/c)^2$ vom sogenannten Inner-Trigger (H4I, H5I), dem Middle-Trigger (H4M, H5M) und dem Ladder-Trigger (H4L, H5L) detektiert. Von diesen ist der Inner-Trigger bei kleinen Streuwinkeln und der Ladder-Trigger speziell im Bereich großer Energieüberträge y sensitiv. Darüber hinaus kommt bei größeren Q^2 bis zu 10 $(\text{GeV}/c)^2$ der OUTER-Trigger (H3O, H4O) zum Einsatz. Der Inner-Trigger war während der DVCS-Testmessung nicht aktiv.

Zum Triggern von DVCS-Prozessen steht zusätzlich ein RPD-Trigger zur Verfügung.

¹⁵Local Data Collector

Dieser wird ausgelöst, wenn in beiden RPD-Ringen ein räumlich korreliertes Signal registriert wird. Dabei wird außerdem die Deponierung einer Mindestenergie gefordert, damit Signale von δ -Elektronen unterdrückt werden.

3.5 Das Veto-System

Ungefähr 24 % aller eingehenden Myonen befinden sich im Strahl-Halo und können somit nicht an den Protonen innerhalb der Targetzelle streuen. Um zu verhindern, dass diese Myonen fälschlicherweise ein Triggersignal auslösen, werden drei Veto-Detektoren eingesetzt. Zwei von ihnen befinden sich in einem 8 m langen Bereich unmittelbar vor dem Target. Diese Szintillationszähler decken insgesamt eine Fläche von $2,5 \text{ m} \times 3,2 \text{ m}$ ab und besitzen im Zentrum jeweils ein Loch mit 4 cm Durchmesser. Von ihnen werden die Signale aller Myonen, die einen Einflugwinkel zur Strahlachse von über 8 mrad besitzen, unterdrückt. Der dritte Veto-Trigger befindet sich 20 m vor dem Target und kann Halo-Myonen mit kleineren Einflugwinkeln ausschließen [15].

3.6 Rekonstruktion der Daten

3.6.1 Erzeugung von analysierbaren Dateien

Bevor die abgespeicherten Detektorinformationen analysiert werden können, muss zunächst jedes Ereignis rekonstruiert werden. Das bedeutet, dass aus den einzelnen Informationen jedes Detektors die beteiligten Teilchen identifiziert und ihre im Experiment zurückgelegten Spuren ermittelt werden müssen. Dies übernimmt das auf der Programmiersprache C++ basierende Computerprogramm CORAL¹⁶. Zusätzlich zu den gespeicherten Daten werden noch die genauen Positionen und Zusammensetzungen aller Materialien innerhalb des Experiments, sowie die angelegten magnetischen Felder benötigt. Dieses sogenannte „Alignment“ wird nach jeder Veränderung am Experiment neu bestimmt. Dazu werden zunächst alle Positionen vermessen und eine Rekonstruktion mit Daten durchgeführt, die bei abgeschalteten Magnetfeldern aufgenommen wurden. Anschließend werden die Informationen über das Alignment solange variiert, bis die Spurrekonstruktion den kleinstmöglichen Fehler aufweist [18].

Sowohl die Orts- und Impulsinformationen der Teilchenspuren als auch die Vertizes werden schlussendlich mithilfe eines Kalman-Fits bestimmt [23]. Dieser berechnet gleichzeitig auch die Fehler und Korrelationen aller Parameter. Auf die gleiche Weise werden aus den Rohdaten des Simulationsprogramms COMGEANT¹⁷ analysierbare Monte-Carlo-Ereignisse rekonstruiert.

Einen Wechselwirkungspunkt zweier, oder mehrerer Teilchen, bezeichnet man als Vertex. Von besonderer Bedeutung sind dabei die sogenannten Primärvertizes. Bei ihnen wechselwirkt ein Strahlteilchen, also in diesem Fall ein Myon, das zuvor an keinem anderen Vertex beteiligt war. Es ist nicht unüblich, dass der Rekonstruktionsalgorithmus von CORAL zu einem Ereignis mehrere Primärvertizes bestimmt. In diesem Fall wird im Folgenden immer der beste Primärvertex verwendet. Dieser zeichnet sich dadurch

¹⁶COMPASS Reconstruction and AnaLysis Program

¹⁷COmpass Monte-Carlo GEometry ANd Tracking

aus, dass er die größte Anzahl auslaufender Spuren aufweist. Sollten mehrere Primärvertizes mit dieser Eigenschaft existieren, dann wird derjenige Vertex selektiert, dessen Kalman-Fit ein niedrigeres χ^2 ergeben hat [24].

Für eine genaue Beschreibung des Rekonstruktionsverfahrens sei auf die Quellen [25] und [26] verwiesen. Nach abgeschlossener Rekonstruktion liegen alle Ereignisse in so-nannten mDST¹⁸-Dateien vor. In ihnen sind alle Informationen als ROOT-Trees [27] abgespeichert und können mit dem Analyseprogramm PHAST¹⁹ [28] ausgewertet werden.

3.6.2 Rekonstruktion der Kalorimeter-Cluster

Während des Rekonstruktionsvorgangs müssen neben den zuvor beschriebenen Prozessen auch die elektromagnetischen Schauer in den Kalorimetern rekonstruiert werden. Diese sogenannten Cluster werden aus den einzelnen Informationen der Kalorimeterblöcke in mehreren Schritten generiert. Dies übernimmt ein spezieller Rekonstruktionsalgorithmus von CORAL.

Um die Cluster zu separieren, werden als erstes die Clusterschwerpunkte ermittelt. Dazu werden zunächst alle Zellen ausfindig gemacht, in denen die deponierte Energie einen gewissen Schwellenwert überschritten hat. Zudem müssen die Zellen einen höheren Wert als ihre Nachbarzellen aufweisen (lokale Maxima). Dadurch wird in diesem Schritt bei Clustern mit Schwerpunkten in benachbarten Zellen nur der energiereichste selektiert. Da ein Cluster häufig nicht nur auf eine einzelne Zelle beschränkt ist, werden nun die umliegenden Zellen zur Rekonstruktion hinzugezogen. Anhand der Schwerpunktssenergie wird die Deponierung in den umliegenden Zellen abgeschätzt: bei großen Energien innerhalb eines Quadrates aus 5×5 Zellen, ansonsten nur für 3×3 Zellen. Die Energien innerhalb der benachbarten Zellen können dabei auf verschiedene Cluster aufgeteilt werden. An dieser Stelle kann es vorkommen, dass in einigen Zellen noch ein deutlicher Energieanteil, der keinem ursprünglichen Cluster zugeordnet werden konnte, vorliegt. In solchen Fällen werden neue, zusätzliche Clusterschwerpunkte definiert.

Die so bestimmten Clusterpositionen und -energien dienen anschließend als Startparameter für einen Fit mit einer Schauerprofil-Funktion [18]. Schlussendlich ergibt sich die Clusterenergie aus der Summe aller beteiligten Zellen. Gegebenenfalls wird sie noch korrigiert, um nicht detektierte Energie bei Zellen am Kalorimeterrand und um überschüssige Energie bei sich überlagernden Clustern zu berücksichtigen.

¹⁸mini Data Summary Tape

¹⁹PHysics Analysis Software Tools

4. Analyse

In diesem Kapitel erfolgt die Beschreibung der Analyse und Selektion von exklusiven DVCS-Ereignissen. Die dazu verwendeten DVCS-Daten wurden im September 2009 aufgenommen. Sie lassen sich in drei verschiedene Perioden aufteilen, die mit W38, W39 und W40 bezeichnet werden. Die Anzahl der in diesen Perioden gespeicherten Daten variiert stark, da die Dauer der Datennahme von 2 Tagen bei W39 bis hin zu 7 Tagen bei W40 reicht. Darüber hinaus wurde bei W38 und W40 ein Strahl aus positiv geladenen Myonen verwendet, wohingegen in W39 mit einem negativen Myonenstrahl geringerer Intensität gemessen wurde.

Damit die Teilchen-Trajektorien und die Vertexpositionen dargestellt werden können, wird an dieser Stelle ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem eingeführt. Dabei wird seine z -Achse in Strahlrichtung, und seine y -Achse vertikal von unten nach oben definiert.

4.1 Vorauswahl zur Datenreduzierung

Als erster Schritt werden alle Ereignisse verworfen, die keine relevanten Informationen enthalten und somit nur unnötig Speicherplatz und Rechenkapazität verbrauchen würden. Dies sind Ereignisse, die keinen Primärvertex besitzen. Weiterhin werden auch solche Ereignisse entfernt, bei denen in keinem der vier Kalorimeter ein Cluster rekonstruiert wurde. Für die DVCS-Analyse ist es nämlich notwendig, elektrisch neutrale Teilchen über solche Cluster zu rekonstruieren. Durch diese beiden Schnitte reduziert sich die Datenmenge bereits um ungefähr 55 Prozent.

4.2 Vertexselektion

In diesem Abschnitt werden alle Ereignisse extrahiert, deren bester Primärvertex der Signatur der gesuchten exklusiven DVCS-Prozesse entspricht. Dies stellt Bedingungen an die Größen der kinematischen Variablen, sowie die Position des Primärvertex und die Anzahl der beteiligten Teilchen. Die Verteilungen aller betrachteten Variablen sind am Ende dieses Abschnitts in Histogrammen abgebildet. In ihnen wurden alle Schnitte angewandt, außer dem Schnitt auf die jeweils dargestellte Größe. Letzterer ist als gestrichelte Linien, bzw. im zweidimensionalen Fall als rote Kreise, eingezeichnet. Zusätzlich geben Abbildung 4.1 und Tabelle 4.1 Auskunft über den Einfluss aller Schnitte auf die Anzahl der verbleibenden Ereignisse. Addiert man die Zahlen aller drei Perioden, so bleiben von den ursprünglichen $3 \cdot 10^9$ Ereignissen ungefähr $5 \cdot 10^4$ erhalten.

Damit die kinematischen Größen Q^2 und y für ein Ereignis bestimmen werden können, muss zunächst sichergestellt werden, dass das gestreute Myon μ' korrekt und als solches identifiziert wurde. Dieser Prozess wird bereits von CORAL erledigt, sodass in

PHAST nur noch die entsprechende Information abgerufen werden muss. Um die Verwechslung mit Hadronen sicher auszuschließen wird nun zusätzlich überprüft, dass das ausfliegende Teilchen mindestens 30 Strahlungslängen zurückgelegt hat. Hinzu kommt, dass nur Ereignisse verwendet werden können, bei denen das Myon nicht durch das Joch von SM2 geflogen ist. In diesen Fällen kann nämlich der Myonimpuls nicht korrekt bestimmt werden. Außerdem wird sichergestellt, dass die Energie des gestreuten Myons nicht größer als die des Strahlmyons ist. Dies ist bei einem kleinen Prozentsatz der Daten der Fall, was auf eine fehlerhafte Spurrekonstruktion, eine falsche Zuordnung zum Vertex, oder auf die endliche Impulsauflösung des Strahlmyons und des gestreuten Myons zurückzuführen ist.

Bei den verbleibenden Ereignissen können nun aus den Viererimpulsvektoren p_μ und $p_{\mu'}$ die kinematischen Variablen Q^2 und y nach Tabelle 2.1 berechnet werden. Sie sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Da das Auflösungsvermögen des virtuellen Photons so groß sein muss, dass die Streuung an einem Quark möglich ist, wird ein Schnitt auf $Q^2 > 1 \text{ (GeV}/c)^2$ durchgeführt. Hinzu kommt ein Schnitt auf $0,05 < y$, da die Auflösung des Energieverlusts $\nu = E - E'$ für kleinere Werte zu schlecht wird. Außerdem wird $y < 0,9$ gefordert, da ansonsten Strahlungskorrekturen zu groß werden würden.

Schnitt	Faktor	Verbleibender Anteil [%]
kein Schnitt	1,000	100
Primärvertex existiert	0,614	61,4
Cluster existiert	0,739	45,3
μ' existiert	0,050	2,284
nur 1 μ'	1,000	2,283
μ' nicht durch Joch	0,997	2,276
$E(\mu') \leq E(\mu)$	0,972	2,212
$Q^2 > 1 \text{ (GeV}/c)^2$	0,029	6,341e-2
$0,05 < y < 0,9$	0,748	4,744e-2
Vertex im Target	0,226	1,074e-2
1 auslaufendes Teilch.	0,152	0,163e-2

Tabelle 4.1: Überblick aller Schnitte der Vertexselektion und deren Einfluss auf die Anzahl der verbleibenden Ereignisse

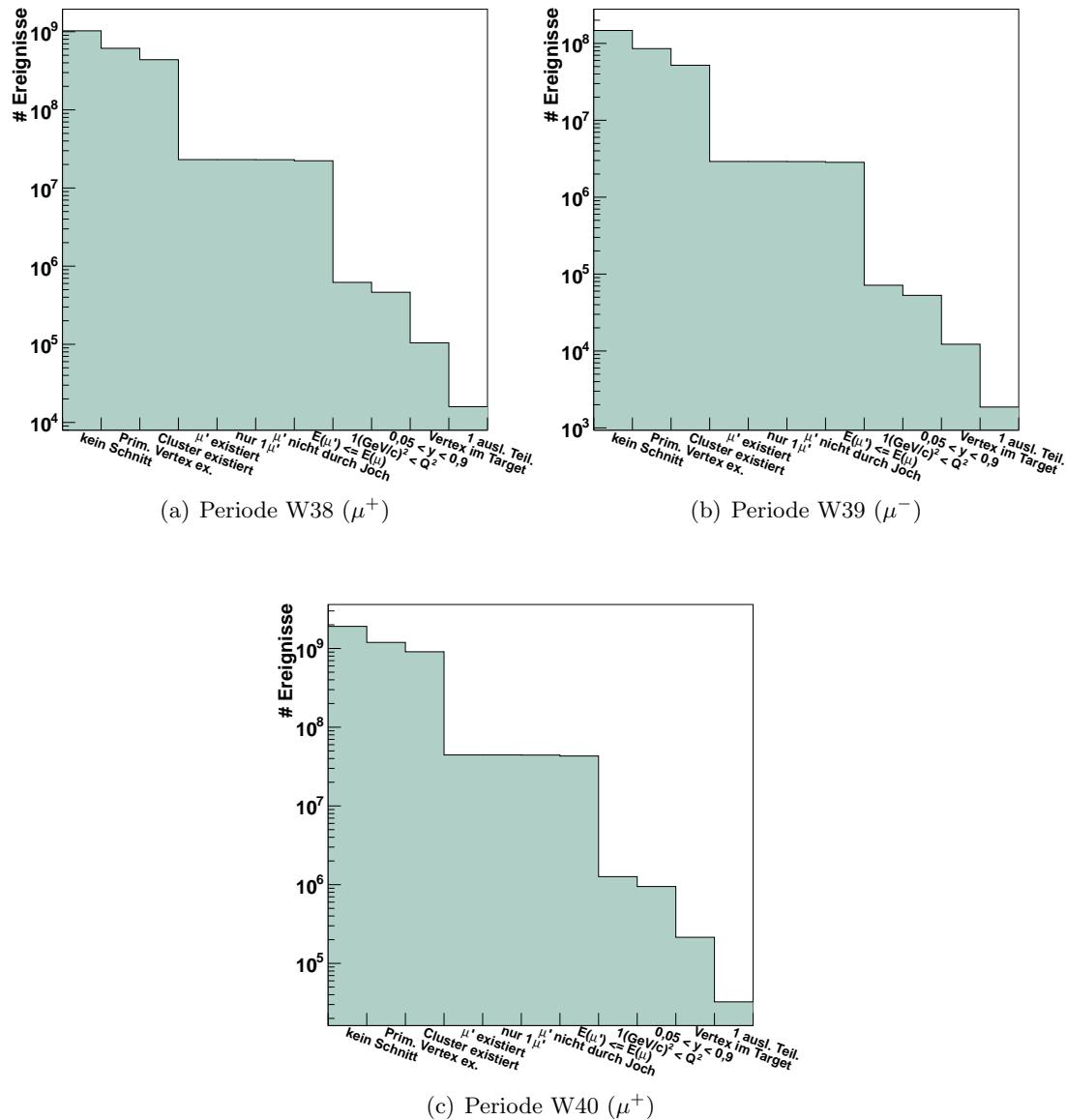


Abbildung 4.1: Auswirkung der einzelnen Schnitte der Vertexselektion auf die Anzahl der verbleibenden Ereignisse

Damit ein Ereignis verwertbar ist, muss das Myon an einem Proton innerhalb der Targetzelle gestreut haben. Deshalb erfolgt ein Schnitt auf die Position des besten Primärvertex. Alle Ereignisse, bei denen dieser Vertex außerhalb der Targetzelle liegt, werden verworfen. Die Bedingungen hierfür sind $-68,4 \text{ cm} < z < -28,4 \text{ cm}$ bei der z -Position und $\sqrt{x^2 + y^2} =: r < 1,6 \text{ cm}$ beim radialen Abstand zur Strahlachse. Die zugehörigen Vertex-Verteilungen sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Dabei wurde aus Gründen der Anschaulichkeit die z -Verteilung nur im Bereich der Targetzelle gezeigt. Betrachtet man die vollständige Verteilung in Abbildung 4.4, können scharfe lokale Maxima bei bestimmten z -Werten außerhalb des Targets ausgemacht werden. Sie lassen auf eine erhöhte Protonendichte schließen. Die roten Linien markieren die Positionen einiger Detektoren, die sich im Strahl befinden und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Vertexanhäufungen.

Die letzte Bedingung der Vertexselektion gilt der Anzahl der auslaufenden Teilchen. Abgesehen vom Proton und dem gestreuten Myon dürfen keine weiteren geladenen Teilchen vom Vertex ausgehen. Die Spuren der Protonen werden an dieser Stelle noch nicht betrachtet, da die Informationen des RPDs nicht direkt in CORAL implementiert sind. Deshalb erfolgt ein Schnitt auf Ereignisse, die genau eine auslaufende Spur eines geladenen Teilchens besitzen.

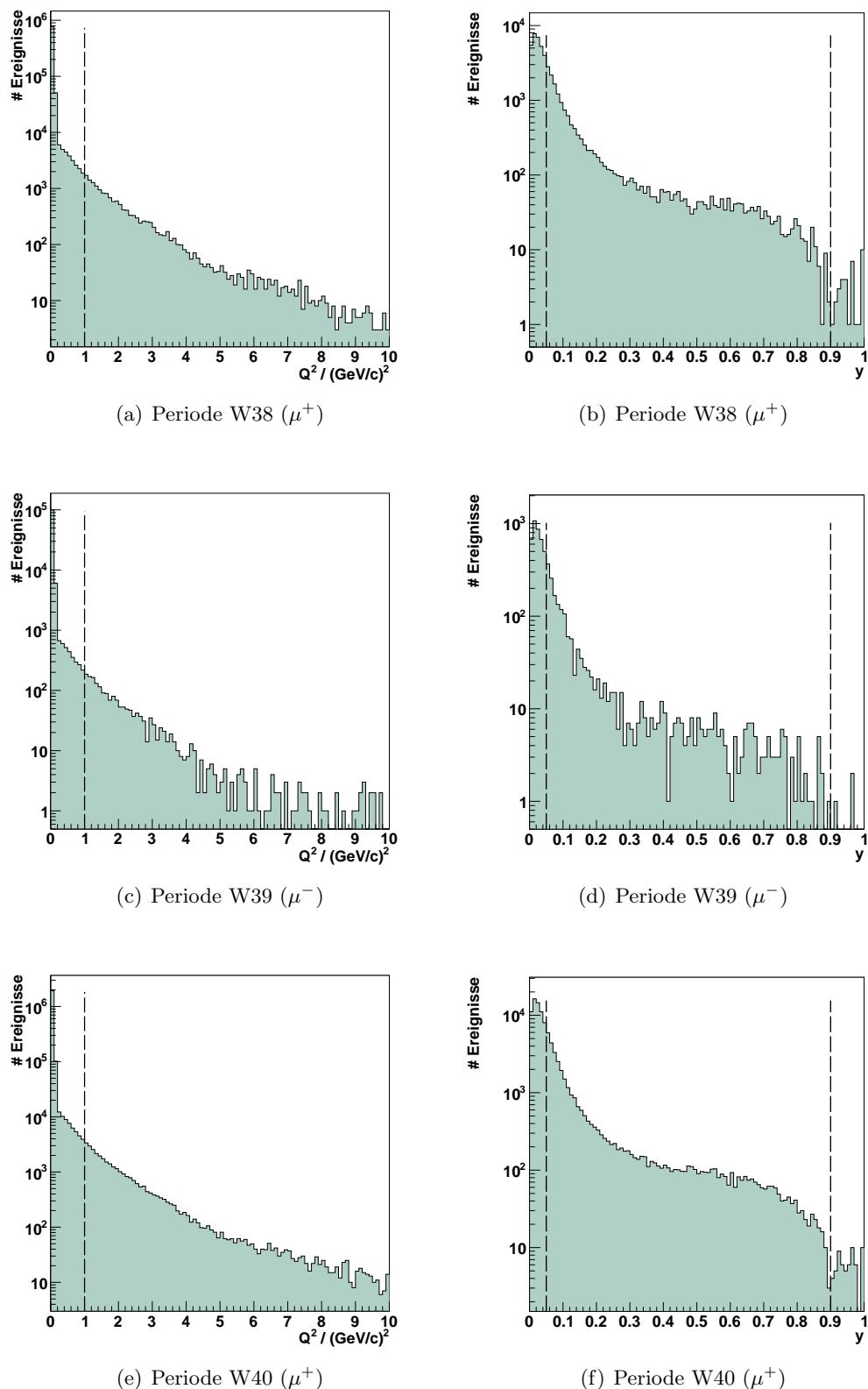


Abbildung 4.2: y - und Q^2 -Verteilungen mit allen Schnitten der Vertexselektion;
gestrichelte Linien: Schnittbereich der jeweils dargestellten Größe ($Q^2 > 1 \text{ (GeV}/c)^2$, bzw.
 $0,05 < y < 0,9$)

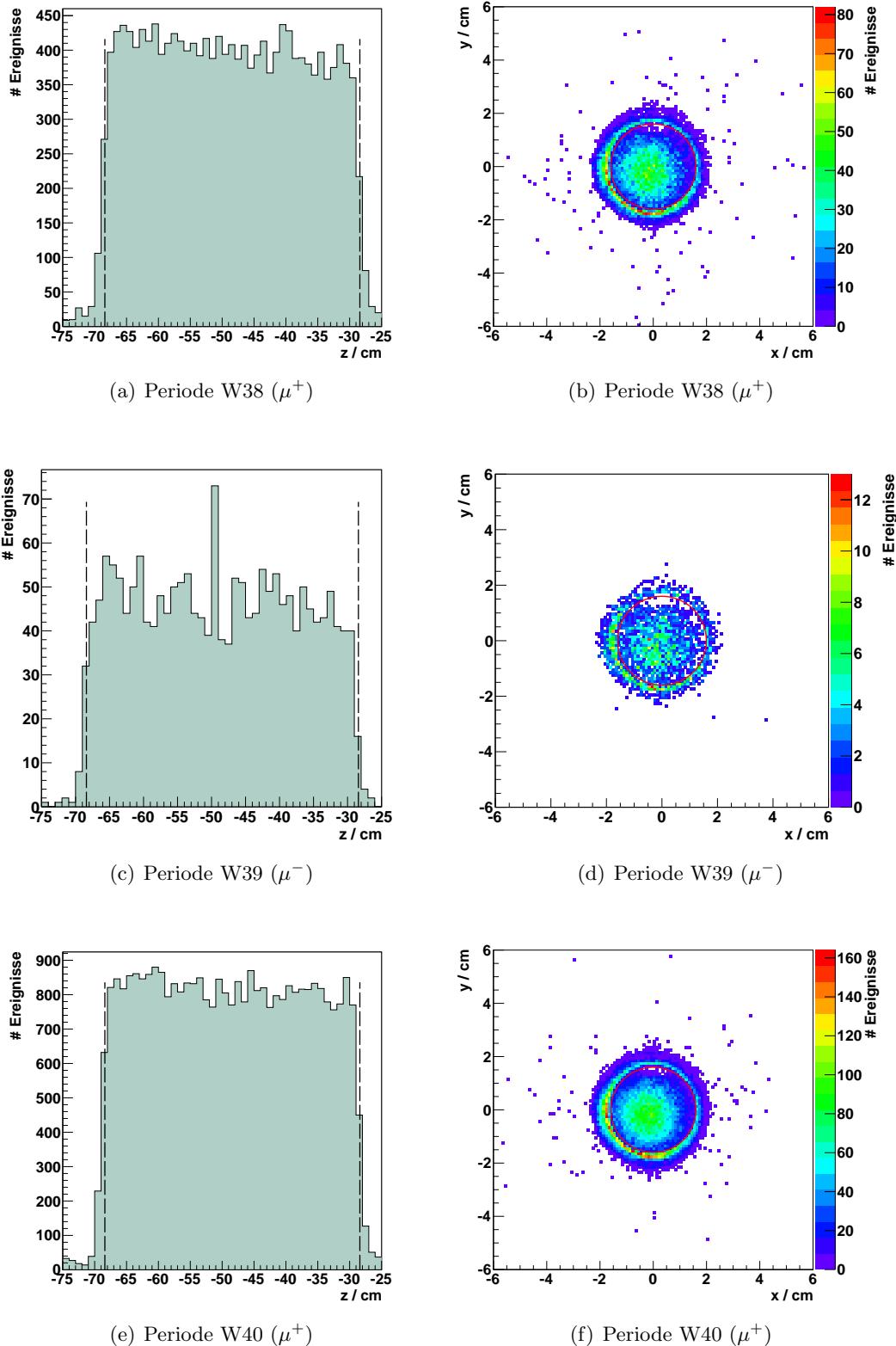


Abbildung 4.3: z - und x - y -Positionen mit allen Schnitten der Vertexselektion; gestrichelte Linien und rote Kreise: Position der Targetzelle

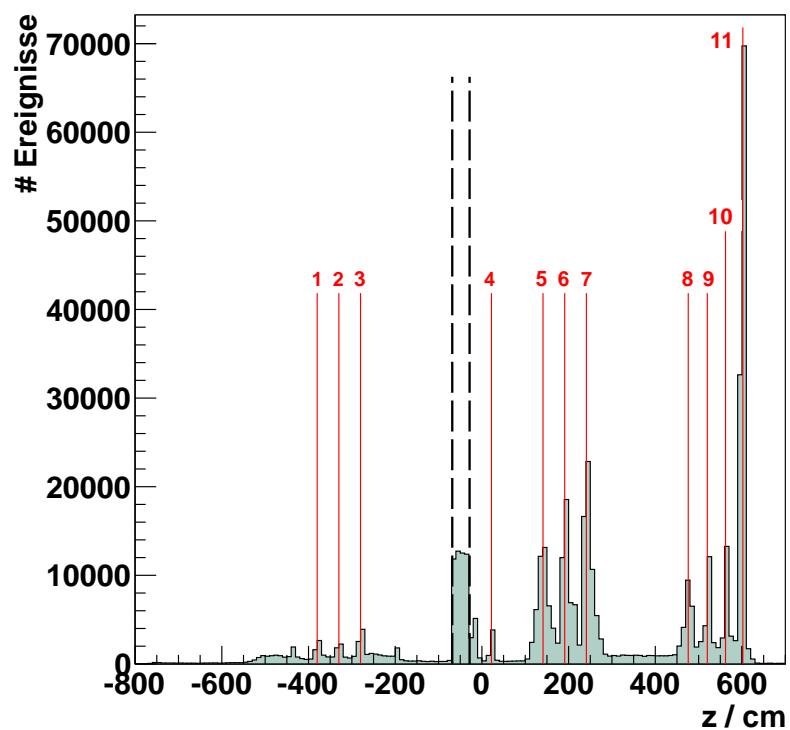


Abbildung 4.4: Vertexpositionen aller Ereignisse mit Schnitten auf Targetradius, Q^2 , y , 1 auslaufendes Teilchen; gestrichelte Linien deuten die Position der Target-Zelle an, rote Linien markieren einige Detektorpositionen: Siliziumstreifenzähler (1-4), Micromega (5-7), GEM (8-10) und SciFi (11)

4.3 Vergleich der Daten aus unterschiedlichen Perioden

Bisher wurden die verschiedenen Perioden getrennt betrachtet. In diesem Abschnitt wird überprüft, ob die Verteilungen der charakteristischen Größen miteinander vereinbar sind, sodass sie vor der weiterführenden Analyse zusammengeführt werden können. Zum besseren Vergleich zweier Perioden i, j wird eine neue Variable $\Delta n_{i,j}$ eingeführt, die wie folgt definiert ist:

$$\Delta n_{i,j}(\text{bin}) := \frac{\#\text{Einträge}_{h_i}(\text{bin})}{\#\text{Gesamteinträge}_{h_i}} - \frac{\#\text{Einträge}_{h_j}(\text{bin})}{\#\text{Gesamteinträge}_{h_j}} \quad (4.1)$$

$$\sigma(\Delta n_{i,j}(\text{bin})) \approx \sqrt{\frac{\#\text{Einträge}_{h_i}(\text{bin})}{(\#\text{Gesamteinträge}_{h_i})^2} + \frac{\#\text{Einträge}_{h_j}(\text{bin})}{(\#\text{Gesamteinträge}_{h_j})^2}} \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnen h_i und h_j die zu vergleichenden Histogramme der Perioden i und j . Jeder Histogramm-Bin wird auf die Gesamtzahl aller Histogramm-Einträge normiert und anschließend wird die Differenz beider Perioden gebildet. Die zugehörigen statistischen Fehler $\sigma(\Delta n_{i,j})$ berechnen sich aus dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz. Hierbei sind die relativen Fehler der Gesamteinträge vernachlässigbar gegenüber denen der einzelnen Bins.

Für alle Verteilungen aus Abschnitt 4.2 sind die zugehörigen $\Delta n_{i,j}$ in den Abbildungen 4.5 und 4.6 dargestellt. Sie sind bei sämtlichen Verteilungen im Schnittbereich kleiner als 0,5 % und innerhalb der Fehlergrenzen mit 0 verträglich. In der restlichen Analyse werden die Daten deshalb nicht mehr getrennt betrachtet.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass bei den ungeschnittenen Verteilungen systematische Unterschiede auftreten. Bei einer genaueren Untersuchung zeigt sich, dass diese durch Artefakte in der Vertexrekonstruktion verursacht werden und mit dem Schnitt auf $Q^2 > 1 \text{ (GeV}/c)^2$ verschwinden (siehe Anhang B).

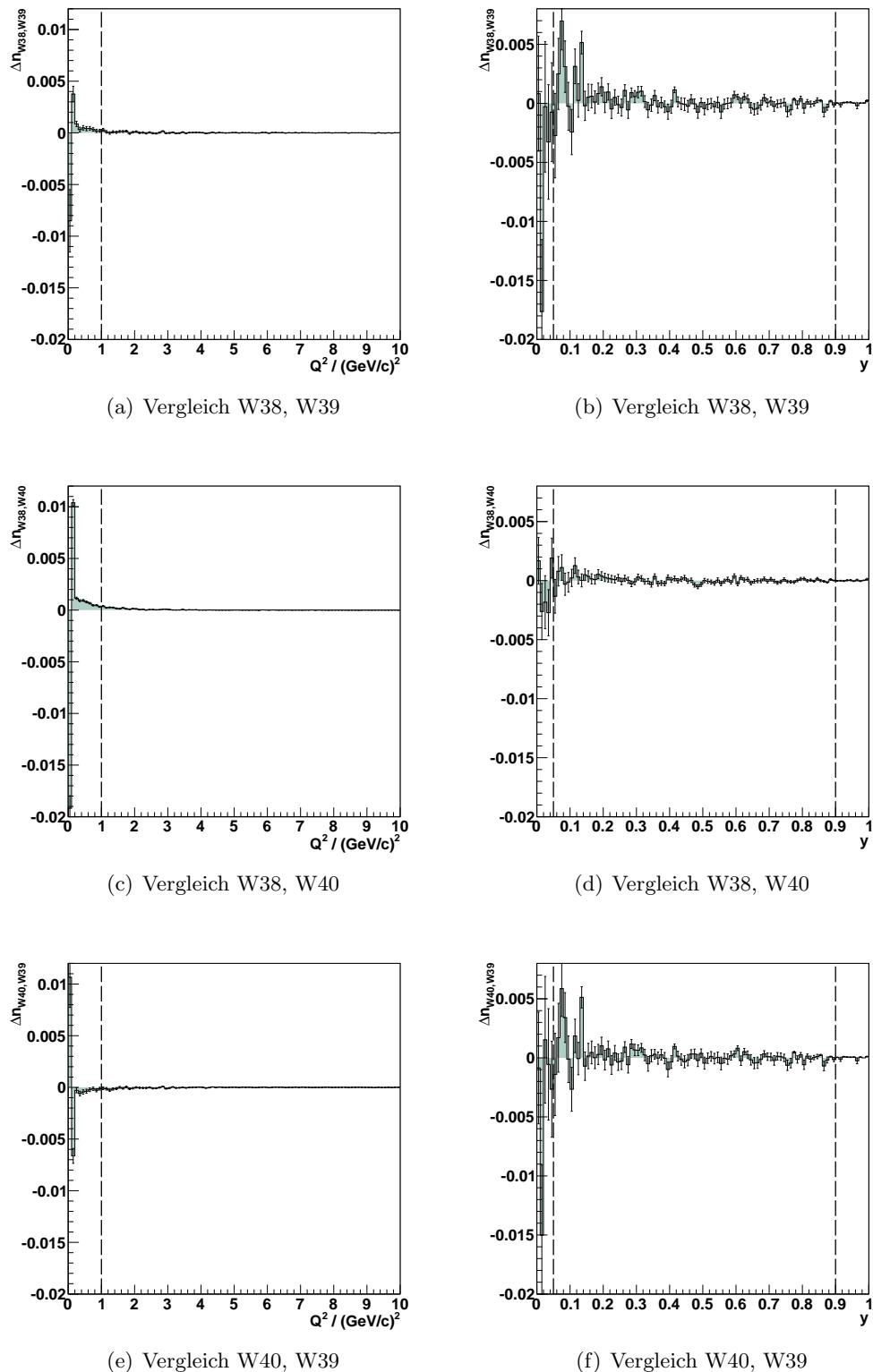
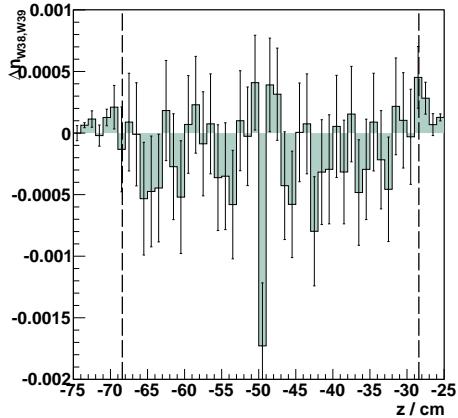
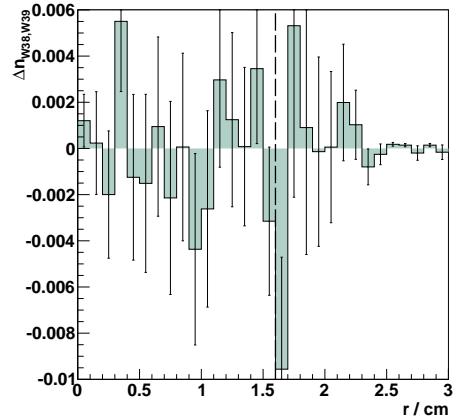


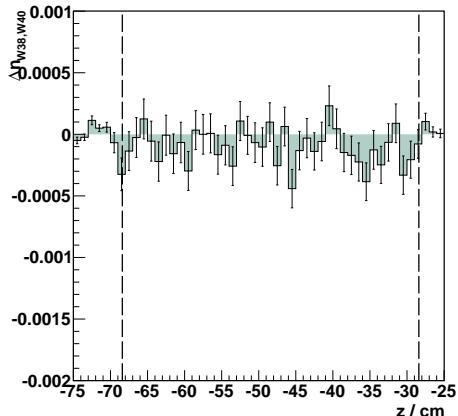
Abbildung 4.5: Vergleich der y - und Q^2 -Verteilungen mit allen Schnitten der Vertexselektion; gestrichelte Linien: Schnittbereich der jeweils dargestellten Größe ($Q^2 > 1$ (GeV/c^2), bzw. $0,05 < y < 0,9$)



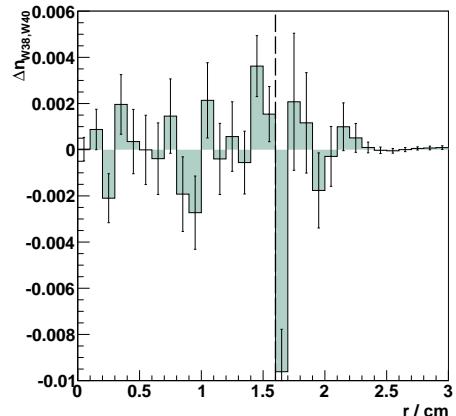
(a) Vergleich W38, W39



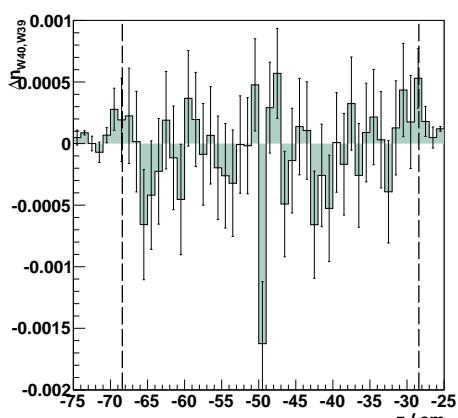
(b) Vergleich W38, W39



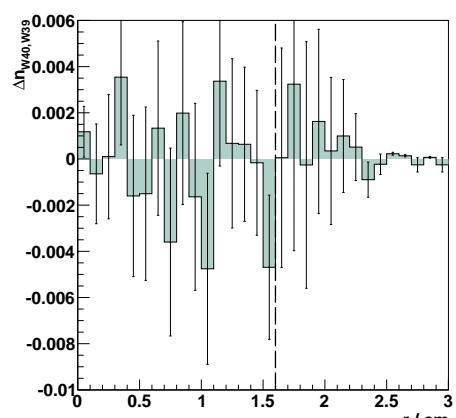
(c) Vergleich W38, W40



(d) Vergleich W38, W40



(e) Vergleich W40, W39



(f) Vergleich W40, W39

Abbildung 4.6: Vergleich der z-Positionen und radialen Abstände r der besten Primärvertizes mit allen Schnitten der Vertexselektion;
gestrichelte Linien: Position der Targetzelle ($-68,4 \text{ cm} < z < -28,4 \text{ cm}; r < 1,6 \text{ cm}$)

4.4 Rekonstruktion des reellen Photons

Zur weiteren Selektion von DVCS-Ereignissen muss das reelle Photon rekonstruiert werden. Im Gegensatz zu den Myonen besitzen Photonen keine elektrische Ladung, weshalb ihr Nachweis über elektromagnetische Schauer in den Kalorimetern erfolgt. Dazu werden für alle Ereignisse die in den elektromagnetischen Kalorimetern, ECAL1 und ECAL2, detektierten Cluster untersucht. Bei jedem Cluster wird überprüft, ob er mit der Spur eines geladenen Teilchens in Verbindung gebracht werden kann. Sollte dies nicht der Fall sein, wurde er von einem Photon erzeugt und wird als neutraler Cluster bezeichnet. Im Folgenden werden nur noch diese Art von Clustern betrachtet und eventuell auftretende Cluster geladener Teilchen werden ignoriert.

Damit ein Cluster dem Primärvertex eines Ereignisses zugeordnet werden kann, muss zunächst überprüft werden, ob eine zeitliche Koinzidenz vorliegt. Dazu wird die Differenz aus den Zeitinformationen des Clusters und des Strahlmyons gebildet. Die mittlere Zeit des einfliegenden Myons wird gewählt, weil sie den kleinsten Fehler aufweist. In Abbildung 4.7 sind die auftretenden Zeitdifferenzen ($t_{\text{Cluster}} - t_{\text{Myon}}$) für beide Kalorimeter zu sehen.

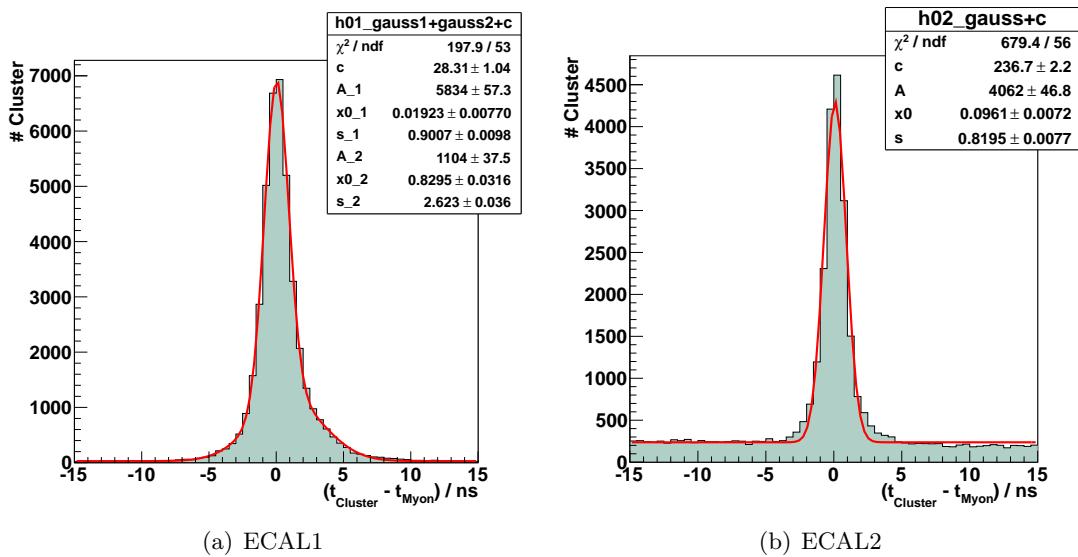


Abbildung 4.7: Zeitdifferenzen zwischen dem Strahlmyon und den neutralen Clustern in den elektromagnetischen Kalorimetern

Zur Bestimmung der Zeitauflösung wurde an die ECAL1-Daten eine doppelte Gaußfunktion und bei ECAL2 eine einfache Gaußfunktion gefittet, jeweils addiert mit einer Konstanten c . Es wurde dabei zuvor überprüft, ob die unterschiedlichen Zelltypen verschiedene Auflösungen besitzen. Dies hätte die Überlagerung durch eine zweite, breitere Gaußfunktion erklären können, was allerdings nicht der Fall war. Auch die getrennte Betrachtung der verschiedenen Perioden ergab keinen Unterschied in den Verteilungen (Abbildungen A.1 und A.2 im Anhang).

Mit den Fitparametern wird die Bedingung für eine zeitliche Koinzidenz wie folgt festgelegt:

$$\text{ECAL1: } |t_{\text{Cluster}} - t_{\text{Myon}}| < (0,019 + 3,5 \cdot 0,901) \text{ ns} \quad (4.3)$$

$$\text{ECAL2: } |t_{\text{Cluster}} - t_{\text{Myon}}| < (0,096 + 3,5 \cdot 0,820) \text{ ns}. \quad (4.4)$$

Im Folgenden werden nur noch Cluster betrachtet, die diese Bedingungen erfüllen. Als DVCS-Ereignisse kommen nun solche in Frage, die genau einen dieser neutralen Cluster in einem der beiden elektromagnetischen Kalorimetern aufweisen (siehe Abbildung 4.8). Untersuchungen aller vorhandenen Cluster haben gezeigt, dass ein Untergrund von nie-

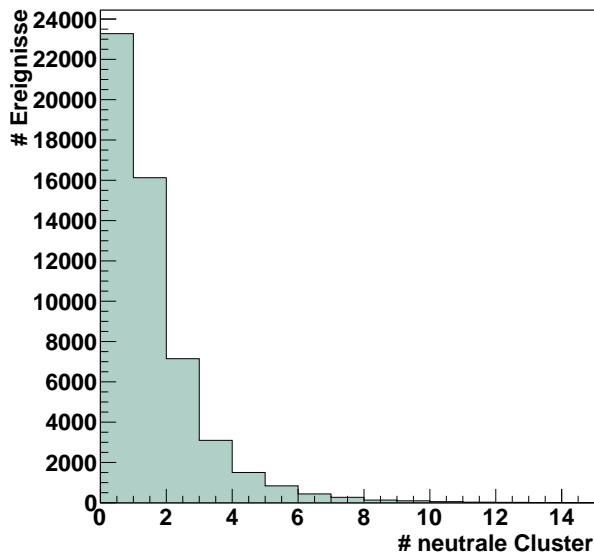


Abbildung 4.8: Multiplizität aller neutralen Cluster, die eine zeitliche Koinzidenz mit dem Strahlmyon aufweisen

derenergetischen Clustern zu allen Zeitpunkten vorliegt. Sollte man es lediglich bei der bisherigen Bedingung belassen, würden somit potenziell interessante Ereignisse verloren gehen. Dies wäre immer dann der Fall, wenn zusätzlich zu einem regulären Cluster zufällig ein Untergrundcluster mit zeitlicher Koinzidenz auftrate. Um zumindest die höherenergetischen dieser Ereignisse zu behalten, werden zwei Schwellenenergien eingeführt. Diese betragen 2 GeV in ECAL1 und 4 GeV in ECAL2. In der weiteren Analyse werden nun zusätzlich alle Ereignisse verwendet, bei denen genau ein Cluster oberhalb der Schwellenenergie in einem der Kalorimeter vorhanden ist.

Mit dem Ortsvektor \vec{r}_C des Clusterschwerpunktes und der Cluster-Energie E lässt sich nun das reelle Photon rekonstruieren. Dazu wird angenommen, dass das Photon seine gesamte Energie im Cluster deponiert hat und im Primärvertex entstanden ist. Dessen

Ortskoordinaten werden mit \vec{r}_V bezeichnet. Da das Photon keine Ruhemasse besitzt, ergibt sich somit sein Impulsvektor \vec{p}_γ wie folgt:

$$\vec{p}_\gamma = E \frac{\vec{r}_C - \vec{r}_V}{|\vec{r}_C - \vec{r}_V|}. \quad (4.5)$$

4.5 Bedingungen an das rückgestoßene Proton

Die Detektierung und Rekonstruktion der rückgestoßenen Protonen erfolgt durch den RPD, wie in Kapitel 3.2 beschrieben. In Abbildung 4.9 ist die Anzahl der detektier-

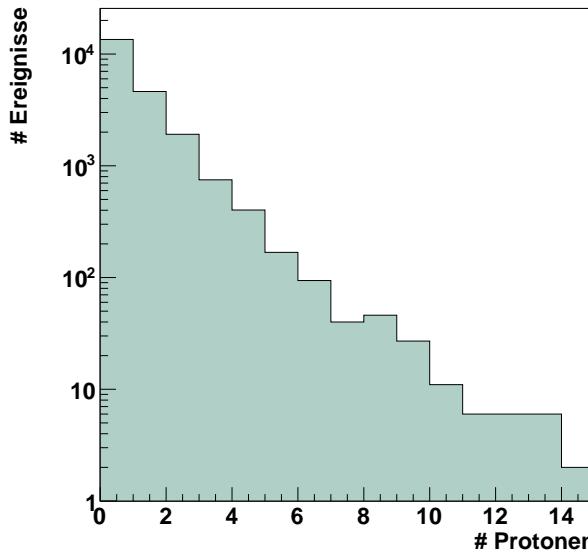


Abbildung 4.9: Multiplizität der im RPD nachgewiesenen Rückstoßprotonen für Ereignisse, die einen neutralen Cluster besitzen

ten Protonen pro Ereignis zu sehen. Dabei wurden alle bisherigen Schnitte angewandt, also die Bedingungen der Vertexselektion und die Forderung, dass genau ein neutraler Cluster in den Kalorimetern nachgewiesen wurde. Zur weiteren Selektierung der DVCS-Signatur, werden nun alle Ereignisse verworfen, die nicht genau eines dieser Rückstoßprotonen enthalten.

Aufgrund der Bedingung 2.28 darf der Impuls des Protons, also der Rückstoß durch das Myon, nicht zu groß sein. Deshalb ergibt sich eine weitere Schnittbedingung

$$|\vec{p}_p| < 1 \text{ GeV}/c. \quad (4.6)$$

Sie wird allerdings erst nach der Bestimmung der exklusiven Ereignisse angewendet, um an dieser Stelle nicht zu viel Statistik zu verlieren.

4.6 Bestimmung exklusiver Ereignisse

Die bisherigen Schnitte haben sicher gestellt, dass jetzt alle verbleibenden Ereignisse die DVCS-Signatur $\mu p \rightarrow \mu p \gamma$ aufweisen. Bei einer großen Anzahl handelt es sich allerdings noch um nicht-exklusiven Untergrund. Um solche Ereignisse weitestgehend ausschließen zu können, muss die Energie- und Impulsbilanz im Anfangs- und Endzustand verglichen werden. Sollte ein exklusiver Prozess vorliegen, muss aufgrund der Energie- und Impulserhaltung die Summe aus den Vierervektoren aller beteiligten Teilchen vor der Streuung, gleich der Summe nach dem Streuprozess sein. Aufgrund der endlichen Detektoraufklärung ist diese Bedingung allerdings nicht exakt, sondern nur im Rahmen der Messgenauigkeit erfüllt. Im Folgenden werden zwei, voneinander unabhängige Methoden angewandt, die auf diesem Prinzip beruhen und den nicht-exklusiven Untergrund minimieren.

4.6.1 Methode 1: Direkter Schnitt auf Energie- und Impulserhaltung

Die bei COMPASS bisher gebräuchliche Herangehensweise besteht darin, exklusive Variablen zu definieren und deren Verteilungen für alle Ereignisse zu betrachten. Mit ausreichender Statistik, sind die exklusiven Prozesse dann aufgrund der Messgenauigkeit gaußverteilt und weisen durch die Energie- bzw. Impulserhaltung vorgegebene Maxima auf. Dazu werden die Impulse \vec{p}_i und Energien E_i aller beteiligten Teilchen benötigt. Hierbei gibt der Index

$$i \in (\mu, \mu', \gamma, p) \quad (4.7)$$

an, ob sich die jeweiligen Parameter auf das Strahlmyon μ , das gestreute Myon μ' , das reelle Photon γ , oder das auslaufende Proton p beziehen. Alle Impulse und Energien lassen sich in PHAST direkt aufrufen, bzw. werden für das Photon, wie in Kapitel 4.4 beschrieben, rekonstruiert. Da das ruhende Proton keinen Impuls besitzt, geht lediglich seine Ruhemasse M_p in die Energieerhaltung ein.

Zum Schnitt auf die Erhaltungssätze werden drei exklusive Variablen wie folgt definiert:

$$E_{\text{miss}} := E_\mu + M_p \cdot c^2 - E_{\mu'} - E_\gamma - E_p \quad (4.8)$$

$$\alpha_{\text{diff}} := \angle((\vec{p}_{t,\mu'} + \vec{p}_{t,\gamma}), \vec{p}_{t,p}) \quad (4.9)$$

$$p_{t,\text{miss}} := |\vec{p}_{t,\mu'} + \vec{p}_{t,\gamma}| - |\vec{p}_{t,p}|. \quad (4.10)$$

Dabei ist der Transversalimpuls $\vec{p}_{t,i}$ die Projektion von \vec{p}_i auf eine Ebene senkrecht zum Strahlmyon-Impuls \vec{p}_μ .

$$\vec{p}_{t,i} := \vec{p}_i - \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_\mu}{|\vec{p}_\mu|^2} \vec{p}_\mu. \quad (4.11)$$

Aufgrund der Energieerhaltung im Anfangs- und im Endzustand folgt

$$E_{\text{miss}} \stackrel{!}{=} 0. \quad (4.12)$$

Weiterhin bedingt die Impulserhaltung, dass die Summe der Transversalimpulse aller Teilchen im Endzustand $\vec{0}$ sein muss (siehe Abbildung 4.10),

$$\alpha_{\text{diff}} \stackrel{!}{=} 180^\circ \quad (4.13)$$

$$p_{t,\text{miss}} \stackrel{!}{=} 0. \quad (4.14)$$

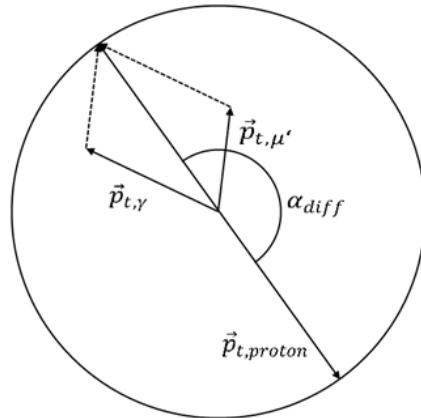


Abbildung 4.10: Transversalimpulse in der Ebene senkrecht zum Strahlmyon

Da die Verteilungen von E_{miss} , α_{diff} und $p_{t,\text{miss}}$ allerdings noch einen großen Anteil an nicht-exklusiven Ereignissen enthalten, sind zwei Schritte notwendig, um die Breiten der exklusiven Verteilungen bestimmen zu können. Zuerst werden für alle drei Variablen Schnittgrenzen abgeschätzt, um mithilfe dieser möglichst untergrundfreie Verteilungen zu erzeugen. Dazu wird bei α_{diff} eine doppelte und bei $p_{t,\text{miss}}$ eine einfache Gaußfunktion gewählt und der Schnittbereich auf die sich daraus ergebenden $1,5\sigma$ -Umgebungen festgelegt. An dieser Stelle macht ein Fit an die E_{miss} -Verteilung keinen Sinn, da es in der Umgebung des exklusiven Maximums zu viele Untergrundereignisse gibt. Stattdessen werden die Schnittgrenzen auf einen engen Bereich von $|E_{\text{miss}}| < 2,5 \text{ GeV}$ festgelegt (Abbildung 4.11). Damit ergeben sich die folgenden abgeschätzten Schnittbedingungen:

$$|E_{\text{miss}}/\text{GeV}| < 2,5 \quad (4.15)$$

$$|\alpha_{\text{diff}}/\text{Grad} - 179,8| < 1,5 \cdot 5,03 \quad (4.16)$$

$$|p_{t,\text{miss}}/(\text{GeV}/c) - 0,356| < 1,5 \cdot 0,536. \quad (4.17)$$

Im zweiten Schritt werden bei allen drei Verteilungen Fits durchgeführt, wobei zuvor jeweils der abgeschätzte Schnitt auf die beiden anderen Variablen angewendet wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

Anhand dieser neuen Gaußverteilungen werden nun folgende Bedingungen für einen exklusiven Prozess festgelegt:

$$|E_{\text{miss}}/\text{GeV} - 0,939| < 4 \cdot 2,309 \quad (4.18)$$

$$|\alpha_{\text{diff}}/\text{Grad} - 180,1| < 4 \cdot 4,5 \quad (4.19)$$

$$|p_{t,\text{miss}}/(\text{GeV}/c) - 0,031| < 4 \cdot 0,067. \quad (4.20)$$

Sie sind zur Veranschaulichung als rote Linien in Abbildung 4.13 eingezzeichnet. Zur Selektion von DVCS-Ereignissen wird abschließend die Schnittbedingung (4.6) für den Impuls des Rückstoßprotons auf die verbleibenden Ereignisse angewendet.

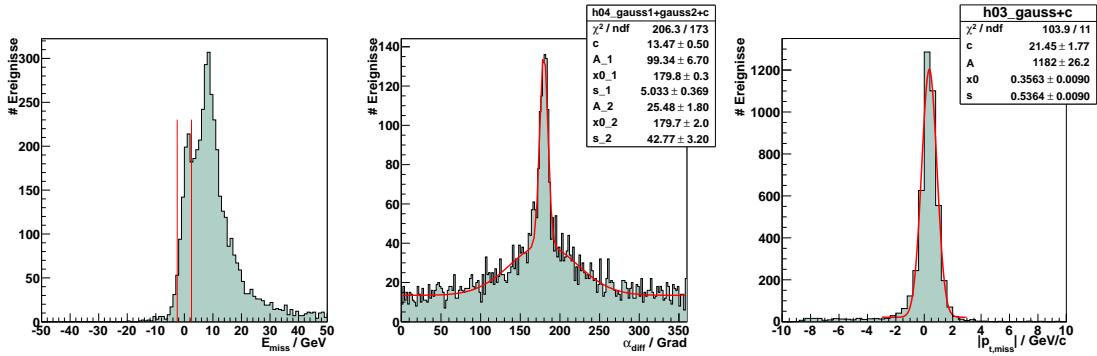


Abbildung 4.11: Ungeschnittene Verteilungen der exklusiven Variablen

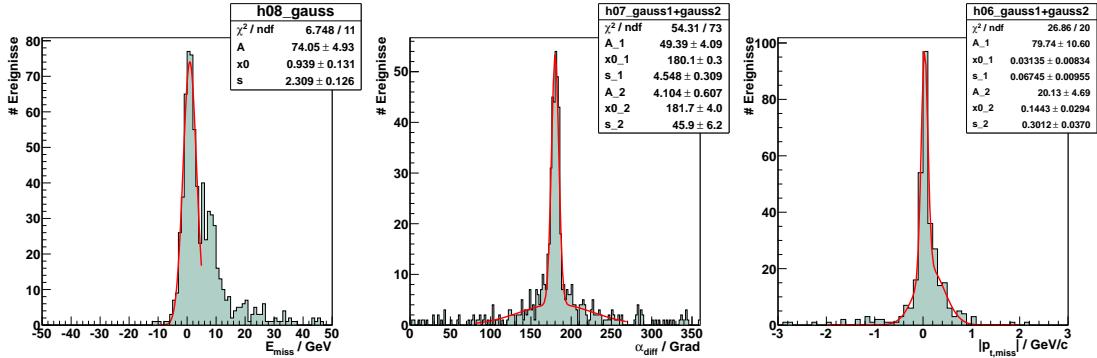


Abbildung 4.12: Verteilungen der exklusiven Variablen mit den abgeschätzten Schnitten auf die jeweils anderen beiden Größen

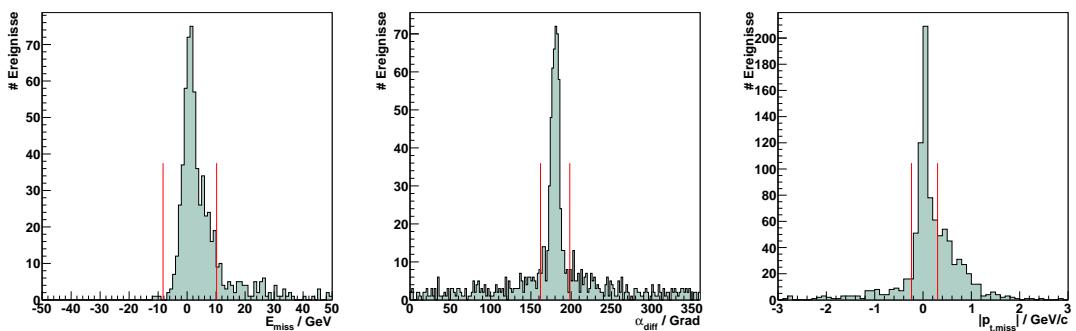


Abbildung 4.13: Verteilungen der exklusiven Variablen mit den endgültigen Schnitten auf die jeweils anderen beiden Größen; rote Linien markieren die Schnittbedingungen

4.6.2 Methode 2: Kinematischer Fit mit Schnitt auf χ^2_{red}

In CORAL werden die Teilchenspuren und Vertizes mithilfe von Kalman-Fits rekonstruiert. Da CORAL nicht auf die Proton-Informationen des RPDs zugreifen kann und zudem die Spur des reellen Photon nicht rekonstruiert, kann dabei die Energie- und Impulserhaltung nicht verwendet werden. Deshalb wird in diesem Abschnitt ein alternatives Konzept entwickelt, welches die Erhaltungssätze in die Rekonstruktion einbezieht und zusätzlich eine Selektion der exklusiven Ereignisse ermöglicht. Dazu wird ein kinematischer Fit mit allen rekonstruierten Teilchen durchgeführt, bei dem sämtliche Ereignisse, die die DVCS-Signatur aufweisen, zunächst als exklusive Prozesse betrachtet werden. Dann werden durch den Fit für alle beteiligten Teilchen verbesserte Parameter berechnet, mit denen die Erhaltungssätze erfüllt sind. Bei den wahren, exklusiven Ereignissen sollten diese neuen Werte nur innerhalb der Messfehler von den ursprünglichen Werten abweichen. Für die nicht-exklusiven Prozesse wird hingegen eine groß Anpassung durch den Fit erwartet. Dies führt zu einer schlechten Güte des Fits, die durch das sogenannte $\chi^2_{\text{red}} := \chi^2/NDF$ beschrieben wird (mit: $NDF \hat{=} \text{Anzahl der Freiheitsgrade}$).

Realisiert wird der kinematische Fit mittels der Methode der Lagrange-Multiplikatoren, die im nächsten Abschnitt erläutert wird. Die Umsetzung des Verfahrens erfolgt mithilfe eines auf ROOT basierenden Pakets namens „KinFitter“. Dabei handelt es sich um einen öffentlich zugänglichen Code von Jan Erik Sundermann und Thomas Göpfert, der alle erforderlichen Matrizenmultiplikationen durchführt [29].

4.6.2.1 Theorie

Auch bei dieser Methode werden die Impulse \vec{p}_i aller beteiligten Teilchen benötigt. Wie zuvor gibt dabei der Index i an, auf welches Teilchen sich bezogen wird (4.7). Für jedes der vier Teilchen liegen also drei Messgrößen vor,

$$p_{x,i}, p_{y,i}, p_{z,i}. \quad (4.21)$$

Die zwölf Messgrößen werden zur besseren Übersicht in einem Vektor zusammengefasst:

$$\begin{pmatrix} \vec{p}_\mu \\ \vec{p}_{\mu'} \\ \vec{p}_\gamma \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} k_0 \\ k_1 \\ \vdots \\ k_{12} \end{pmatrix} = \vec{k} \quad (4.22)$$

Aufgrund der endlichen Messauflösung der Detektoren erfüllen diese Parameter die Energie- und Impulserhaltung nicht exakt. Das heißt sie unterscheiden sich von den realen Parametern \vec{k}' um den Vektor $\Delta\vec{k}$:

$$\vec{k}' = \vec{k} + \Delta\vec{k} \quad (4.23)$$

Das Ziel des kinematischen Fits ist es nun, aus den gemessenen Parametern die $\Delta\vec{k}$ zu bestimmen, und damit die Parameter \vec{k}' , die die vier Erhaltungssätze erfüllen

$$f_1(\vec{k}') = (p'_{x,\mu} - p'_{x,\mu'} - p'_{x,\gamma} - p'_{x,p}) \cdot c = 0 \quad (4.24)$$

$$f_2(\vec{k}') = (p'_{y,\mu} - p'_{y,\mu'} - p'_{y,\gamma} - p'_{y,p}) \cdot c = 0 \quad (4.25)$$

$$f_3(\vec{k}') = (p'_{z,\mu} - p'_{z,\mu'} - p'_{z,\gamma} - p'_{z,p}) \cdot c = 0 \quad (4.26)$$

$$f_4(\vec{k}') = E'_\mu - E'_{\mu'} - E'_\gamma - E'_p + M_p c^2 = 0. \quad (4.27)$$

Dabei sind

$$E'_i = \sqrt{\vec{p}'_i{}^2 + M_i^2}$$

$$M_\mu = M_{\mu'} = 105,66 \text{ MeV}/c^2$$

$$M_\gamma = 0 \text{ MeV}/c^2$$

$$M_p = 938,27 \text{ MeV}/c^2.$$

Aus der Impulserhaltung folgen f_1 , f_2 und f_3 , während f_4 durch die Energieerhaltung bedingt wird. Auch die Erhaltungssätze, die die Zwangsbedingungen des Fits darstellen, werden zwecks Übersichtlichkeit in einem Vektor zusammengefasst.

$$\begin{pmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_4 \end{pmatrix} =: \vec{f}. \quad (4.28)$$

Nun gilt es die Summe, der mit den Fehlern gewichteten $\Delta\vec{k}$, zu minimieren.

$$\chi^2(\vec{k}) := (\Delta\vec{k})^T \cdot C^{-1} \cdot \Delta\vec{k}. \quad (4.29)$$

Hierbei steht C für die Kovarianzmatrix von \vec{k} . Zur Minimierung bietet sich die Methode der Lagrange-Multiplikatoren an, bei der eine neu definierte Funktion L minimiert werden muss.

$$L(\vec{k}, \vec{\lambda}) := \chi^2(\vec{k}) + 2 \sum_{m=1}^4 \lambda_m f_m(\vec{k}). \quad (4.30)$$

Da nicht alle Zwangsbedingungen linear sind, wird ein Iterationsverfahren zur Linearisierung verwendet. Die weitere Vorgehensweise wird aus Gründen der Übersicht im Anhang C weiter ausgeführt. Sie ist außerdem in der Quelle [30] ausführlich beschrieben. Mit dem Ergebnis werden im $(n+1)$ -ten Iterationsschritt die neuen Parameter $\vec{k}^{n+1} = \vec{k}^n + \Delta\vec{k}^{n+1}$, sowie die neuen Jacobimatrizen

$$J := \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{k}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial k_1} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial k_{12}} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_4}{\partial k_1} & \dots & \frac{\partial f_4}{\partial k_{12}} \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

und die Zwangsbedingungen $\vec{f}(\vec{k}^{n+1})$ berechnet. Dabei dienen die 12 gemessenen Parameter \vec{k} , sowie deren Kovarianzmatrix C als Startwerte des Fits. Dies geschieht solange, bis die folgenden Konvergenzkriterien erfüllt sind:

1. Die gewichtete Summe χ^2 ändert sich nur noch geringfügig zwischen zwei aufeinanderfolgenden Iterationen,

$$\left| \frac{\chi_n^2 - \chi_{n+1}^2}{ndf} \right| < 1 \cdot 10^{-4}. \quad (4.32)$$

2. Die Zwangsbedingungen sind ausreichend erfüllt,

$$\sum_{m=1}^4 |f_m(\vec{k}^{n+1})| < 0,01 \text{ MeV}. \quad (4.33)$$

4.6.2.2 Bestimmung der Kovarianzmatrix

Die Startwerte der Kovarianzmatrix C , also die Varianzen und Kovarianzen der gemessenen Parameter, werden aus der Güte der Spurrekonstruktionen, sowie im Falle des Protons mithilfe von simulierten Daten bestimmt. Die vier 3×3 -Kovarianzmatrizen ($C_\mu, C_{\mu'}, C_\gamma, C_p$) der Fit-Teilchen werden als unkorreliert angenommen, das heißt die für den Fit verwendete Matrix hat folgende Form:

$$C = \begin{pmatrix} C_\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{\mu'} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_p \end{pmatrix}. \quad (4.34)$$

Da die einzelnen Matrizen allerdings nicht bezüglich p_x, p_y und p_z bestimmt werden, ist eine Basistransformation erforderlich. Wenn C_{B1} die Kovarianzmatrix bezüglich einer Basis $B1$ ist, dann ergibt sich die Matrix C_{B2} bezüglich der Basis $B2$ mithilfe der Jacobimatrix $J_{B1,B2}$ der Transformation wie folgt [30]:

$$C_{B2} = J_{B1,B2} \cdot C_{B1} \cdot J_{B1,B2}^T. \quad (4.35)$$

Strahlmyon und gestreutes Myon

Für das einlaufende und das auslaufende Myon liegen die Kovarianzmatrizen C_{X_μ, Y_μ, p_μ} und $C_{X_{\mu'}, Y_{\mu'}, p_{\mu'}}$ bereits auf CORAL-Ebene vor, sodass sie direkt mit PHAST abgerufen werden können. Die so erhaltenen Werte beziehen sich allerdings auf die Parameter $X := \frac{\partial x}{\partial z}$, $Y := \frac{\partial y}{\partial z}$ und $|\vec{p}|^{-1}$, weshalb eine Transformation nach Gleichung (4.35) erforderlich ist. Da sich \vec{p}_μ wie folgend berechnen lässt,

$$\vec{p}_\mu = \begin{pmatrix} p_{\mu,x} \\ p_{\mu,y} \\ p_{\mu,z} \end{pmatrix} = \frac{|\vec{p}_\mu|}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ 1 \end{pmatrix} =: \frac{|\vec{p}_\mu|}{|\vec{w}|} \vec{w}, \quad (4.36)$$

lautet die zugehörige Jacobimatrix:

$$J_\mu = |\vec{p}_\mu| \begin{pmatrix} \frac{|\vec{w}|^2 - X^2}{|\vec{w}|^3} & -\frac{YX}{|\vec{w}|^3} & -p_{\mu,x} \\ \frac{XY}{|\vec{w}|^3} & \frac{|\vec{w}|^2 - Y^2}{|\vec{w}|^3} & -p_{\mu,y} \\ -\frac{p_{\mu,x}}{|\vec{w}|^2 |\vec{p}_\mu|^{-1}} & -\frac{p_{\mu,y}}{|\vec{w}|^2 |\vec{p}_\mu|^{-1}} & -p_{\mu,z} \end{pmatrix}. \quad (4.37)$$

Die Jacobimatrix $J_{\mu'}$ wird analog mit den Parametern des gestreuten Myons berechnet. Die gesuchten Kovarianzmatrizen bezüglich p_x , p_y und p_z sind damit

$$C_\mu = J_\mu \cdot C_{X,Y,p_\mu} \cdot J_\mu^T \quad (4.38)$$

$$C_{\mu'} = J_{\mu'} \cdot C_{X_{\mu'},Y_{\mu'},p_{\mu'}} \cdot J_{\mu'}^T. \quad (4.39)$$

Reelles Photon

Das Photon wurde aus der Vertexposition \vec{r}_V , der Position des Schwerpunktes des neutralen Clusters \vec{r}_C , sowie der Clusterenergie E rekonstruiert. Die Transformationsvorschrift $(E, \Delta\vec{r}) \rightarrow (E, \vec{p})$ lautet in diesem Fall

$$\vec{p}_\gamma \stackrel{\text{Gl.(4.5)}}{=} E \frac{\vec{r}_C - \vec{r}_V}{|\vec{r}_C - \vec{r}_V|} =: E \frac{\Delta\vec{r}}{|\Delta\vec{r}|} = \frac{E}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}} \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{pmatrix}, \quad (4.40)$$

mit folgender Jacobimatrix:

$$J_\gamma = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{p_{\gamma,x}}{E} & \frac{E(|\Delta\vec{r}|^2 - \Delta x^2)}{|\Delta\vec{r}|^3} & \frac{-\Delta x \cdot \Delta y \cdot E}{|\Delta\vec{r}|^3} \\ \frac{p_{\gamma,y}}{E} & \frac{-\Delta y \cdot \Delta x \cdot E}{|\Delta\vec{r}|^3} & \frac{E(|\Delta\vec{r}|^2 - \Delta y^2)}{|\Delta\vec{r}|^3} \\ \frac{p_{\gamma,z}}{E} & \frac{-\Delta z \cdot \Delta x \cdot E}{|\Delta\vec{r}|^3} & \frac{-\Delta z \cdot \Delta y \cdot E}{|\Delta\vec{r}|^3} \end{pmatrix}. \quad (4.41)$$

Um nun die Kovarianzmatrix bezüglich p_x , p_y und p_z zu erhalten, wird zuerst $C_{E,\Delta\vec{r}}$ gebildet. Dazu lässt sich in PHAST direkt auf die Varianz von E , sowie die Kovarianzmatrizen von \vec{r}_V und \vec{r}_C zugreifen. Da diese Größen unkorreliert sind und die Kovarianz linear ist, erhält man die Kovarianzmatrix bezüglich E und $\Delta\vec{r}$ durch einfache Summation

$$C_{E,\Delta\vec{r}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{\vec{r}_C} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{\vec{r}_V} & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \text{Var}(E) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.42)$$

Zusammen mit J_γ kann damit die Matrix $C_{E,\vec{p}}$ bestimmt werden

$$C_{E,\vec{p}} = J_\gamma \cdot C_{E,\Delta\vec{r}} \cdot J_\gamma^T. \quad (4.43)$$

In ihr kann die gesuchte Kovarianzmatrix C_γ abgelesen werden.

Proton

Die Kovarianzmatrix des rückgestoßenen Protons wird zunächst in Kugelkoordinaten, also bezüglich $|\vec{p}_p|$, θ_p und ϕ_p , abgeschätzt. Dabei wird angenommen, dass die Korrelationen zwischen diesen Parametern vernachlässigbar sind. Aus den Varianzen dieser Größen ergibt sich dann die zu transformierende Kovarianzmatrix

$$C_{|\vec{p}_p|,\theta_p,\phi_p} = \begin{pmatrix} \text{Var}(|\vec{p}_p|) & 0 & 0 \\ 0 & \text{Var}(\theta_p) & 0 \\ 0 & 0 & \text{Var}(\phi_p) \end{pmatrix}. \quad (4.44)$$

Die Varianzen der Winkel werden jeweils durch einen Gaußfit in simulierten Daten bestimmt. Dazu werden die Differenzen aus den simulierten Messwerten und den zugehörigen realen Werten aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.14 dargestellt und ergibt:

$$\sqrt{Var(\theta_p)} = (2,56 \pm 0,02)^\circ \quad (4.45)$$

$$\sqrt{Var(\phi_p)} = (3,29 \pm 0,02)^\circ. \quad (4.46)$$

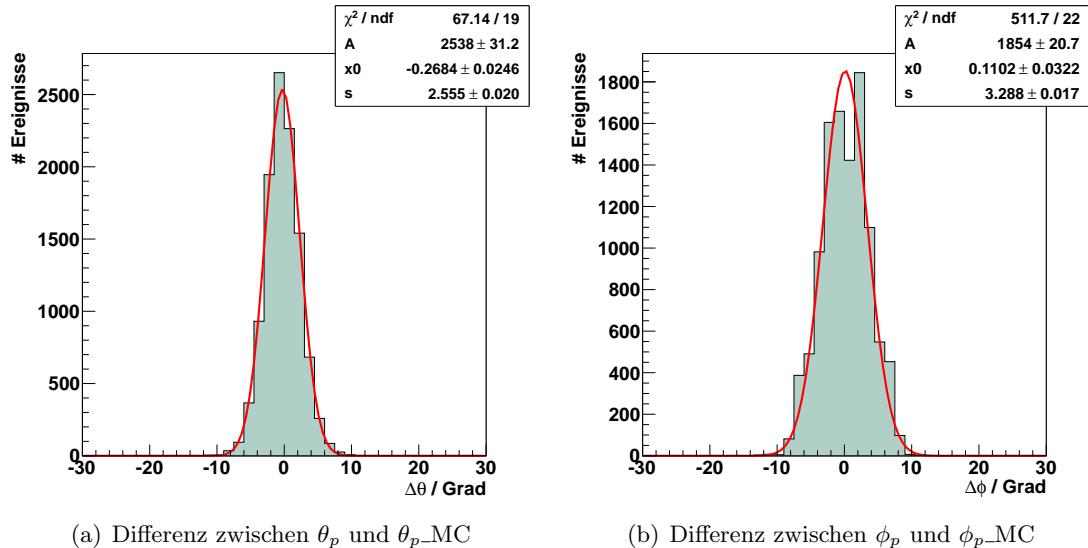


Abbildung 4.14: Differenzen aus simulierten Messwerten und zugehörigen realen Werten zur Abschätzung der Varianzen des Protonimpulses

Die ϕ -Verteilung weicht dabei leicht von einer Gaußverteilung ab, was sich in einem schlechteren χ^2_{red} -Wert widerspiegelt. Die zugehörige Varianz lässt sich aber zusätzlich über einen anderen Weg bestimmten. Da der äußere RPD-Ring aus 24 Szintillationsstreifen aufgebaut ist, deckt jeder von ihnen einen ϕ -Bereich von $360^\circ/24 = 15^\circ$ ab. Unter der Annahme, dass dort jeweils eine Gleichverteilung vorläge, würde sich eine Varianz von

$$\sqrt{Var(\phi_p)_{\text{Gleichverteilung}}} = \frac{15^\circ}{\sqrt{12}} = 4,33^\circ \quad (4.47)$$

ergeben. Diese liegt in der selben Größenordnung wie die mit der Gaußfunktion bestimmten Varianz. Deshalb wird im weiteren Verlauf der Wert aus (4.46) verwendet. Für die Varianz des Impulsbetrages wird hingegen eine Abschätzungsformel aus dem COMPASS-II-Proposal[15] benutzt

$$\sqrt{Var(|\vec{p}_p|)} = \frac{|\vec{p}_p|}{1 - \beta^2} \frac{\sin^2 \theta_p}{d_{AB}} \sqrt{\cos^2 \theta_p (\Delta z_A^2 + \Delta z_B^2) + \beta^2 c^2 \Delta t_{AB}^2} \quad (4.48)$$

$$\text{mit: } \beta^2 = 1 - \frac{1}{\frac{|\vec{p}_p|^2}{M_p^2 c^2} + 1}.$$

Dabei ist d_{AB} der Abstand zwischen A- und B-Ring, Δt_{AB} die Auflösung der Flugzeitmessung und Δz die Auflösung der Ortsmessung in z -Richtung in den entsprechenden Szintillationsstreifen (siehe Tabelle 3.1).

Die Transformation von Kugelkoordinaten in kartesische Koordinaten lautet

$$\vec{p}_p = \begin{pmatrix} p_{p,x} \\ p_{p,y} \\ p_{p,z} \end{pmatrix} = |\vec{p}_p| \begin{pmatrix} \sin \theta_p \cos \phi_p \\ \sin \theta_p \sin \phi_p \\ \cos \theta_p \end{pmatrix} \quad (4.49)$$

und zugehörige Jacobimatrix ist

$$J_p = \begin{pmatrix} \sin \theta_p \cos \phi_p & |\vec{p}_p| \cos \theta_p \cos \phi_p & -|\vec{p}_p| \sin \theta_p \sin \phi_p \\ \sin \theta_p \sin \phi_p & |\vec{p}_p| \cos \theta_p \sin \phi_p & -|\vec{p}_p| \sin \theta_p \cos \phi_p \\ \cos \theta_p & -|\vec{p}_p| \sin \theta_p & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.50)$$

Damit berechnet sich die gesuchte Kovarianzmatrix zu

$$C_p = J_p \cdot C_{|\vec{p}_p|, \theta_p, \phi_p} \cdot J_p^T. \quad (4.51)$$

4.6.2.3 Durchführung mit simulierten Daten

Um die Funktionalität des Fits für DVCS-Ereignisse zu überprüfen, wird er zunächst auf einen simulierten Datensatz angewandt. Dieser wurde mit dem Monte-Carlo-Generator HEPGen¹ erstellt und enthält ausschließlich exklusive DVCS- und BH-Prozesse. Die Selektion der zu fittenden Ereignisse erfolgt dabei durch die gleichen Schnitte wie bei den realen Messdaten. Die Anzahl der benötigten Iterationen bis zur Erfüllung der Konvergenzkriterien (4.32) und (4.33), ist in Abbildung 4.15(a) dargestellt. Alle Fits konvergieren und die resultierenden χ^2_{red} sind in Abbildung 4.15(b) zu sehen. Eine χ^2_{red} -Verteilung sollte ihr Maximum bei 1 besitzen und für große χ^2_{red} -Werte gegen 0 konvergieren. Der erhaltene Verlauf entspricht den Erwartungen, weist allerdings ein leicht verschobenes Maximum auf. Das liegt daran, dass der Fehler durch die Energiekorrektur bei der Rekonstruktion des Rückstoßprotons unterschätzt wird. Um den nicht-exklusiven Untergrund in den realen Daten zu minimieren, muss auf möglichst kleine χ^2_{red} -Werte geschnitten werden, ohne dass dabei zu viele exklusive Ereignisse verloren gehen. Da ein sehr großer Anteil der simulierten Ereignisse im Bereich $\chi^2_{\text{red}} < 10$ liegt, wird dies im Folgenden als Schnitt-Bedingung verwendet. In den simulierten Daten lässt sich außerdem die Auswirkung auf die Variablen x_{bj} (siehe Tabelle 2.1) und ϕ (siehe Abbildung 2.5) studieren. Dazu können neben den rekonstruierten Parametern, auch die entsprechenden simulierten Teilchenspuren abgerufen werden. Die Differenz dieser Größen ist aufgrund der Messfehler ungleich Null. Für den Winkel ϕ ist sie in Abbildung 4.16 gegen die fehlerfreien ϕ_{MC} aufgetragen. Das linke dieser Histogramme wurde direkt mit den rekonstruierten Werten berechnet, wohingegen im rechten die durch den Fit angepassten Parameter verwendet wurden.

¹Hard Exclusive Production Generator

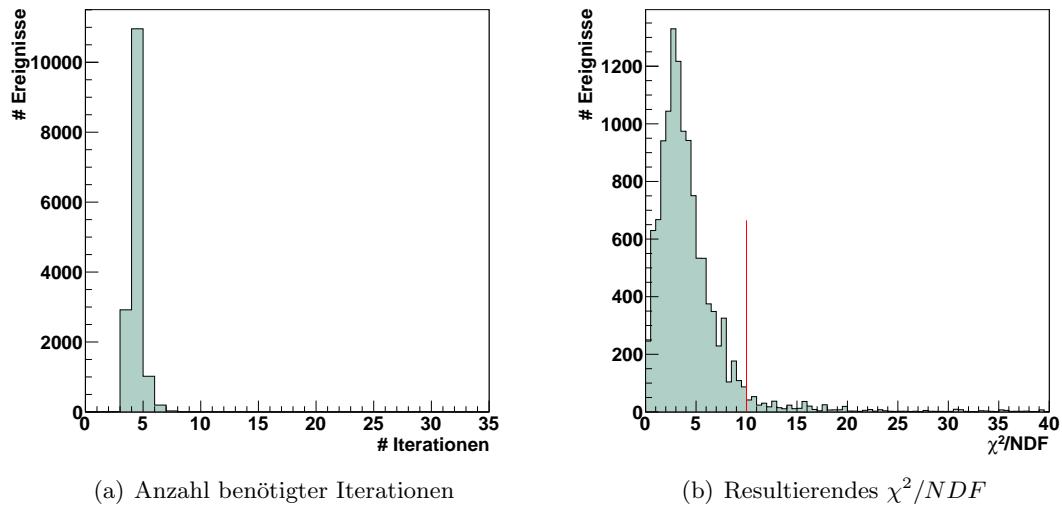
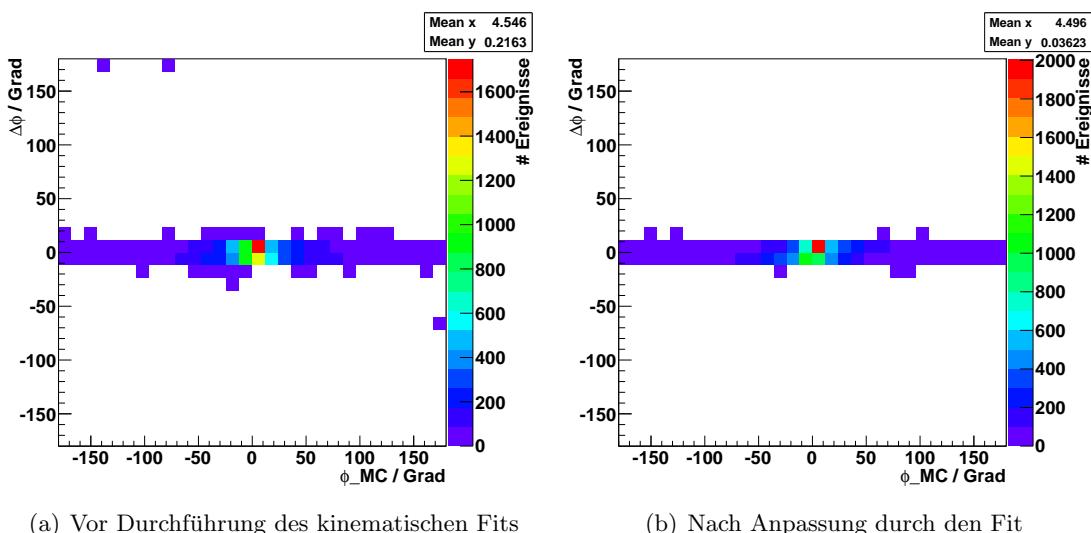
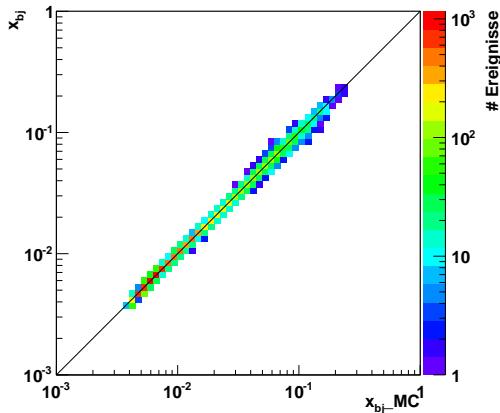


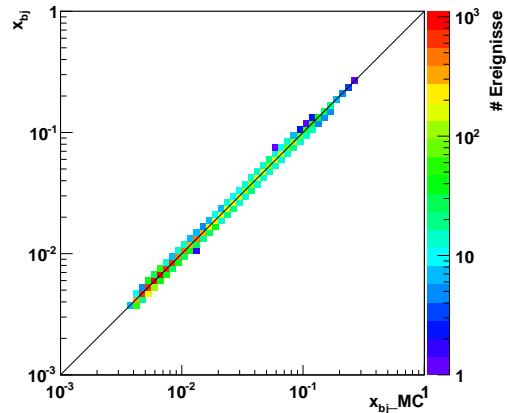
Abbildung 4.15: Fit-Charakteristiken für die simulierten Daten

Abbildung 4.16: Vergleich von simulierten Winkeln ϕ_{MC} und den zugehörigen rekonstruierten Winkeln ϕ ; aufgetragen ist die Differenz $(\phi - \phi_{MC})$ gegen ϕ_{MC}

Wie erwartet hat der kinematische Fit eine Verbesserung bewirkt, die sich in der Verkleinerung des Mittelwertes von $0,216^\circ$ auf $0,036^\circ$ widerspiegelt. Auch der Einfluss auf x_{bj} lässt sich veranschaulichen. Die geringere Streuung um die erste Winkelhalbierende in Abbildung 4.17 und die schmalere Verteilung in Abbildung 4.18 zeigen, dass auch hier eine Optimierung durch den Fit erzielt wurde.

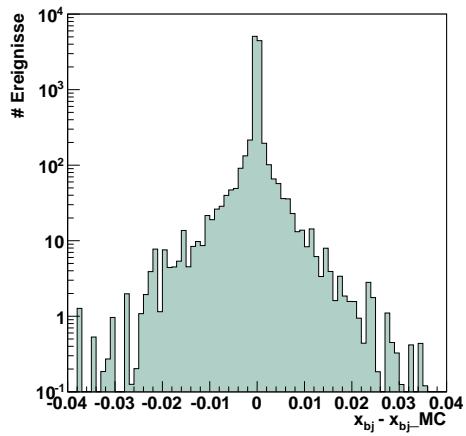


(a) Vor Durchführung des kinematischen Fits

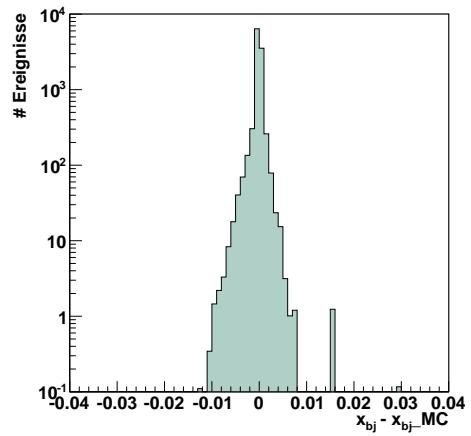


(b) Nach Anpassung durch den Fit

Abbildung 4.17: Vergleich von simulierten $x_{bj\text{-MC}}$ und den zugehörigen rekonstruierten x_{bj} ; fehlerfrei rekonstruierte Werte liegen auf der 1. Winkelhalbierenden



(a) Vor Durchführung des kinematischen Fits



(b) Nach Anpassung durch den Fit

Abbildung 4.18: Differenz aus den rekonstruierten x_{bj} und den simulierten $x_{bj\text{-MC}}$

4.6.2.4 Durchführung mit Messdaten

An dieser Stelle wird der kinematische Fit auf alle Ereignisse angewandt, die die Vertexselektion (siehe Tabelle 4.1) überstanden haben und einen neutralen Cluster, sowie ein Rückstoßproton aufweisen. Im Anhang sind in den Abbildungen A.3, A.4, A.5 und A.6 die relativen Fehler σ_{rel} und Korrelationskoeffizienten ρ aller in den Fit eingehenden Parameter dargestellt. Sie wurden für jedes Ereignis mithilfe der zuvor bestimmten Kovarianzmatrizen wie folgt berechnet:

$$\sigma_{rel}(p_n) = \frac{\sigma(|p_n|)}{|p_n|} = \frac{\sqrt{\text{Cov}(p_n, p_n)}}{|p_n|} \quad (4.52)$$

$$\rho(p_m, p_n) = \frac{\text{Cov}(p_m, p_n)}{\sqrt{\text{Cov}(p_m, p_m)\text{Cov}(p_n, p_n)}}. \quad (4.53)$$

Dabei sind $m, n \in (x, y, z)$. Der Korrelationskoeffizient kann Werte von -1 bis 1 annehmen und gibt an, wie stark der lineare Zusammenhang zwischen zwei Größen ist. Nur für $\rho = 0$ besteht keine lineare Abhängigkeit. Die Fit-Charakteristiken sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Die χ^2_{red} -Verteilung besitzt das bei 1 erwartete Maximum und enthält wesentlich mehr Ereignisse mit großen Werten, als die entsprechende Verteilung der simulierten, exklusiven Prozesse (Abbildung 4.15). Dies ist ein Indiz dafür, dass es

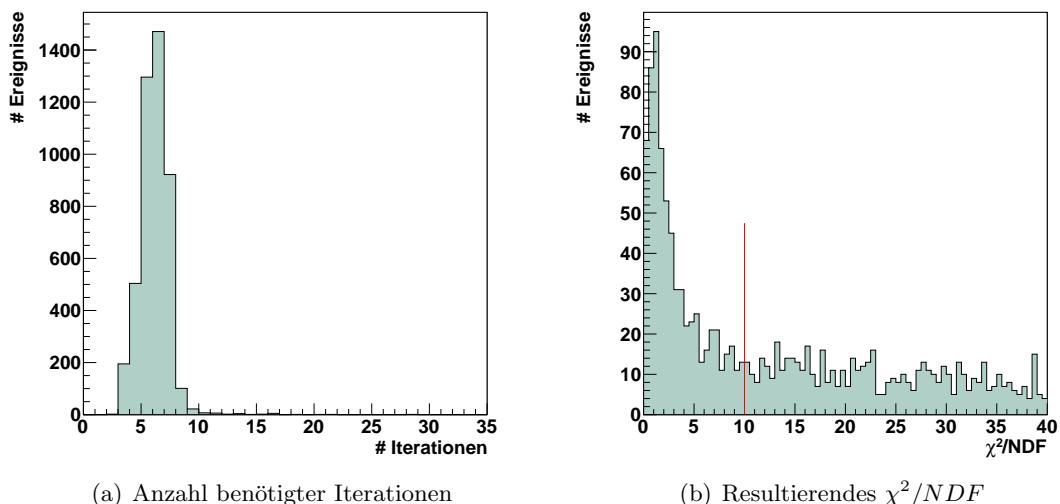


Abbildung 4.19: Fit-Charakteristiken für die Messdaten

sich dabei um nicht-exklusive Prozesse handelt. Sie werden durch die zuvor begründete Bedingung $\chi^2_{\text{red}} < 10$ entfernt. Nur für einen geringen Prozentsatz konvergiert das Verfahren nicht. Diese Ereignisse werden allerdings ausnahmslos durch den χ^2_{red} -Schnitt verworfen. Der für die Selektion von DVCS-Ereignissen erforderliche Schnitt (4.6) auf den Impuls des Protons wird an dieser Stelle für die durch den Fit angepassten Protonimpulse angewendet.

Zur Überprüfung, ob eine unerwünschte Korrelation zwischen den χ^2_{red} -Werten und den

resultierenden x_{bj} besteht, sind beide in den Abbildungen 4.20 und 4.21 gegeneinander aufgetragen. Sollten durch den χ^2_{red} -Schnitt bevorzugt bestimmte x_{bj} -Werte entfernt werden, wäre das Verfahren nicht zur Selektion exklusiver Ereignisse geeignet. Allerdings zeigt sich sowohl in den simulierten als auch in den gemessenen Daten wie erwartet keine auffällige Korrelation.

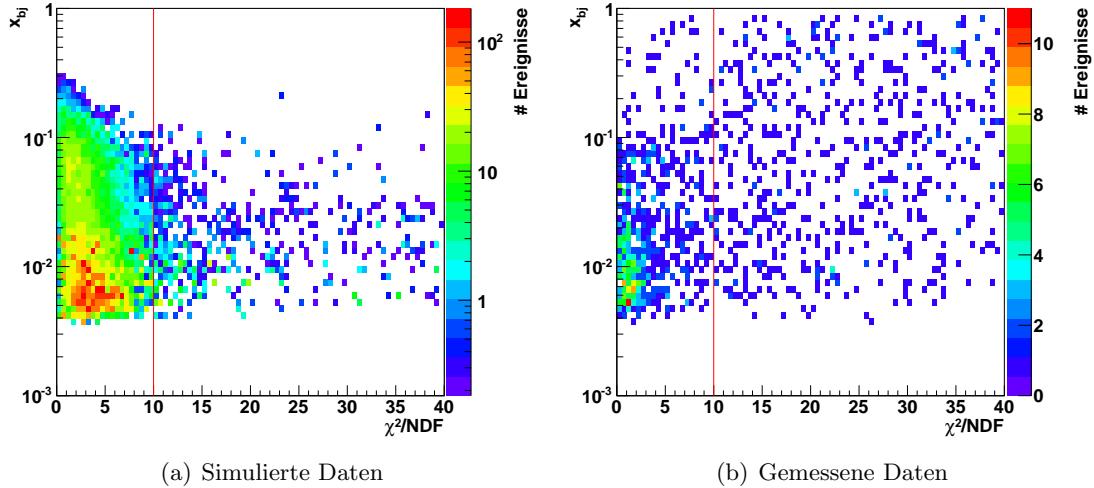


Abbildung 4.20: Aus dem kin. Fit resultierendes x_{bj} vs. χ^2_{red} , ohne den Schnitt $|\vec{p}_p| < 1 \text{ GeV}/c$

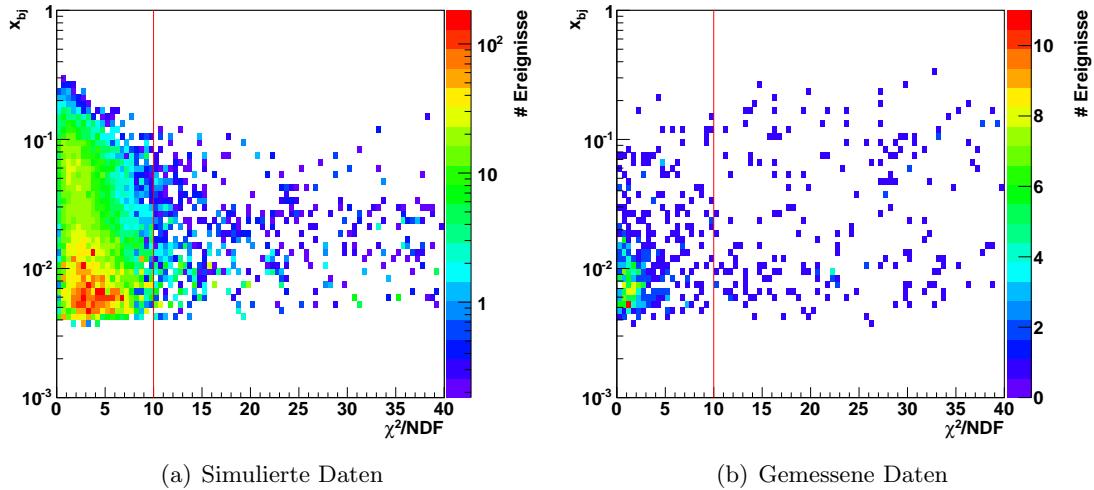


Abbildung 4.21: Aus dem kinematischen Fit resultierendes x_{bj} vs. χ^2_{red} , mit allen Schnitten

Die Lorentzvektoren aller vier Teilchen (μ, μ', γ, p) sind in Abbildungen im Anhang dargestellt. Sie sind dabei sowohl vor, als auch nach der Anpassung durch den Fit zu sehen. Um die Auswirkungen des χ^2_{red} -Schnitts zu veranschaulichen wurden in den Abbildungen A.7, A.8, A.9 und A.10 alle Parameter vor dem Schnitt, und in den Abbildungen

A.11, A.12, A.13 und A.14 nur noch jene, die danach verbleiben, aufgetragen.

Es ist hervorzuheben, dass besonders viele Ereignisse durch den χ^2_{red} -Schnitt entfernt wurden, bei denen der Fit ein bestimmtes Verhalten zeigte. Entweder wurde der Impuls des Strahlmyons um mehr als $3 \text{ GeV}/c$ nach unten korrigiert, oder der Impuls des gestreuten Myons wurde um mindestens $0,3 \text{ GeV}/c$ erhöht. Beide Fälle unterstützen zusätzlich die These, dass es sich bei den Prozessen mit hohen χ^2_{red} -Werten um nicht-exklusive Ereignisse handelt. Bei diesen fehlte die Energie der nicht-detektierten Teilchen im Endzustand, sodass die Energiebilanz durch die beiden genannten, auffällig großen Änderungen ausgeglichen werden müssten.

Der scharfe Peak bei genau $160 \text{ GeV}/c$ in der z -Impulsverteilung der Strahlmyonen ist im Verfahren des Rekonstruktionsprogrammes begründet. Sollte es nicht möglich gewesen sein, den Impuls des einlaufenden Myons zu bestimmen, so wird sein Impulsvektor exakt in z -Richtung mit einem Betrag von $160 \text{ GeV}/c$ definiert. Allerdings wird zusätzlich der Fehler auf $|\sigma(\vec{p}_\mu)| = 4,3 \text{ GeV}/c$ festgelegt (siehe Abbildung 4.22).

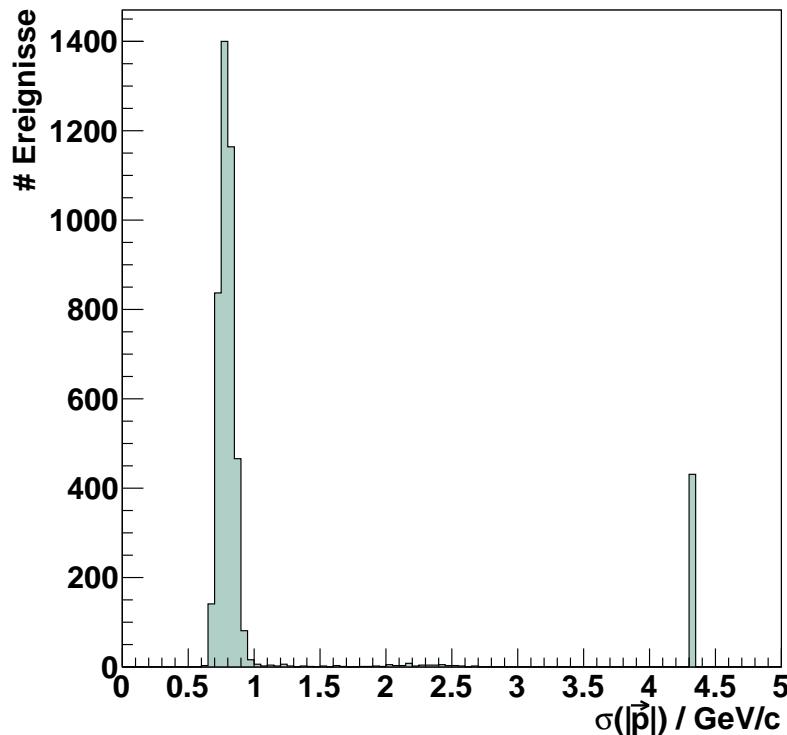


Abbildung 4.22: Fehler auf den Impulsbetrag des Strahlmyons

Durch einen Schnitt auf diesen Fehler könnten solche Ereignisse eindeutig entfernt werden. Dadurch würden jedoch ungefähr weitere neun Prozent der ohnehin schon geringen Statistik verloren gehen.

Hier zeigt sich ein weiterer Vorteil dieser zweiten Methode: Durch den großen, festgelegten Fehler jener Myonimpulse erhält der kinematische Fit genügend Spielraum, um passende Werte ermitteln zu können.

Für alle Ereignisse mit gemessenen Strahlmyon-Impulsen sind aus Gründen der Vollständigkeit die Verteilungen der Lorentzvektoren, sowohl vor der Anpassung durch den Fit als auch danach, in den Abbildungen A.15, A.16, A.17, A.18, A.19, A.20, A.21 und A.22 im Anhang zu sehen.

4.6.3 Vergleich der Resultate

An dieser Stelle werden die Ergebnisse der beiden Selektionsmethoden miteinander verglichen, um zu überprüfen ob systematische Unterschiede auftreten. Die ϕ -Verteilungen der extrahierten DVCS- und BH-Ereignisse sind sowohl für den direkten Schnitt auf die exklusiven Variablen (Methode 1), als auch für den kinematischen Fit (Methode 2) in den Abbildungen 4.23 und 4.24 dargestellt. Dabei wurde dieselbe Aufteilung in unterschiedliche x_{bj} -Bereiche gewählt, wie in den Vorhersagen durch die zuvor durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen. Abbildung 4.23 zeigt die Verteilungen vor dem Schnitt (4.6) auf den Protonimpuls. Vergleicht man sie mit den Verteilungen nach dem Schnitt (Abbildung 4.24) wird ersichtlich, dass dieser hauptsächlich Ereignisse mit kleinen ϕ -Winkeln entfernt.

Die resultierenden Verteilungen besitzen, in Übereinstimmung mit der Theorie, im Bereich kleiner und mittlerer x_{bj} -Werte ein schmales Maximum bei 180° . Für $x_{bj} > 0,03$ nimmt die Breite erwartungsgemäß zu. Es zeigt sich jedoch, dass im Bereich $x_{bj} > 0,03$, in dem der reine DVCS-Prozess dominiert, die ϕ -Verteilung aus dem kinematischen Fit deutlich besser mit der Vorhersage übereinstimmt (siehe Abbildung 2.6). Hierbei ist lediglich auf den Verlauf der Verteilungen zu achten, da den absoluten Zahlen aufgrund der fehlenden Normierung keine Bedeutung zukommt.

Zur besseren Übersicht sind in Tabelle 4.2 die entsprechenden Anzahlen zusammengefasst. Durch die Selektion mithilfe des kinematischen Fits bleiben schließlich insgesamt 428 Ereignisse erhalten. Dabei beträgt der statistische Fehler $\sqrt{428} \approx 21$. Analog ergibt sich die durch Methode 1 selektierte Anzahl zu 404 ± 20 . Beide Methoden sind also innerhalb einer Standardabweichung miteinander vereinbar. Auch im kinematischen Bereich, in dem der reine DVCS- über den BH-Prozess dominiert, zeigen beide Methoden mit Ereigniszahlen von 54 ± 7 und 57 ± 8 keine systematische Abweichung. Dabei sei angemerkt, dass von den durch Methode 1 selektierten Ereignissen 325 in denen von Methode 2 enthalten sind.

Methode	Anzahl Ereignisse pro x_{bj} -Bereich			
	$x_{bj} < 0,005$	$0,005 < x_{bj} < 0,01$	$0,01 < x_{bj} < 0,03$	$0,03 < x_{bj}$
1	25	200	125	54
2	24	219	128	57

Tabelle 4.2: Anzahl an DVCS- und BH-Ereignissen nach allen Schnitten

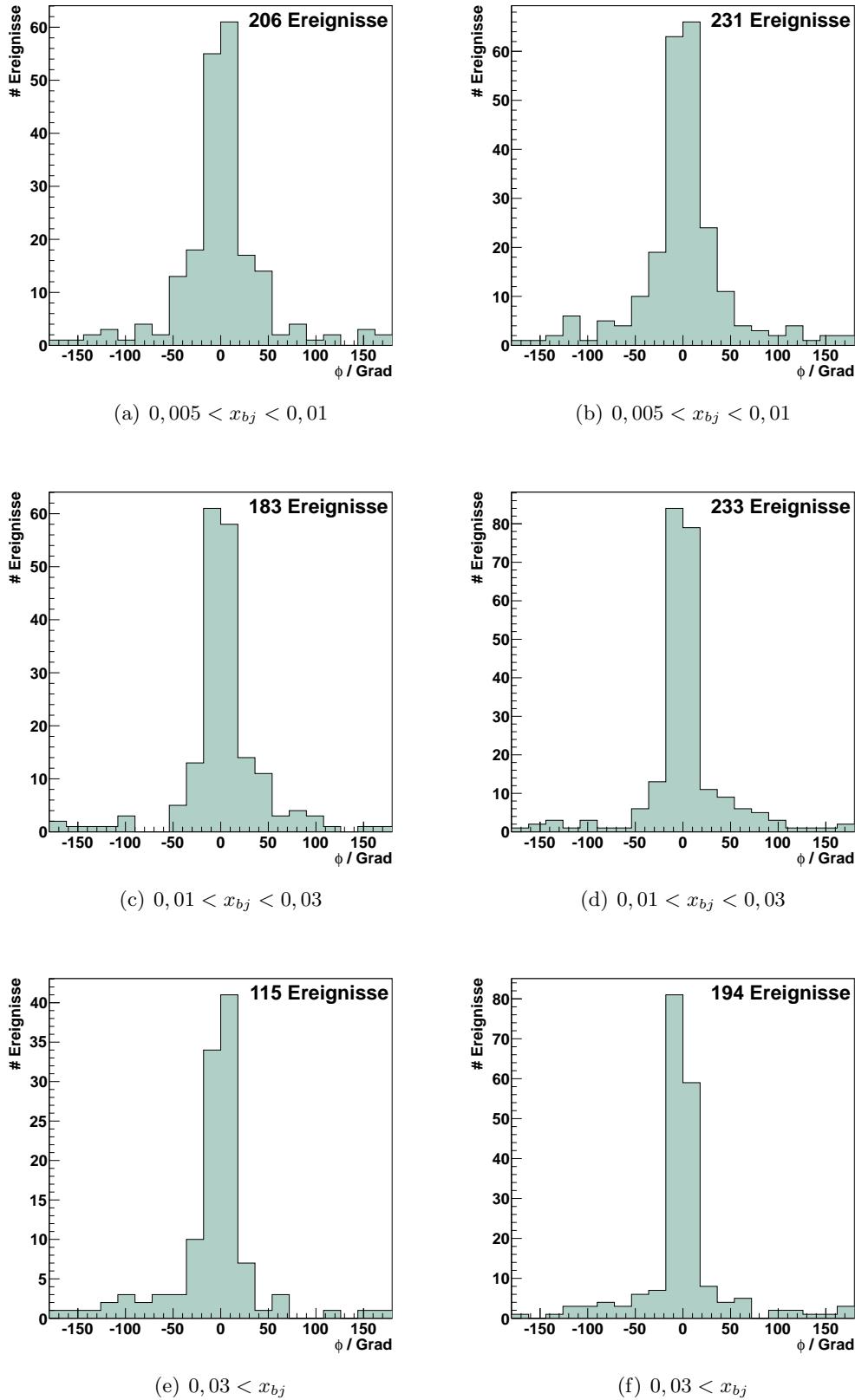


Abbildung 4.23: ϕ -Verteilungen der finalen Ereignisse vor dem Schnitt auf den Protonimpuls $|\vec{p}_p| < 1 \text{ GeV}/c$; die Abbildungen (a), (c) und (e) folgen aus den Schnitten auf die exklusiven Variablen (Methode 1); die Abbildungen (b), (d) und (f) ergeben sich durch den kinematischen Fit (Methode 2)

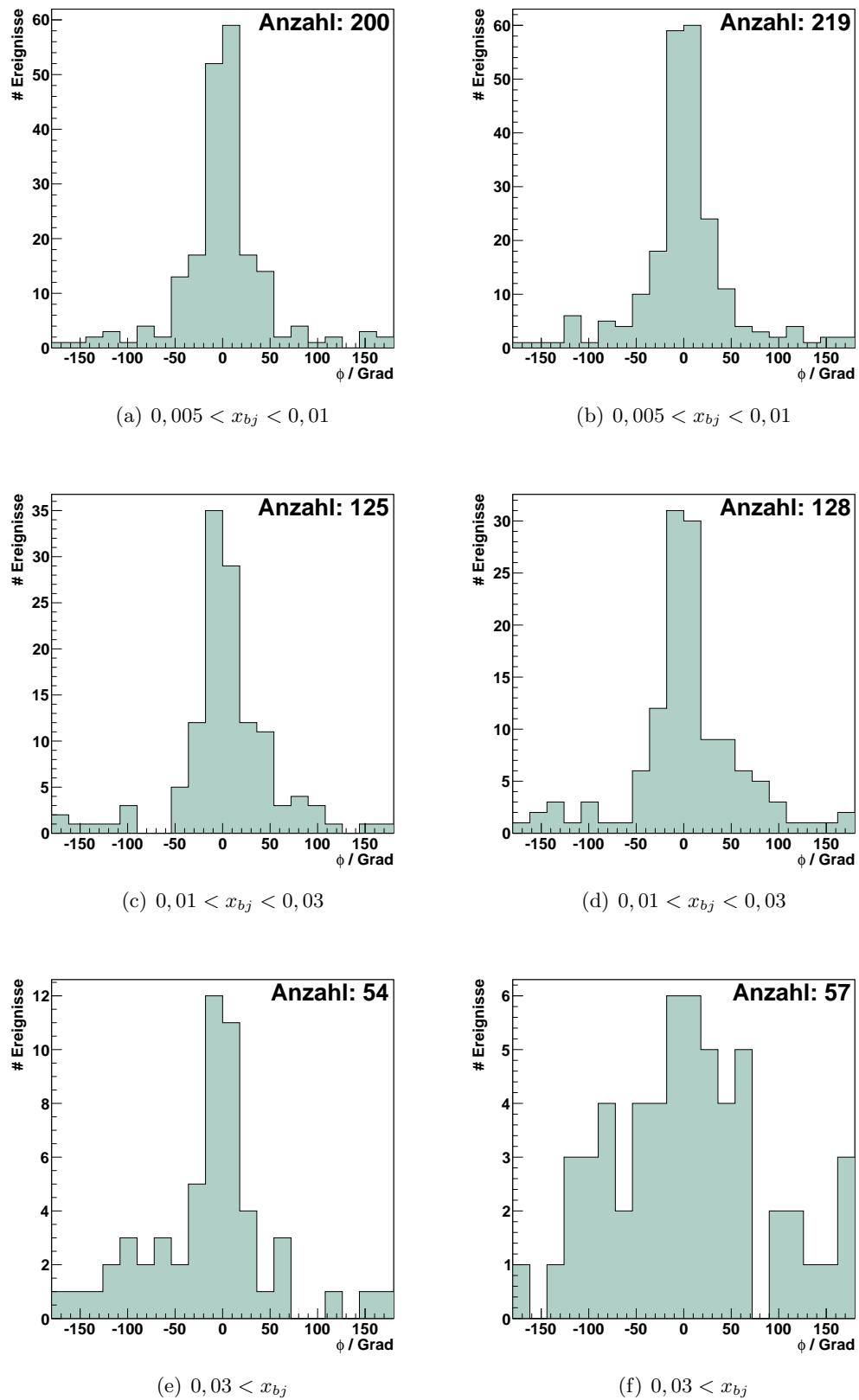


Abbildung 4.24: ϕ -Verteilungen der finalen Ereignisse; die Abbildungen (a), (c) und (e) folgen aus den Schnitten auf die exklusiven Variablen (Methode 1); die Abbildungen (b), (d) und (f) ergeben sich durch den kinematischen Fit (Methode 2)

Abbildung 4.25 und Tabelle 4.3 veranschaulichen die Auswirkung sämtlicher Schnitte, die zu den exklusiven 428 Ereignissen führen.

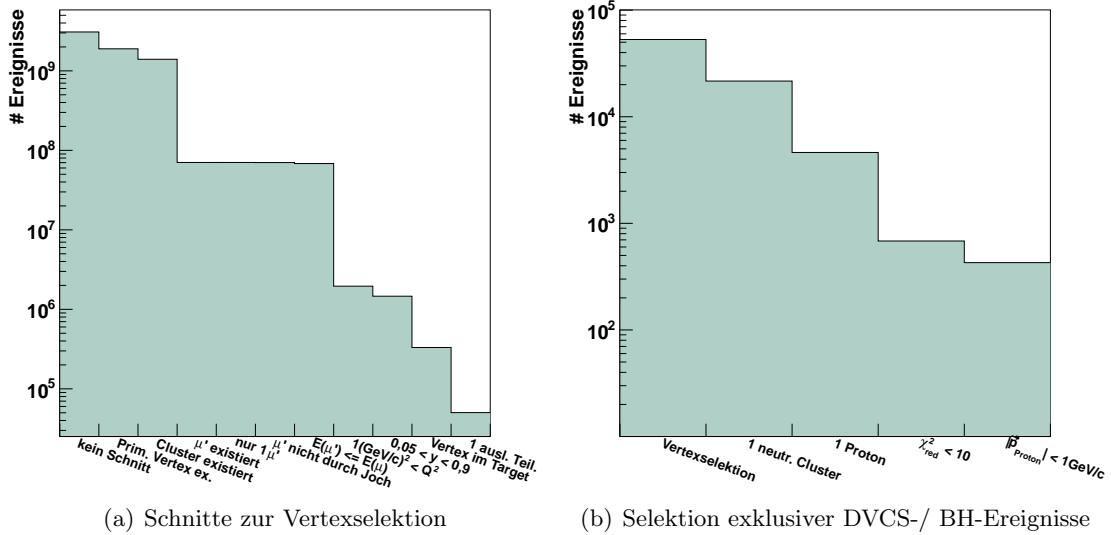


Abbildung 4.25: Auswirkung der einzelnen Schnitte auf die Anzahl der verbleibenden Ereignisse

Schnitt	Faktor	Verbleibender Anteil [%]
kein Schnitt	1,000	100
Vertexselektion	1,63e-5	1,63e-3
1 neutr. Cluster	0,407	6,64e-4
1 Proton	0,214	1,42e-4
$\chi^2_{\text{red,kin.Fit}} < 10$	0,148	2,10e-5
$ \vec{p}_{\text{Proton}} < 1 \text{ GeV}/c$	0,627	1,31e-5

Tabelle 4.3: Einfluss der Schnitte zur Selektion exklusiver DVCS-Ereignisse auf deren Anzahl

Aus Gründen der Vollständigkeit finden sich die Verteilungen der kinematischen Variablen Q^2 , y und x_{bj} für beide Methoden im Anhang in Abbildung A.23. Sie weisen keine systematischen Unterschiede zueinander auf.

4.7 Analyse der elektromagnetischen Kalorimeter

Der korrekte Nachweis des reellen Photons über die elektromagnetischen Kalorimeter ist zur Identifikation und Rekonstruktion der DVCS-Ereignisse äußerst wichtig. Deshalb werden in diesem Kapitel die Effizienzen der elektromagnetischen Kalorimeter genauer untersucht. Dazu werden Informationen aus der Elektronen-, sowie der Laser-Kalibration verwendet. Mit ihnen lassen sich auffällige Kalorimeterzellen identifizieren, die während der Messung nicht korrekt funktioniert haben. Sie messen entweder nur ein konstantes Rauschen, können niedrige Energien (Größenordnung bis 2 GeV) nicht detektieren, oder sind vorzeitig in der Sättigung.

Dabei wird der Einfluss auf alle Ereignisse, die in den kinematischen Fit eingehen, untersucht. Anschließend werden speziell diejenigen Kalorimeterzellen betrachtet, in denen die Photonen der finalen, exklusiven 428 DVCS-Ereignisse nachgewiesen wurden (vgl. Abschnitt 4.6.3). Dadurch können alle Cluster identifiziert werden, bei denen die gemessene Energie systematisch unterschätzt wurde. Die entsprechenden Ereignisse werden dann aus der finalen Statistik entfernt.

4.7.1 Kalibrationskonstanten

Wie in Kapitel 3.3.1.2 beschrieben, wird durch die Kalibration mit einem Elektronenstrahl für jede Zelle von ECAL1 und ECAL2 eine Kalibrationskonstante $CC_{ec,i}$ bestimmt. Diese Konstanten ermöglichen die Umrechnung der gemessenen Spannungsamplituden in die Teilchenenergien. Alle Zellen besitzen einen Schwellenwert unterhalb dessen die Signalamplitude nicht registriert werden kann. Je größer die Umrechnungskonstante ist, desto größer fällt somit die detektierbare Minimalenergie aus.

Um die Zellen mit auffällig großen Konstanten zu bestimmen, werden die verschiedenen Zelltypen (siehe Tabelle 3.3) getrennt betrachtet. Dies ist notwendig, da sie mit unterschiedlichen Spannungen versorgt werden und somit abweichende Verteilungen der Kalibrationskonstanten erwartet werden. Abbildung 4.26 zeigt die geometrische Anordnung der 1500 ECAL1-Zellen. Die Positionen der 3068 ECAL2-Zellen sind in Abbildung 4.27 dargestellt. Dabei ist in ECAL2 zusätzlich eine Unterteilung in Module im zentralen Bereich und dem Randbereich erforderlich. Das liegt daran, dass in der äußeren Region allgemein höhere Spannungen anliegen. Der Grund ist, dass dort Schauer mit geringerer Energie detektiert werden und somit eine optimale Ausnutzung der PMT-Akzeptanz gewährleistet wird.

Zusätzlich zur Information über die Kalibrationskonstanten werden auch die Amplituden $LA_{run,i}$ der Laserkalibrationen benötigt. Eine Zelle, die bei der Elektronenkalibration normal funktioniert hat, könnte während der regulären Datennahme ausfallen. Daraus würde ein großes $LA_{run,i}$ resultieren. Im Folgenden werden auch die Verteilungen dieser Werte betrachtet, um Zellen mit erhöhten Laseramplituden zu identifizieren. Für sämtlich verwendete Messperioden sind die Kalibrationskonstanten $CC_{ec,i}$ und die Amplituden $LA_{run,i}$ aller Zelltypen in den Abbildungen 4.28 und 4.29 zu sehen. Die gestrichelten Linien markieren dabei den Schwellenwert, ab dem eine Zelle als Ausreißer betrachtet wird. Sie wurden mithilfe der Halbwertsbreiten der Verteilungen abgeschätzt. Sollte bei einer Zelle die zugehörige Laseramplitude während einer beliebigen Messung den Schwellenwert überschreiten, so wird sie für alle analysierten Messperioden als schlecht angesehen. Ungefähr 2 % aller ECAL-Zellen sind derart auffällig. Ihr Positionen sind den Abbildungen 4.30 und 4.31 veranschaulicht.

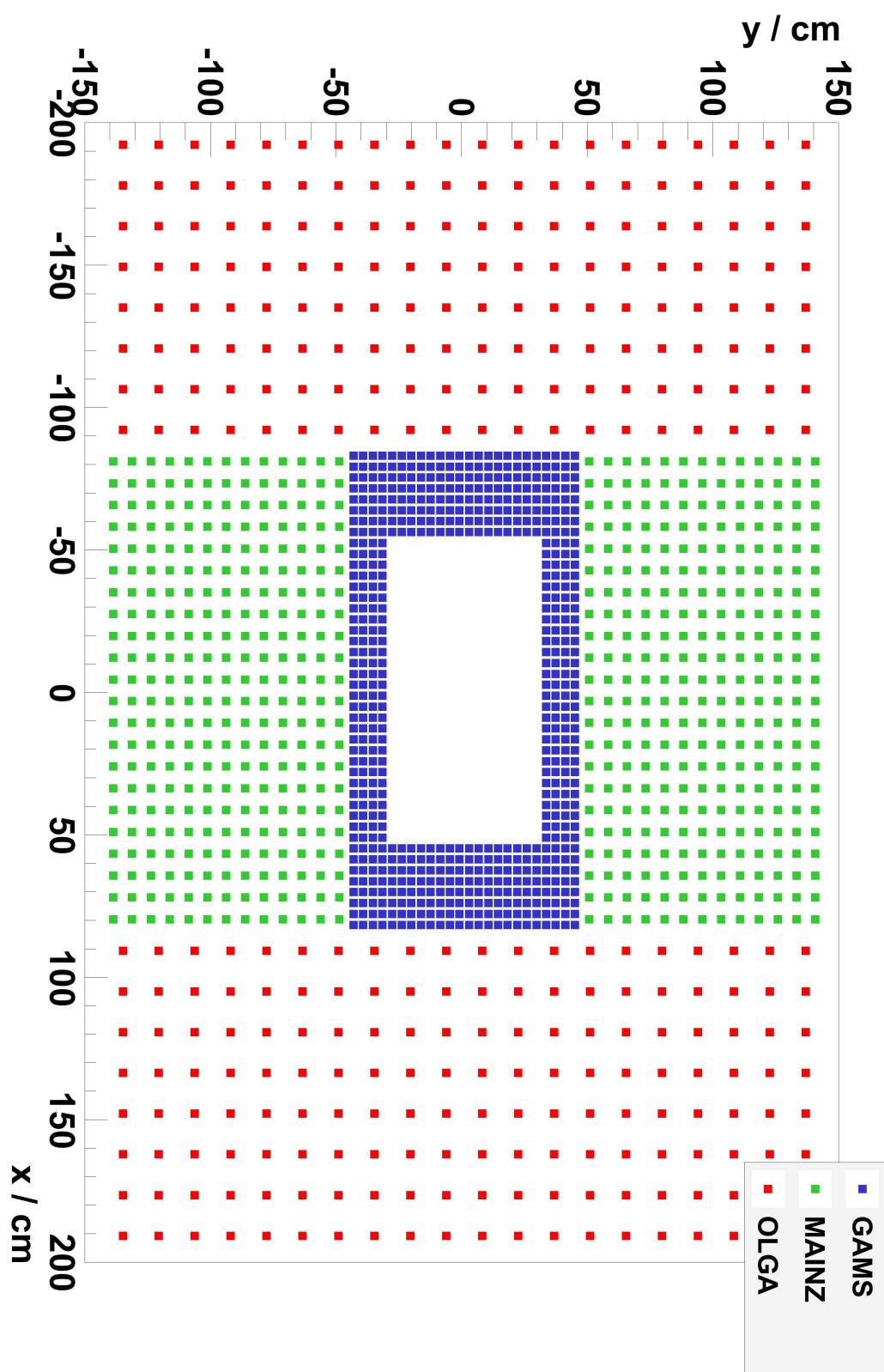


Abbildung 4.26: Anordnung der Module in ECAL1; die Quadrate markieren lediglich die Zentren der einzelnen Zellen, nicht die vollständigen Flächen

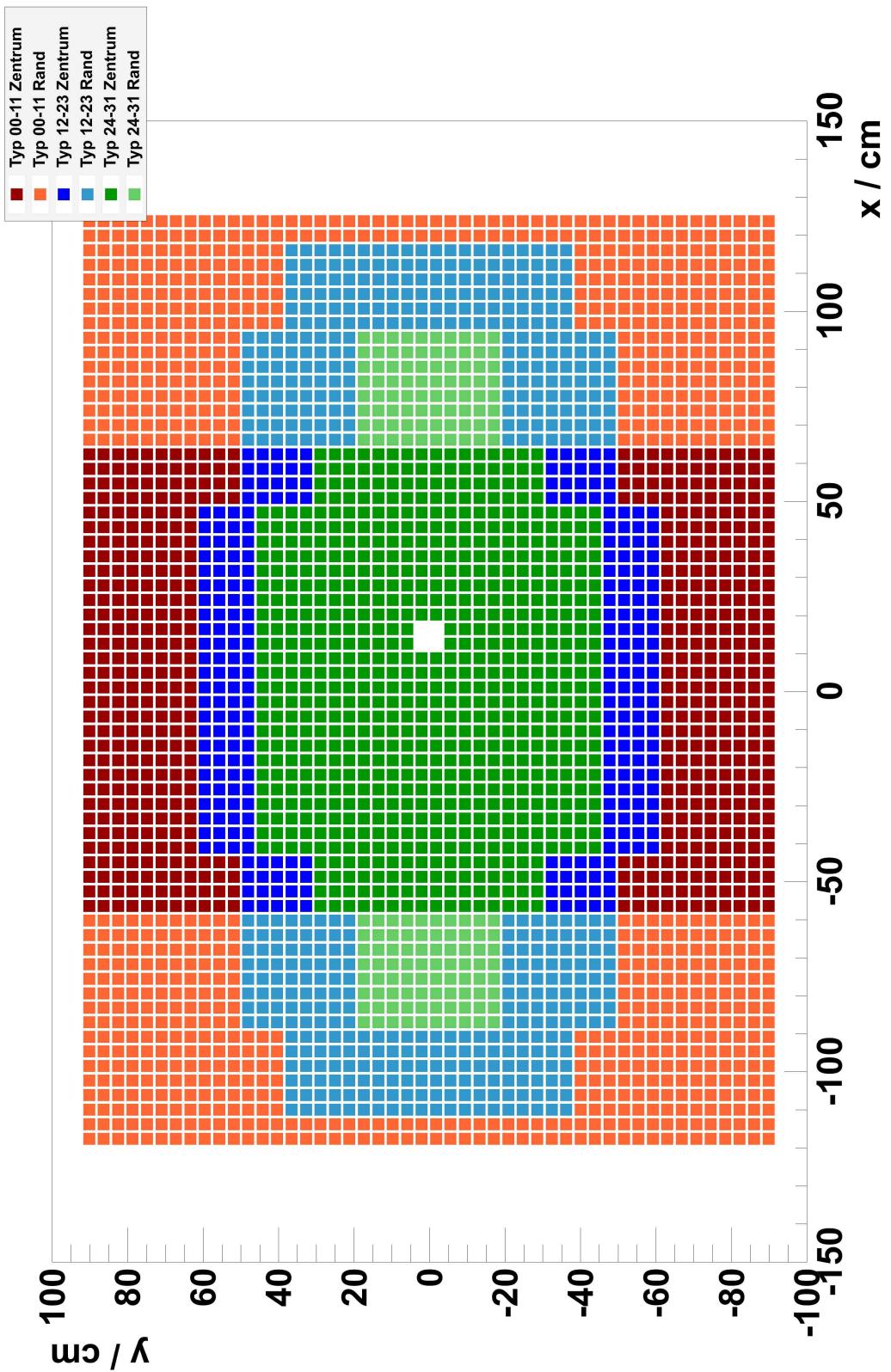
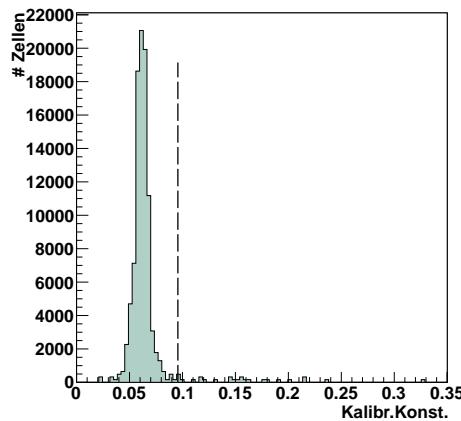
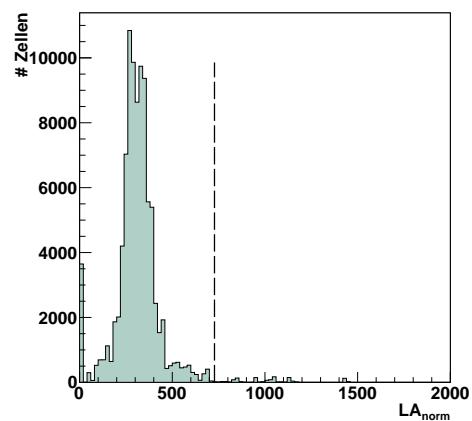


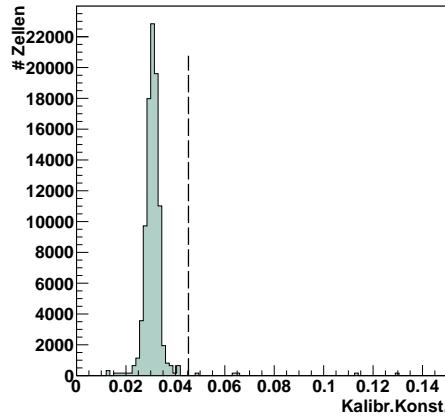
Abbildung 4.27: Anordnung der Module in ECAL2; Zellen am Rand (hellere Farben) werden mit stärkeren Spannungen versorgt



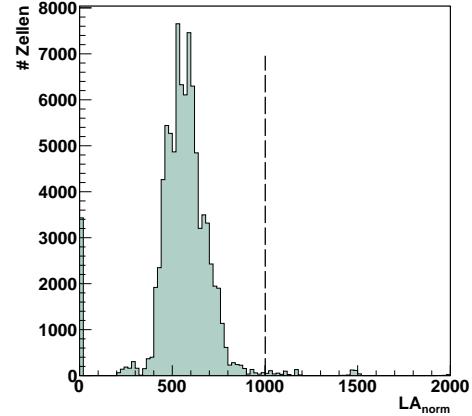
(a) GAMS-Konstanten



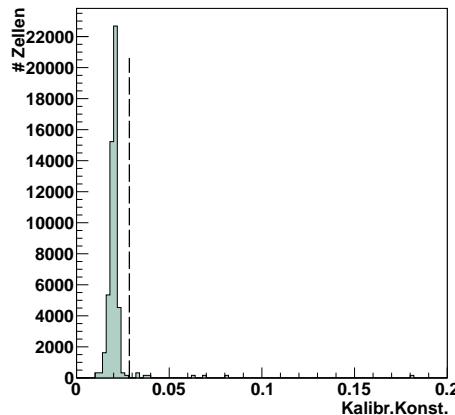
(b) GAMS-Laseramplituden



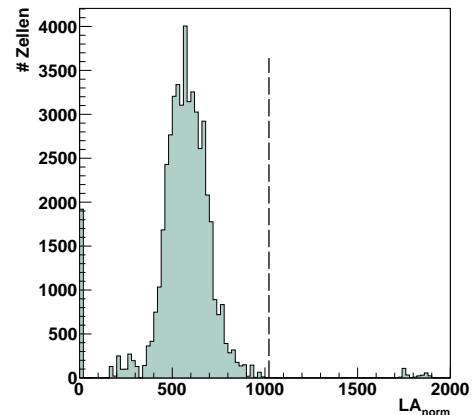
(c) MAINZ-Konstanten



(d) MAINZ-Laseramplituden



(e) OLGA-Konstanten



(f) OLGA-Laseramplituden

Abbildung 4.28: Kalibrationskonstanten und Amplituden aus der Laserkalibration der ECAL1-Zellen für alle Messperioden; Werte oberhalb der gestrichelten Linien werden als Ausreißer angesehen

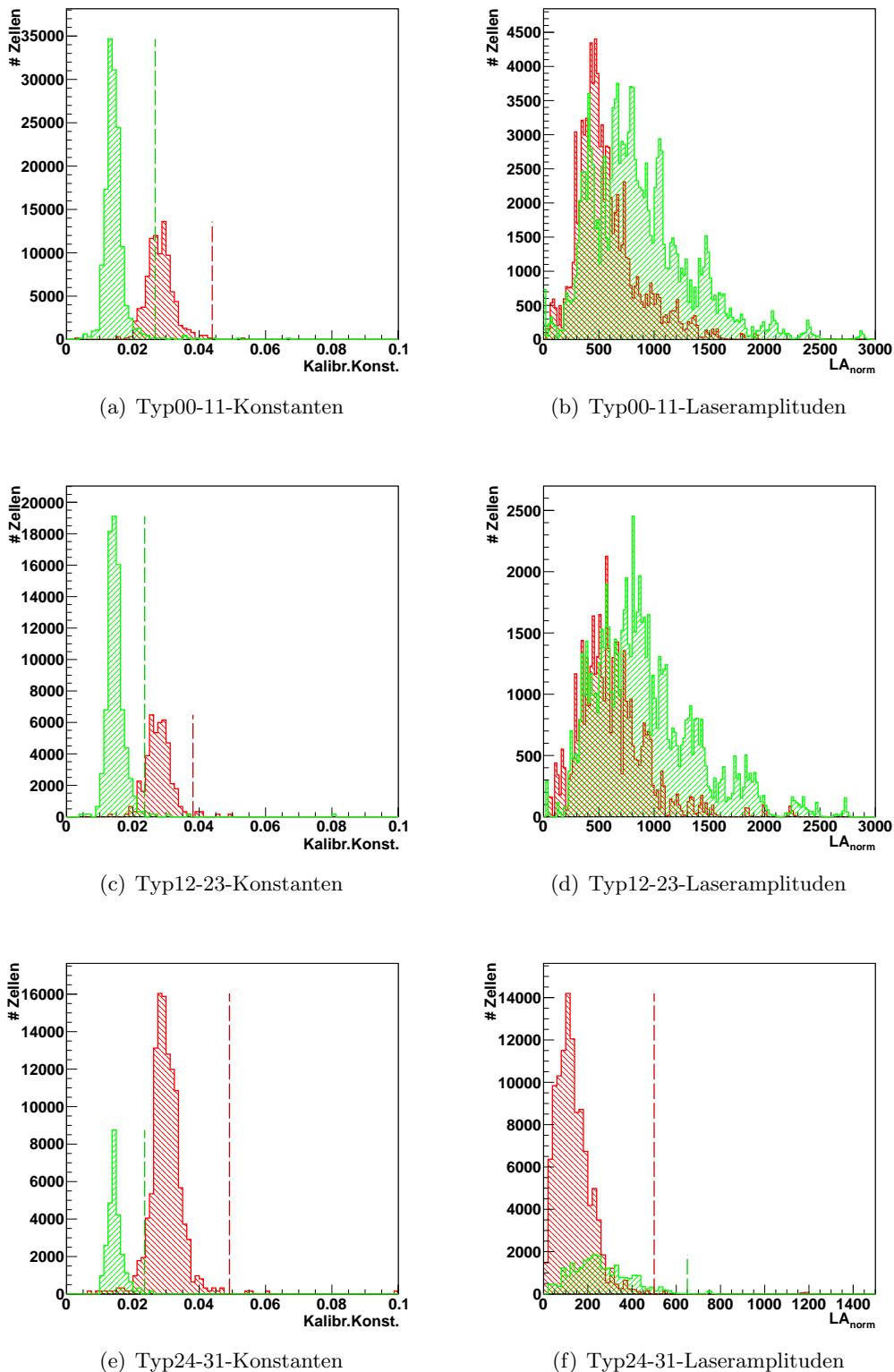


Abbildung 4.29: Kalibrationskonstanten und Amplituden aus der Laserkalibration der ECAL2-Zellen für alle Messperioden; Werte oberhalb gleichfarbiger, gestrichelten Linien werden als Ausreißer angesehen; rot: Zellen im Zentrum, grün: Randzellen

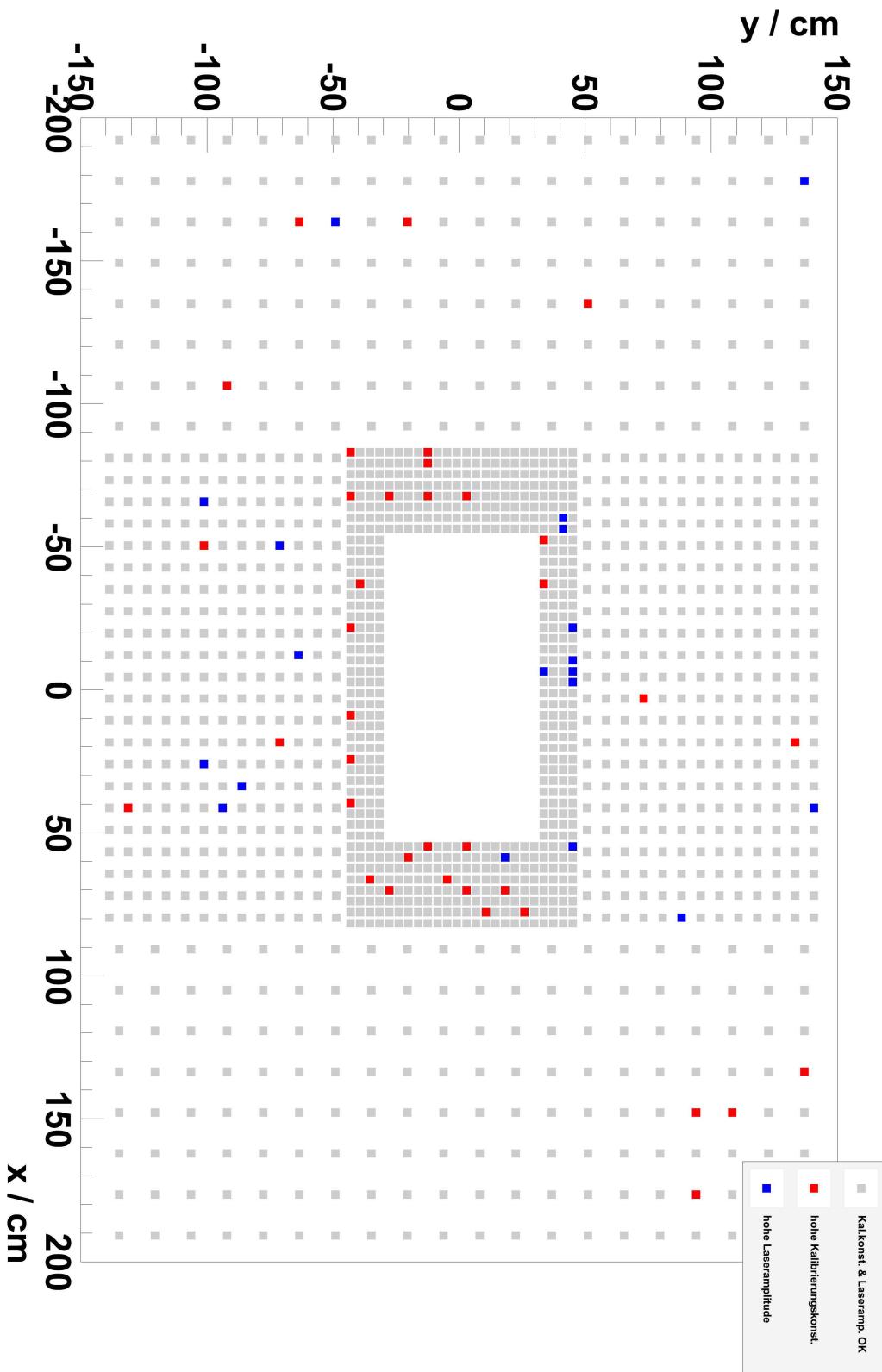


Abbildung 4.30: Positionen von FCALL-Zellen mit hoher Kalibrationskonstante (rot) oder auffälliger Laseramplitude (blau)

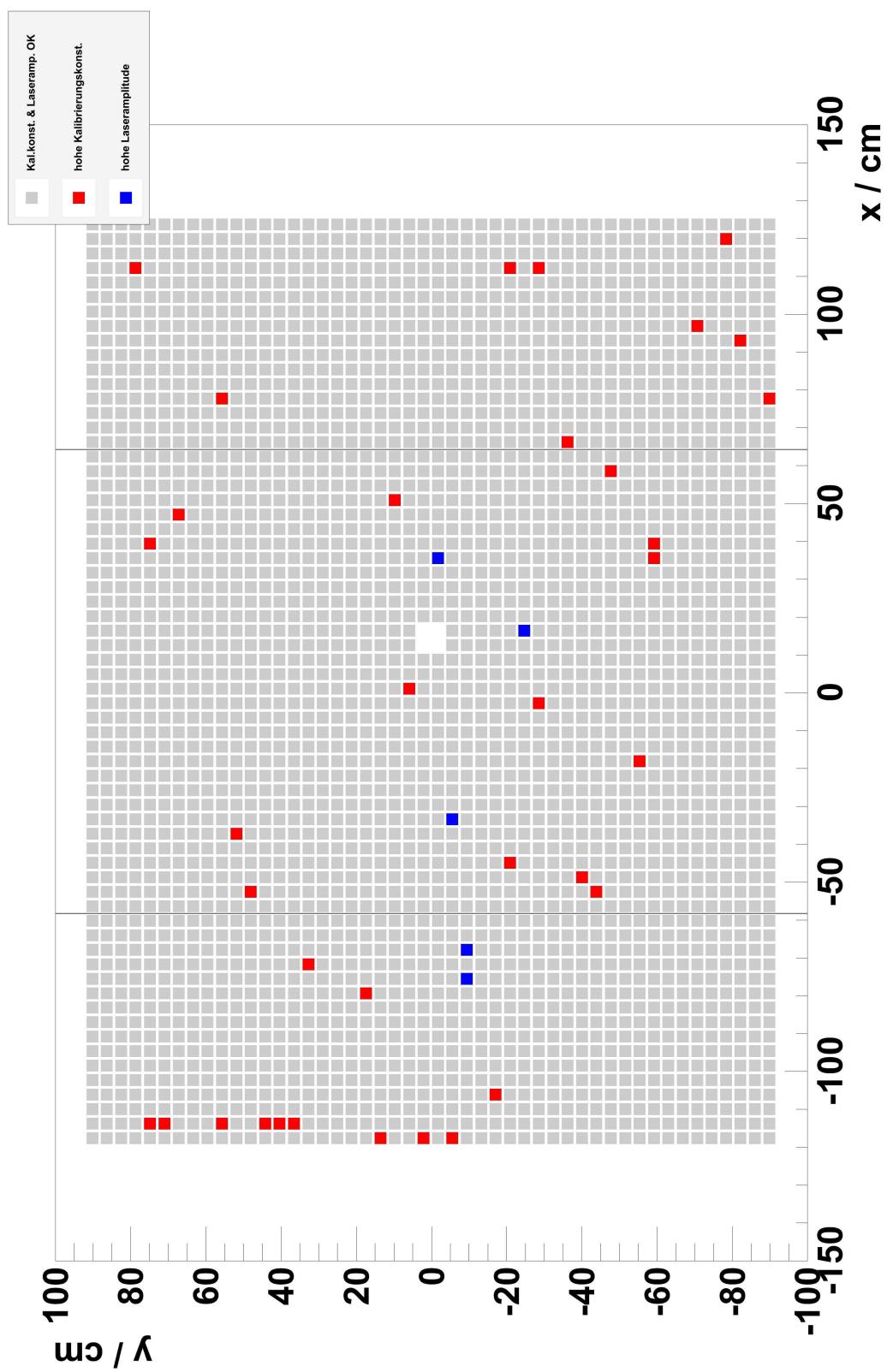


Abbildung 4.31: Positionen von ECAL2-Zellen mit hoher Kalibrationskonstante (rot) oder auffälliger Laseramplitude (blau); die schwarzen Linien markieren den zentralen Bereich mit höherer PMT-Spannung

4.7.2 Analyse auffälliger Zellen

Um das Verhalten einer einzelnen Zelle zu studieren, werden alle Cluster betrachtet, deren Schwerpunkt innerhalb dieser Zelle liegt. Anschließend werden die Clusterenergien gegen die Zeitdifferenz zwischen der Clusterzeit und der Zeit des Strahlmyons aufgetragen. Damit genügend Statistik vorliegt, werden an dieser Stelle weniger Anforderungen an die selektierten Ereignisse gestellt. Es wird lediglich sichergestellt, dass der Primärvertex innerhalb der Targetzelle liegt und dass $Q^2 > 0,1 \text{ (GeV}/c)^2$ ist. Abbildung 4.32 zeigt eine Auswahl zweier auffälliger Zellen.

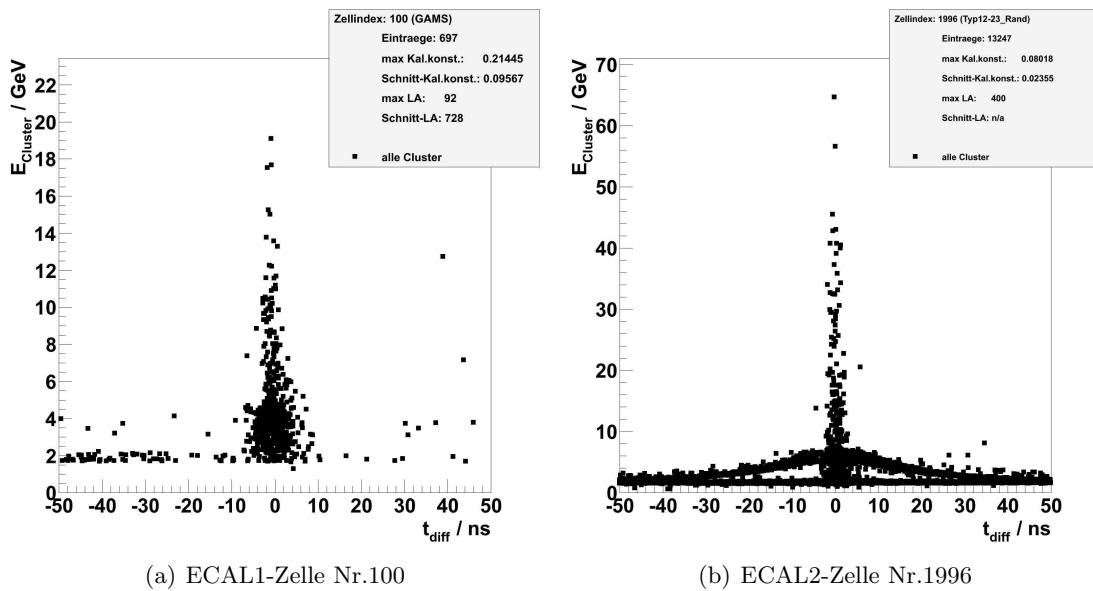


Abbildung 4.32: Energie vs. Zeitdifferenz zum Strahlmyon für alle Cluster, deren Schwerpunkt in der betrachteten Zelle liegt; Bei den verwendeten Ereignissen befindet sich der Primärvertex im Target mit beliebig vielen auslaufenden Teilchen und einem $Q^2 > 0,1 \text{ (GeV}/c)^2$.

Physikalisch relevante Cluster weisen eine zeitliche Koinzidenz mit dem Strahlmyon auf und besitzen beliebige Energien. Zusätzlich ist ein zeitlich nicht-korrelierter, niedrerenenergetischer Untergrund zu sehen. Die abgebildete ECAL1-Zelle hat eine überdurchschnittlich hohe Kalibrationskonstante, sodass die zuvor beschriebene, detektierbare Minimalenergie bei ungefähr 2 GeV liegt. Der ungewöhnliche, gaußförmige Untergrund in der ECAL2-Zelle ist ein Artefakt des Rekonstruktionsalgorithmus. Er tritt immer dann auf, wenn die zentrale Zelle defekt ist und lediglich ein nicht-korreliertes Rauschen detektiert. Zum besseren Verständnis sind im Anhang in den Abbildungen A.24 und A.25 alle Teilnergien aufgetragen, aus denen sich die Cluster der zentralen Zelle zusammensetzen. Dort wird außerdem ersichtlich, dass der tote Bereich bei kleinen Energien in der ECAL1-Zelle lediglich durch die zentrale, auffällige Zelle entsteht. Die Nachbarzellen haben durchschnittliche Kalibrationskonstanten und zeigen ein normales Verhalten.

Für alle in den kinematischen Fit eingehenden Ereignisse wird an dieser Stelle die Position des neutralen Clusters im Energie-Zeit-Histogramm überprüft. Sollte er zum

Beispiel die gleiche Energie besitzen, wie der gaußförmige Untergrund in der abgebildeten ECAL2-Zelle, könnte es sich um ein nicht-physikalisches Ereignis handeln. Dies ist allerdings bei keinem der finalen 428 selektierten Ereignissen der Fall.

4.7.2.1 Einfluss auf Cluster in benachbarten Zellen

Es stellt sich nun die Frage, wie groß der Einfluss einer Zelle mit hoher Kalibrationskonstante auf einen Cluster mit Schwerpunkt in einer benachbarten Zellen ist. Ein großer toter Bereich könnte dazu führen, dass ein Teil der Energie nicht detektiert wird. Damit hätte der rekonstruierte Cluster eine zu geringe Gesamtenergie. Dabei werden jeweils die acht Zellen als benachbart bezeichnet, die sich im umgebenden 3×3 -Zellenbereich einer auffälligen Zelle befinden, da auf sie der Einfluss am stärksten ist.

Im Folgenden werden Cluster mit einer Gesamtenergie $E_{\text{Cluster}} > 10 \text{ GeV}$ getrennt von denen mit niedrigerer Energie betrachtet, da letztere wesentlich stärker beeinträchtigt werden und die selektierten, exklusiven Ereignisse fast alle im Bereich $E_{\text{Cluster}} > 10 \text{ GeV}$ liegen. Um den Einfluss einer Zelle mit einem toten Bereich von 2 GeV zu untersuchen, werden alle Cluster verwendet, die aus mindestens zwei Teilenergien rekonstruiert wurden. Von diesen werden alle Teilenergien $e < 2 \text{ GeV}$ analysiert, da sie theoretisch im toten Bereich der schlechten Zelle liegen könnten. Dies würde dazu führen, dass sie nicht detektiert werden.

Die Abbildungen 4.33 und 4.34 zeigen für jede Teilenergie den Anteil an der Gesamtenergie, sowie das Größenverhältnis zum Gesamtfehler. Auf Cluster mit $E_{\text{Cluster}} > 10 \text{ GeV}$

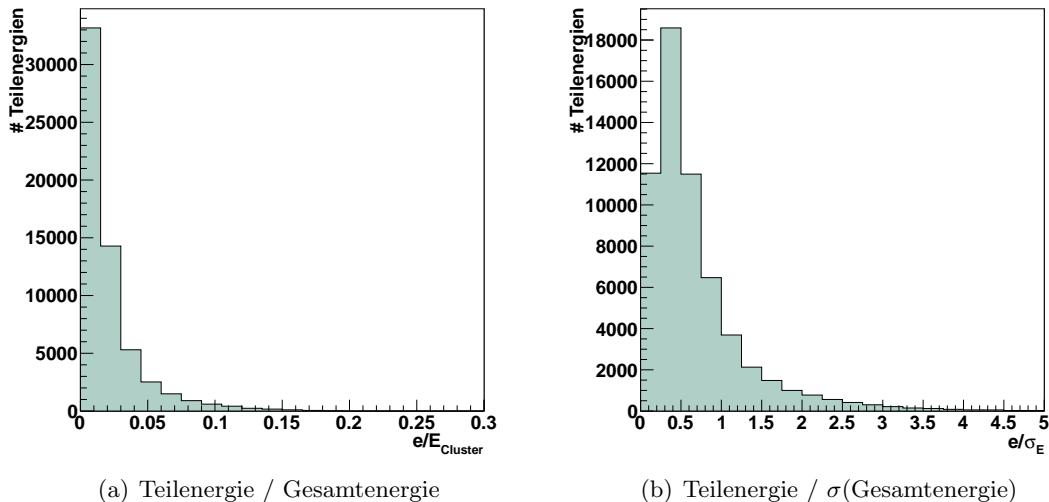


Abbildung 4.33: Größenordnungen der Teilenergien $e < 2 \text{ GeV}$ von Clustern mit $E > 10 \text{ GeV}$

ist der Einfluss vernachlässigbar. Es würden in den meisten Fällen weniger als 5 % der Gesamtenergie nicht detektiert werden. Bei solchen Clustern ist dies in der Größenordnung des Fehlers aus der Rekonstruktion. Anders sieht es hingegen bei den niederenergetischen Clustern aus. Hier ist es nicht unwahrscheinlich, dass der Anteil der nicht detektierten Energie bis zu 50 % der Gesamtenergie ausmacht. Außerdem übersteigen

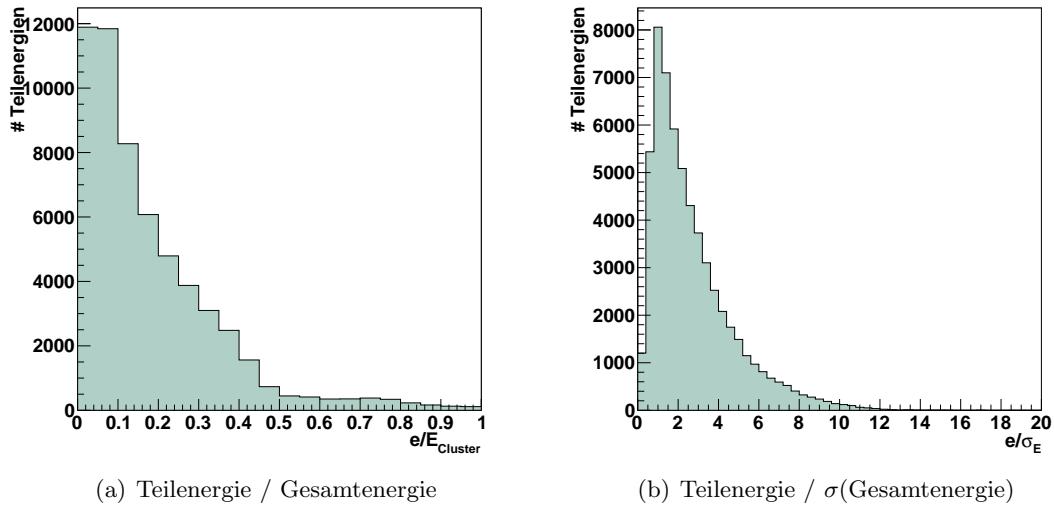


Abbildung 4.34: Größenordnungen der Teilenergien $e < 2 \text{ GeV}$ von Clustern mit $E < 10 \text{ GeV}$

die Teilenergien den Fehler der Clusternnergie um ein Vielfaches. Da letzterer in den kinematischen Fit eingeht, ist in diesem Fall die nicht-detektierte Energie nicht mehr vernachlässigbar.

Es können nur diejenigen Cluster beeinträchtigt werden, die ihre Energie in mehr als einer Zelle deponieren. Da die Anzahl der beteiligten Zellen bei benachbarten Clustern zu gering ausfallen könnte, ist eine Abschätzung der Clusterzusammensetzung nötig. Dazu werden alle niederenergetischen ($E_{\text{Cluster}} < 10 \text{ GeV}$), neutralen Cluster betrachtet, die sich nicht in der 3×3 Umgebung einer auffälligen Zelle befinden. Für sie ist die Anzahl der beteiligten Zellen in Abbildung 4.35 dargestellt.

Ungefähr 34 % aller Cluster setzen sich aus mehreren Teilenergien zusammen und können somit beeinflusst werden.

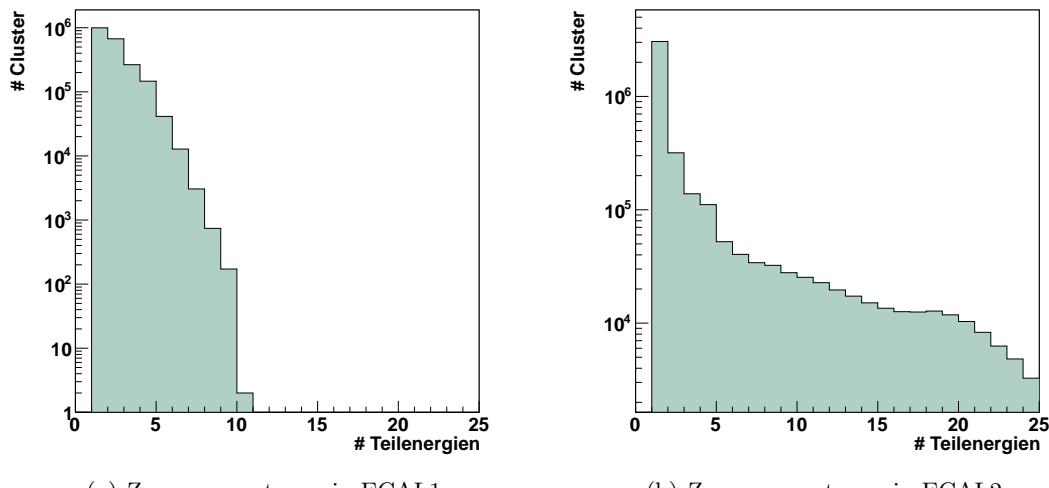


Abbildung 4.35: Anzahl der beteiligten Zellen pro niederenergetischem, neutralem Cluster, der sich nicht benachbart zu einer auffälligen Zelle befindet

Ereignisse mit DVCS-Signatur

Nun wird überprüft, wieviele der Ereignisse, die in den kinematischen Fit eingegangen sind, beeinflusst werden. Die Selektion erfolgt dabei über zwei Schnitte, die in Tabelle 4.4 zusammengefasst sind. Der Clusterschwerpunkt muss benachbart zu einer auffälligen Zelle liegen und eine Energie $E_{\text{Cluster}} < 10 \text{ GeV}$ besitzen.

Schnittbedingung	Anzahl Ereignisse		
	in ECAL1	in ECAL2	Gesamt
Ereignis geht in den kinem. Fit ein	2317	2306	4623
+ Nachbar von auffälliger Zelle	454	395	849
+ $E_{\text{Cluster}} < 10 \text{ GeV}$	415	100	515

Tabelle 4.4: Schnitte zur Selektion von Ereignissen, die durch benachbarte, auffällige Zellen beeinflusst werden

Von den 4623 Ereignissen bleiben 515 erhalten. Mit der zuvor gezeigten Verteilung aller ungefährdeten, niederenergetischen Cluster (Abbildung 4.35). Ergibt sich, dass bei etwa $\frac{515}{4623} \cdot 34\%$ der in den Fit eingehenden Ereignisse die Energie des Photons systematisch unterschätzt wird. Unter Berücksichtigung der statistischen Fehler folgt daraus, dass $(3,8 \pm 0,1)\%$ der Ereignisse betroffen sind. Wie groß der systematische Fehler der Energiemessung im einzelnen ist, müsste durch die Bestimmung der detektierbaren Mindestenergien in allen Zellen ermittelt werden. Wie bereits erwähnt ist er bei einer Schwellenenergie von 2 GeV nicht vernachlässigbar. Mit den dadurch ermittelten Energien, könnten anschließend die betroffenen Cluster korrigiert werden.

Exklusive DVCS-Ereignisse

Zur Betrachtung der exklusiven 428 DVCS-Ereignisse sind in Abbildung 4.36 die gemessenen Clusterenergien aufgetragen. Sämtliche in ECAL2 detektierten Cluster besitzen

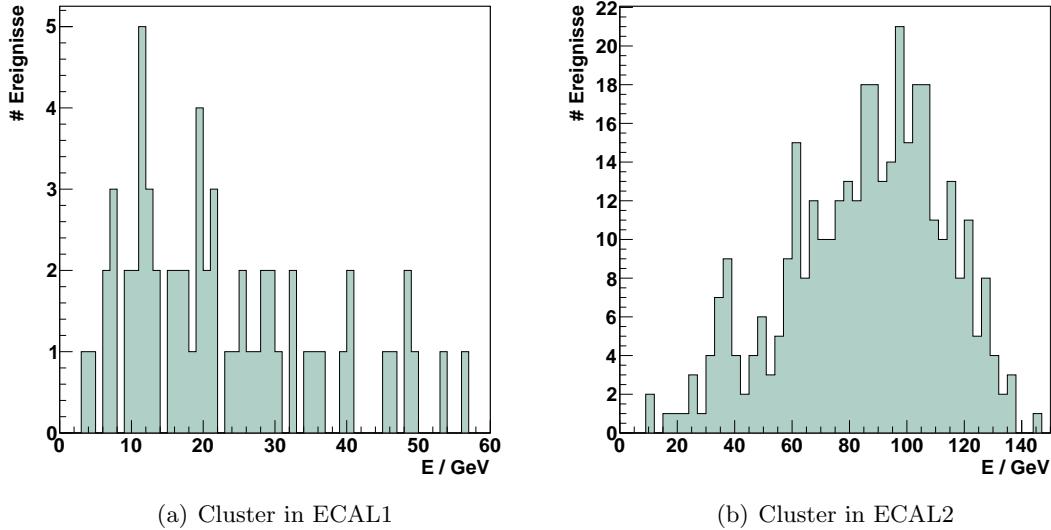


Abbildung 4.36: Clusterenergien der selektierten DVCS-Ereignisse

eine Energie von mehr als 10 GeV, sodass der Einfluss von benachbarten, schlechten Zellen vernachlässigt werden kann. In ECAL1 gibt es neun Cluster mit geringerer Energie. Ihre x - y -Positionen sind in Abbildung 4.37 zusammen mit den Positionen der schlechten Zellen dargestellt. Keiner liegt benachbart zu solch einer Zelle, sodass bei allen durch den kinematischen Fit selektierten Prozessen keine systematischen Fehler in der Photon-Rekonstruktion auftreten.

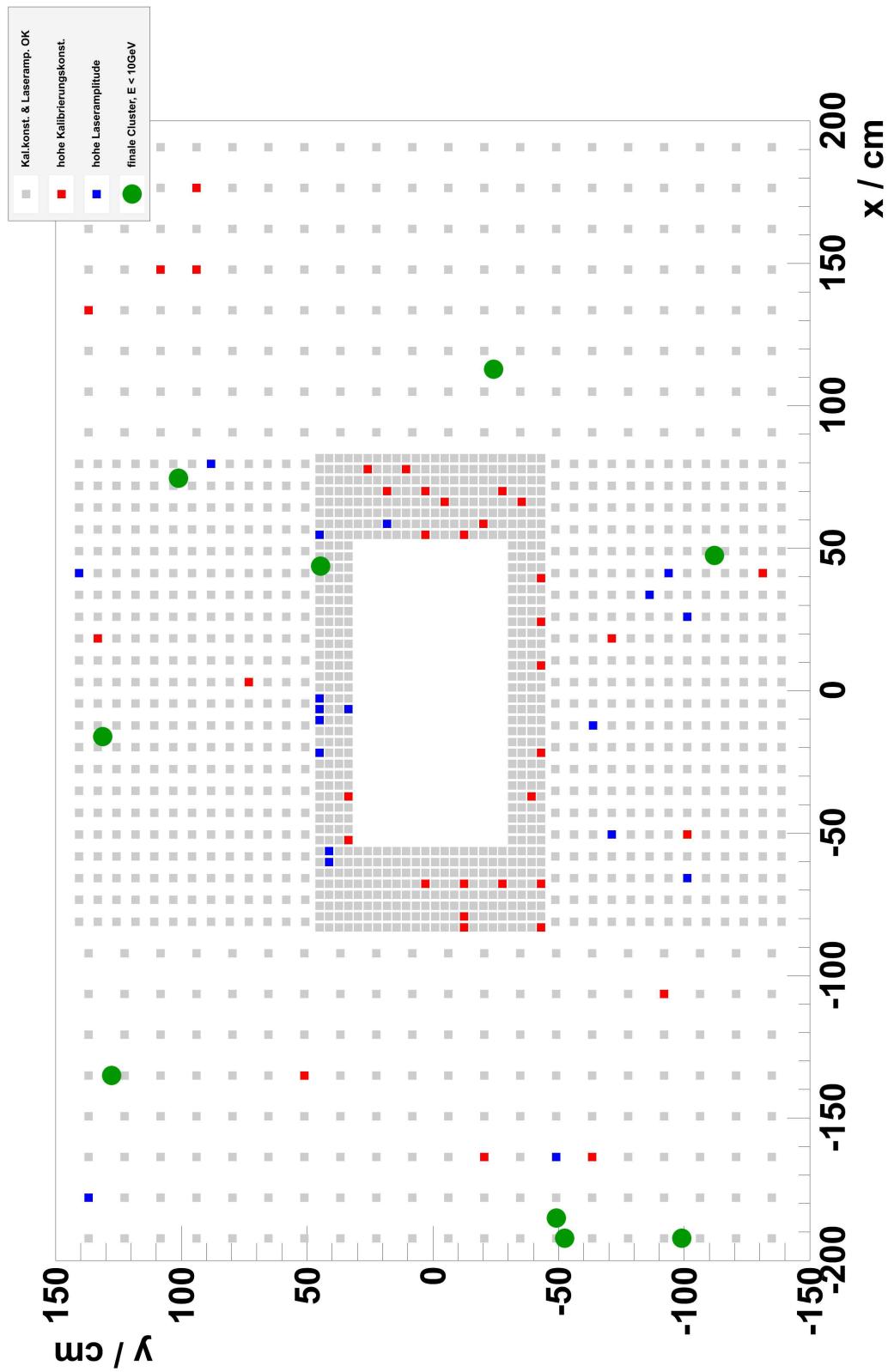


Abbildung 4.37: Positionen von ECAL1-Zellen mit hoher Kalibrationskonstante (rot) oder auffälliger Laseraplitude (blau) und den finalen DVCS-Clustern (grün)

4.7.3 π^0 -Rekonstruktion

An dieser Stelle soll kurz gezeigt werden, dass der Großteil aller Zellen richtig kalibriert ist. Dazu werden π^0 -Mesonen rekonstruiert und ihre Ruhemassen berechnet. In der resultierenden Massenverteilung sollte dann ein Maximum bei der Pionmasse $M_{\pi^0} = 135 \text{ GeV}/c^2$ auftreten.

Die π^0 -Mesonen können bei der inelastischen Streuung des Myons am Proton entstehen. Dabei wird das Proton in einen angeregten Zustand versetzt, der anschließend in ein Proton und ein π^0 -Meson zerfällt. Letztere zerfallen wiederum zu 98,8% in zwei Photonen.

Zur Analyse werden Ereignisse betrachtet, die beliebig viele auslaufende Teilchen am Primärvertex aufweisen. Sie müssen allerdings genau zwei neutrale Cluster besitzen, die eine zeitliche Koinzidenz zum Strahlmyon, sowie eine bestimmte Mindestenergie haben. Diese beträgt 1 GeV für einen Cluster in ECAL1 und 2 GeV in ECAL2, da man mit diesen Schwellen das beste Signal erhält. Wie in Kapitel 4.4 wird angenommen, dass die Cluster von Photonen aus dem Primärvertex stammen. Damit können die zugehörigen Lorentzvektoren mithilfe von Gleichung 4.5 berechnet werden. Addiert man die beiden Vierervektoren, so ergibt das Quadrat des resultierenden Vektors die Masse des ursprünglichen Teilchens.

Abbildung 4.38 zeigt die resultierenden Massen. Es wird unterschieden, ob beide Photonen in unterschiedlichen ECALs detektiert wurden, oder ob beide in ECAL1 bzw. ECAL2 nachgewiesen wurden. Dabei wurden Gaußfunktionen an das Maximum bei

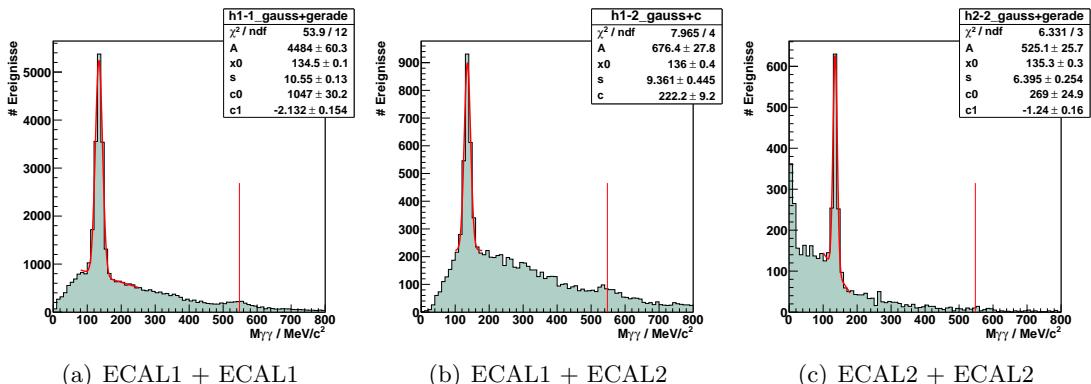


Abbildung 4.38: Rekonstruierte Massen aus $\gamma\gamma$ -Zerfällen; die roten Linien markieren die π^0 -Masse ($135 \text{ GeV}/c^2$), sowie die η -Masse ($548 \text{ GeV}/c^2$)

der π^0 -Masse gefüttet. Außerdem markieren die roten Geraden die Massen des pseudoskalaren η -Mesons, das zu etwa 39% ebenfalls in zwei Photonen zerfällt.

Da die Schwerpunkte x_0 der Gaußfunktionen innerhalb einer Standardabweichung s mit der Pionmasse übereinstimmen, kann von einer befriedigenden Kalibration der ECAL-Zellen ausgegangen werden. Die Ereignisse, die keinem der beschriebenen Maxima zugeordnet werden können, stammen wahrscheinlich von π^0 -Mesonen, die nicht im Primärvertex entstanden sind. Auch die fälschliche Zuordnung zweier nicht-korrelierter Photonen zu einem Teilchen wäre denkbar.

4.7.4 Potenzielle Leckcluster

Zum Abschluss wird überprüft, ob bei einigen Clustern ein Teil des Schauers aus den elektromagnetischen Kalorimetern hinten austritt, bevor die gesamte Energie deponiert werden konnte. Dazu wird der Vektor zwischen dem Primärvertex und dem Cluster so weit verlängert, bis seine Spitze im jeweils direkt hinter dem ECAL befindlichen hadronischen Kalorimeter landet. Sollte dort ein neutraler Cluster mit zeitlicher Koinzidenz vorliegen könnte somit ein Teil der Clusterenergie nicht detektiert werden. Solch ein zeitlich korrelierter Cluster wird dabei genau dann einem ECAL-Cluster zugeordnet, wenn seine Position innerhalb eines definierten Kreises in der x - y -Ebene liegt. Das Zentrum dieses Kreises bildet die Spitze des verlängerten Vektors. Der Radius wird dann anhand der Zellengrößen des jeweiligen Kalorimeters abgeschätzt. Er beträgt 5 cm in HCAL1 und 10 cm in HCAL2. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 4.39 sämtliche auftretenden HCAL-Cluster aufgetragen und Kreise mit den entsprechenden Radien im oberen Bereich eingezeichnet.

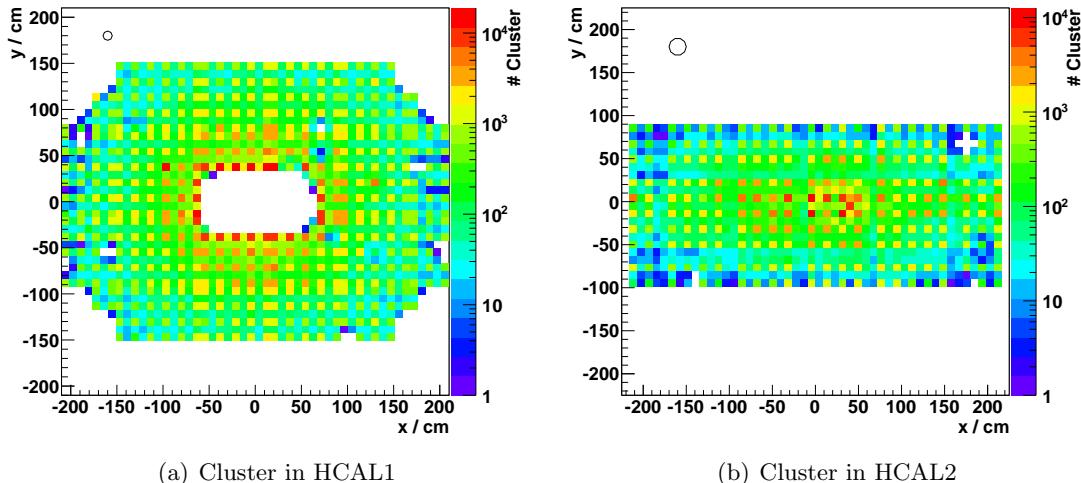


Abbildung 4.39: Positionen aller Cluster in den hadronischen Kalorimetern

Dieses Verfahren wird bei allen Ereignissen angewandt, die in den kinematischen Fit eingehen. Wenn ein HCAL-Cluster dem ECAL-Cluster eines solchen Ereignisses zugeordnet werden kann, werden beide Clusterenergien gegeneinander aufgetragen. Auf diese Weise wird ersichtlich, welcher Energiebruchteil des ECAL-Clusters im hadronischen Kalorimeter deponiert wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.40 zu sehen. Dabei sind die Ereignisse, die den χ^2_{red} -Schnitt nach dem kinematischen Fit überstehen, grün hervorgehoben. Außerdem ist der wahrscheinlichste Energieverlust ($= 1,8 \text{ GeV}$) eines Halo-Myons als gestrichelte Linie eingezeichnet (vgl. Kapitel 3.3.2).

Von den 428 selektierten, exklusiven DVCS-Ereignissen kann bei neun ein entsprechender HCAL-Cluster zugeordnet werden. Sechs dieser Cluster besitzen eine Energie von ungefähr $1,8 \text{ GeV}$. Es ist also wahrscheinlich, dass sie von einem Halo-Myon erzeugt wurden, dem keine geladene Spur zugeordnet werden konnte. Sie sind folglich unabhängig von den Clustern in den elektromagnetischen Kalorimetern. Deshalb wird angenom-

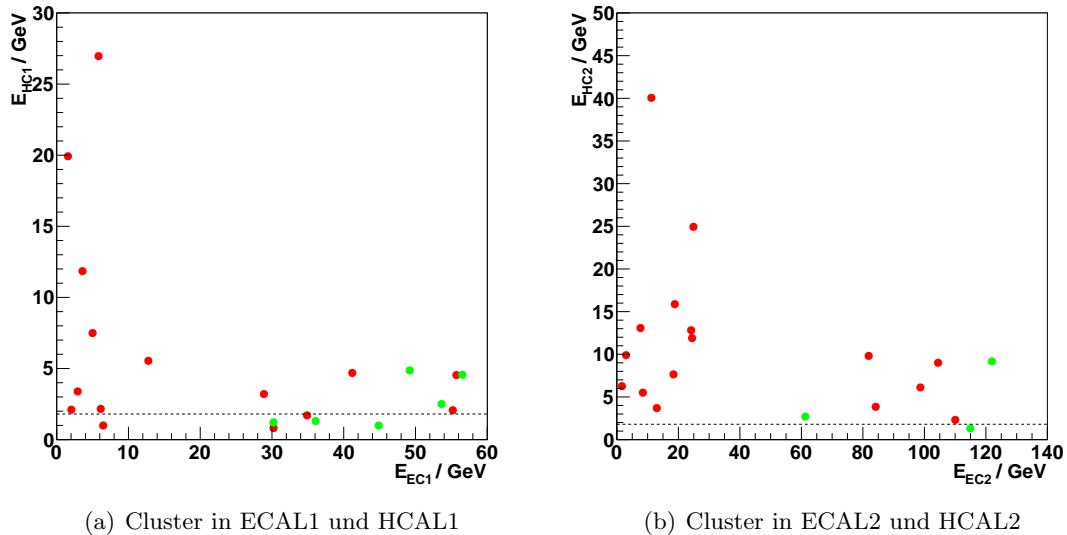


Abbildung 4.40: Energie von HCAL-Clustern aufgetragen gegen die zugehörige ECAL-Clusterenergie; grün: finale DVCS-Cluster
 rot: Ereignisse, die den Schnitt auf $\chi^2_{red} < 10$ nicht überstehen
 gestrichelte Linie: wahrscheinlichster Energieverlust eines Halo-Myons

men, dass in diesen Fällen die gesamte Energie des reellen Photons in einem der ECALs deponiert wurde. Bei den restlichen drei Ereignissen ist hingegen anzunehmen, dass die Energie des reellen Photons zu klein bestimmt wurde. Der Anteil der im jeweiligen HCAL gemessenen Energie beträgt dabei ungefähr 10 %. Da diese Ereignisse trotz der unterschätzten Energie die Erhaltungssätze erfüllen, handelt es sich um nicht-exklusive Ereignisse. Sie werden deshalb aus der finalen Statistik entfernt, die sich nun wie in Tabelle 4.5 zusammengefasst ergibt.

Anzahl an exklusiven Ereignissen pro x_{bj} -Bereich			
$x_{bj} < 0,005$	$0,005 < x_{bj} < 0,01$	$0,01 < x_{bj} < 0,03$	$0,03 < x_{bj}$
23	219	127	56

Tabelle 4.5: Finale Anzahlen der selektierten, exklusiven DVCS- und BH-Ereignisse

4.7.5 Systematischer Fehler durch exklusiven π^0 -Untergrund

Die erhaltenen DVCS-Verteilungen sind neben den Rekonstruktionfehlern mit einem unvermeidbaren, systematischen Fehler behaftet. Durch die in dieser Arbeit angewendeten Methoden konnte der nicht-exklusiven Untergrund weitestgehend unterdrückt werden. Allerdings verursacht der Zerfall exklusiv erzeugter π^0 -Mesonen einen exklusiven Untergrund in den selektierten Prozessen. Der Grund dafür ist, dass wie in Abschnitt 4.7.3 beschrieben, die π^0 -Meson größtenteils in zwei Photonen zerfallen. Sollte davon nur eines detektiert werden, ist der beobachtete Endzustand ununterscheidbar von dem der

DVCS-Prozesse. Weiterhin werden auch Ereignisse, bei denen beide Photonen im Kalorimeter als nur ein Cluster rekonstruiert werden, fälschlicherweise als DVCS-Ereignis nachgewiesen.

Eine Untersuchung des π^0 -Untergrundes wird in dieser Arbeit nicht durchgeführt. Eine ausführliche Analyse mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen findet sich in der Diplomarbeit von Johannes ter Wolbeek [31].

5. Zusammenfassung

Die Zusammensetzung der Nukleon-Spinstruktur ist auch heutzutage noch nicht vollständig verstanden. Über das Konzept der generalisierten Partonverteilungen bietet sich jedoch die Möglichkeit, den unbekannten Bahndrehimpuls durch die Gesamtdrehimpulse der Quarks zu bestimmen. Ein vielversprechender Zugang eröffnet sich dabei durch die präzise Vermessung der exklusiven tief-virtuellen Compton-Streuung.

In dieser Arbeit wurden die Daten der 2009 am COMPASS-Experiment durchgeföhrten DVCS-Messung analysiert. Dabei wurden zwei unterschiedliche Methoden zur Selektion von exklusiven Ereignissen angewandt und miteinander verglichen. Zum einen wurde der bisher gebräuchliche, direkte Schnitt auf die Energie- und Impulsbilanz durchgeföhr. Dem gegenüber stand die Entwicklung und Anwendung eines Konzepts, welches für die DVCS-Analyse bei COMPASS neu ist. Dazu wurde ein kinematischer Fit unter Einbeziehung aller an der Streuung beteiligten, rekonstruierten Teilchen durchgeföhr. Zuerst wurde das Verhalten des kinematischen Fits mithilfe eines simulierten Datensatzes studiert. Dabei zeigte sich, dass exklusive Ereignisse über die Güte ihres Fits selektiert werden konnten und zusätzlich eine Verbesserung der rekonstruierten Parameter erfolgte. In den gemessenen Daten waren die erhaltenen Ereigniszahlen der beiden Methoden innerhalb einer Standardabweichung miteinander vereinbar. Wie erwartet, zeigten allerdings die durch den kinematischen Fit resultierenden Verteilungen eine bessere, qualitative Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen.

Außerdem wurden alle Prozesse mit DVCS-Signatur, die in den kinematischen Fit eingingen, auf systematische Fehler in der Energiemessung des Photons untersucht. Dabei zeigte sich, dass ungefähr 2 % der Module in den elektromagnetischen Kalorimetern fehlerhaft waren. Als Folge wurde bei etwa 4 % der Ereignisse die Photonenergie zu gering gemessen. Der Grund dafür war, dass bei den niederenergetischen Clustern ein beträchtlicher Energieanteil in den beschädigten Zellen verloren ging. Erfreulicherweise wurde davon keines der selektierten, exklusiven Ereignisse betroffen.

Abschließend wurde untersucht, ob Teile der Schauer aus den elektromagnetischen Kalorimetern ausgetreten waren, bevor sie dort vollständig absorbiert wurden. Hier konnte bei drei Ereignissen ein zugehöriger Cluster in den hadronischen Kalorimetern nachgewiesen werden. Der Energieanteil betrug ungefähr 10 % der ursprünglich gemessenen Energie und konnte somit nicht vernachlässigt werden. Diese nicht-exklusiven Ereignisse wurden deshalb aus der finalen Statistik entfernt, sodass schließlich (425 ± 21) exklusive Ereignisse selektiert wurden. Von diesen befinden sich (57 ± 7) im kinematischen Bereich, in dem der reine DVCS-Prozess über die konkurrierende BH-Streuung, die den gleichen Endzustand besitzt, dominiert.

Zusammenfassend kann also im Hinblick auf zukünftige DVCS-Analysen eine Verbesserung beim Nachweis der exklusiven Prozesse erzielt werden. Zum einen ermöglicht das Konzept des kinematischen Fits, so wie es in dieser Arbeit umgesetzt wurde, eine Op-

timierung in der Rekonstruktion und Selektion der exklusiven Ereignisse. Zum anderen kann durch eine detaillierte Analyse der Schwellenenergien aller Kalorimeterzellen eine Korrektur der systematisch unterschätzten Photonenergien erfolgen.

A. Abbildungen

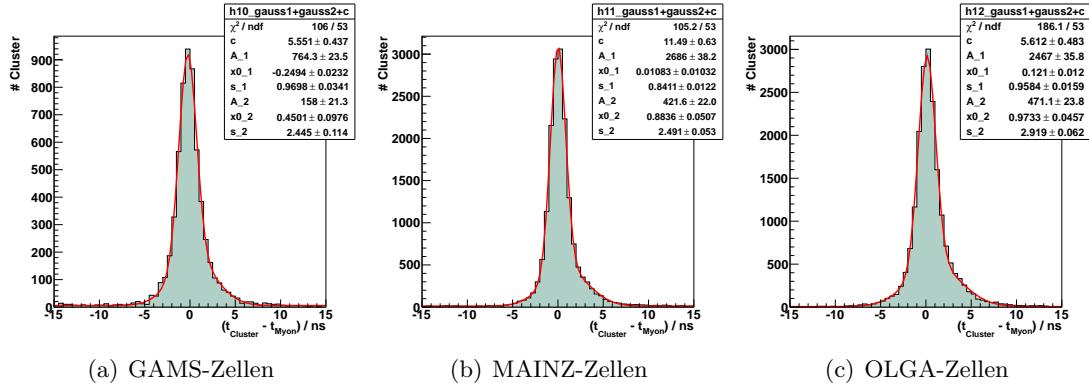


Abbildung A.1: Zeitdifferenzen zwischen dem Strahlmyon und den neutralen Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1; Die Überlagerung durch eine zweite Gaußfunktion röhrt nicht von den verschiedenen Zelltypen her.

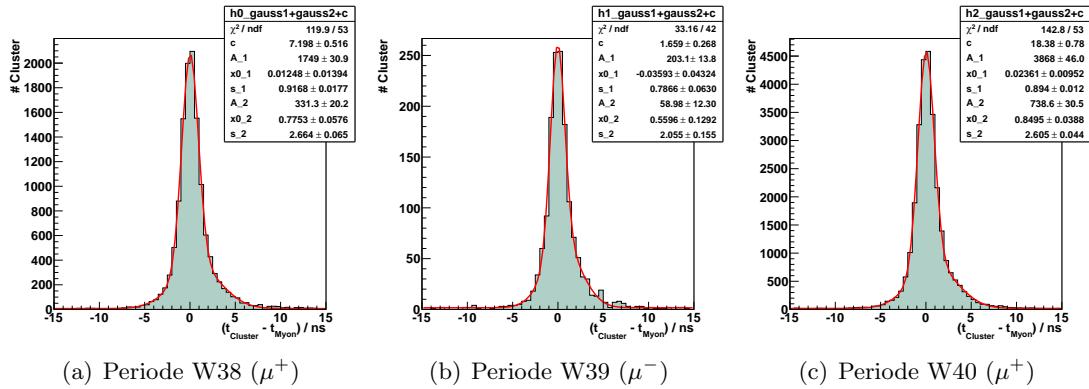


Abbildung A.2: Zeitdifferenzen zwischen dem Strahlmyon und den neutralen Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1; Die Überlagerung durch eine zweite Gaußfunktion wird nicht durch die unterschiedlichen Messperioden verursacht.

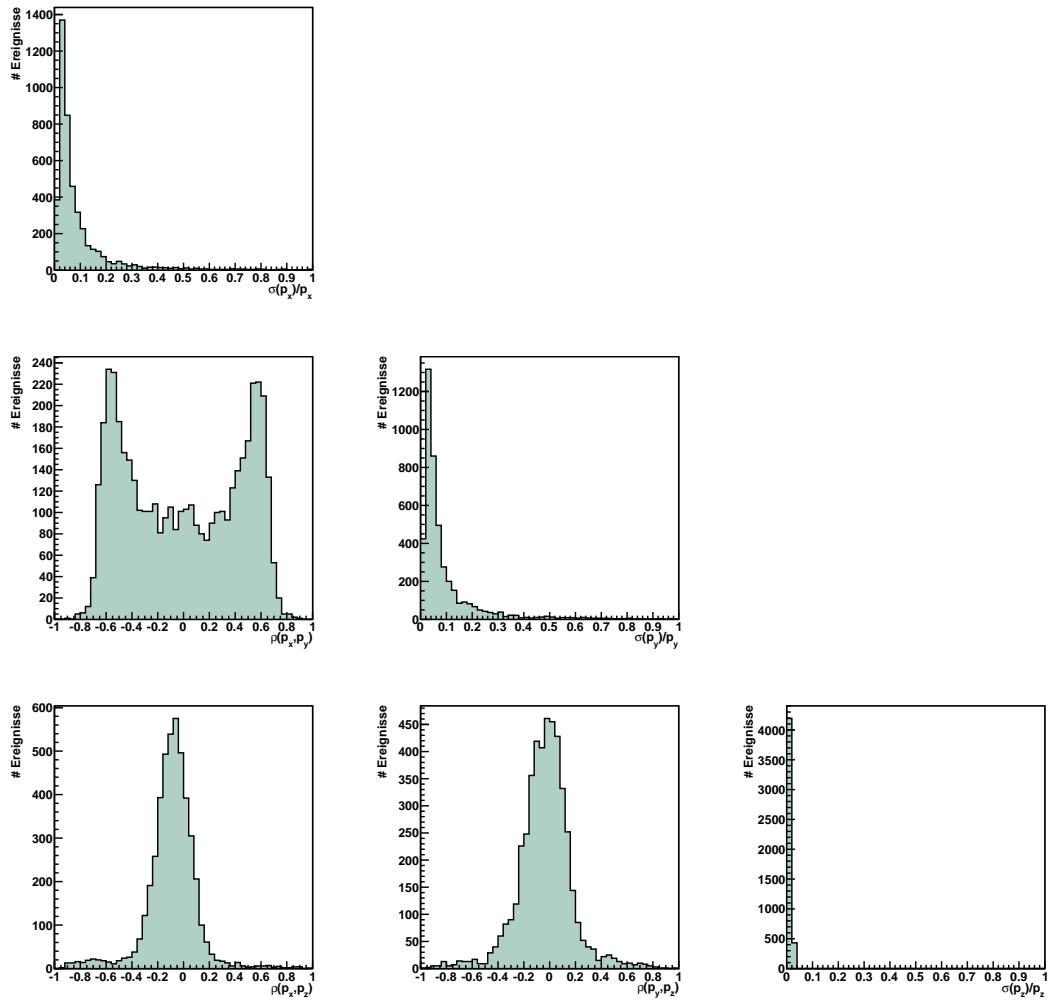


Abbildung A.3: Strahlmyon: relative Fehler σ_{rel} und Korrelationskoeffizienten ρ der Impulse p_x , p_y und p_z , die in den kinematischen Fit eingehen

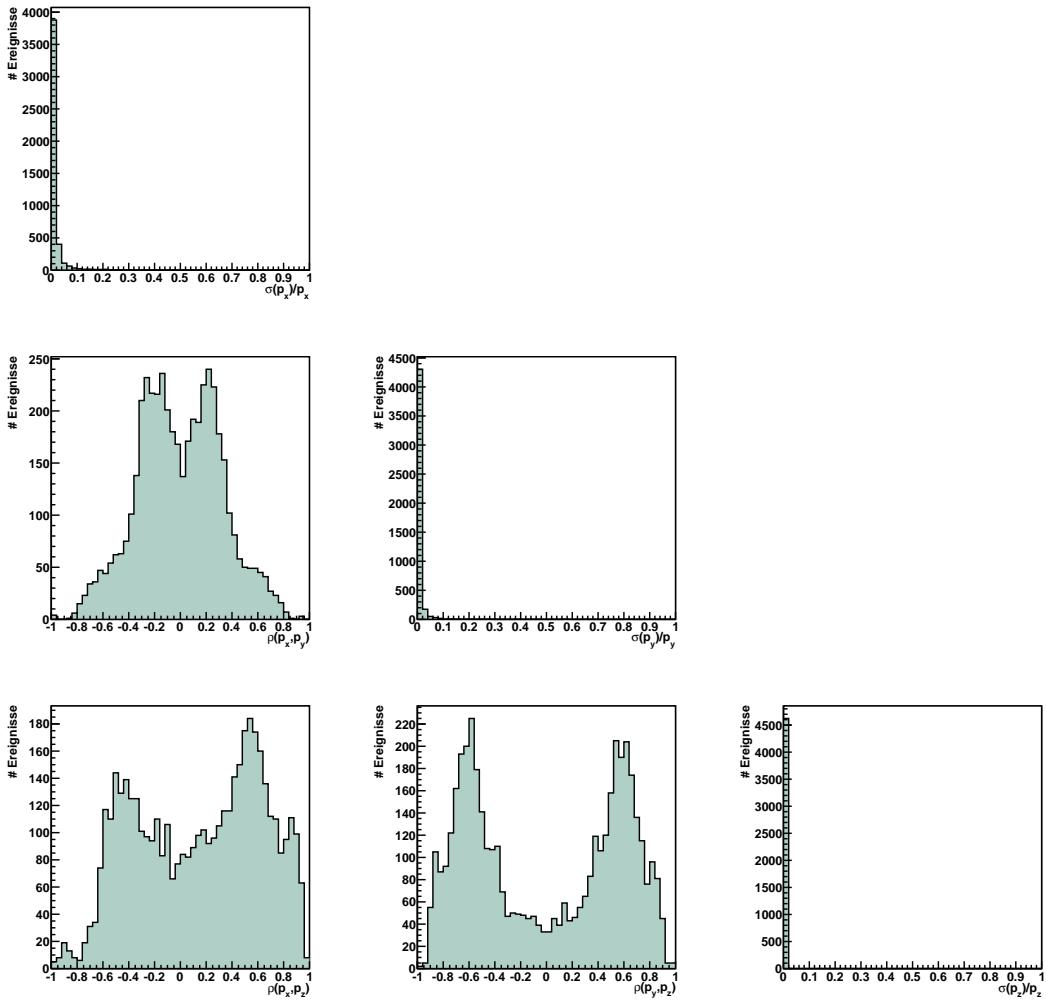


Abbildung A.4: Gestreutes Myon: relative Fehler σ_{rel} und Korrelationskoeffizienten ρ der Impulse p_x , p_y und p_z , die in den kinematischen Fit eingehen

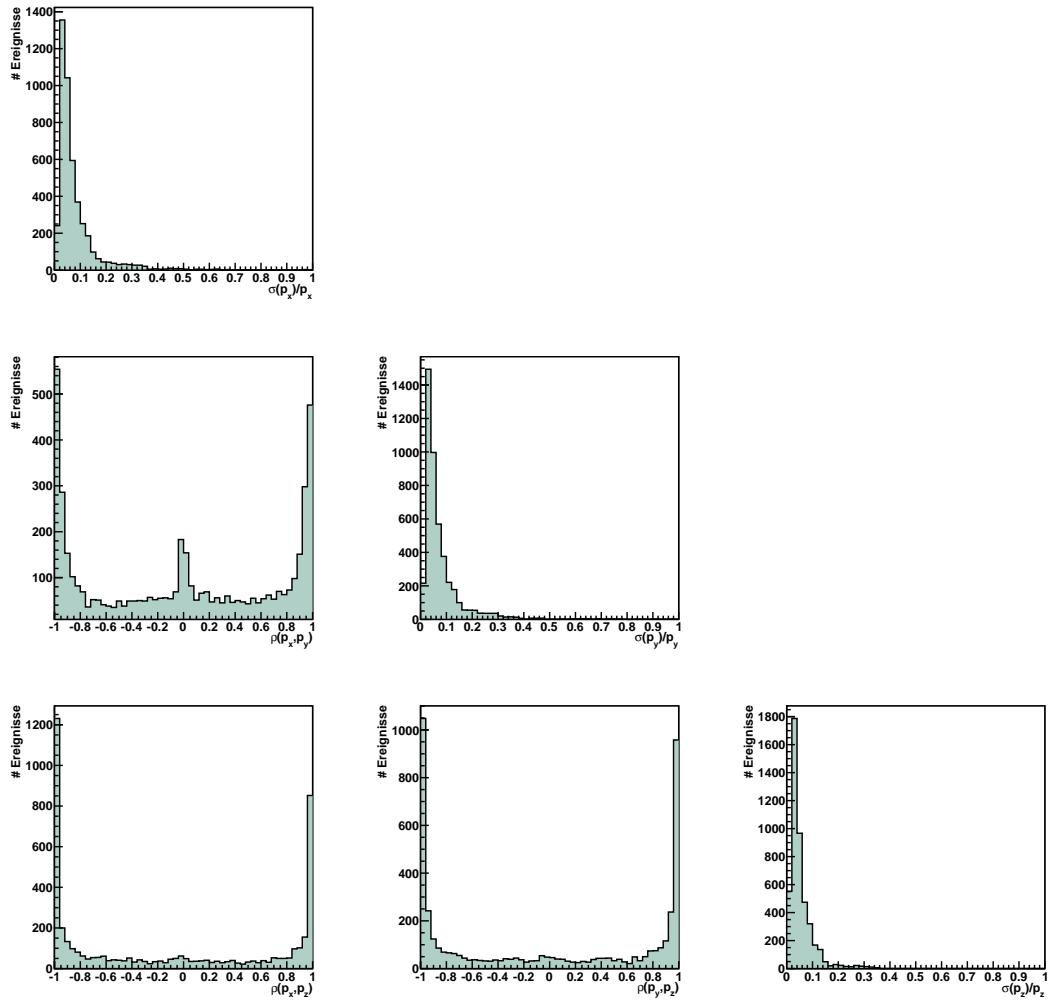


Abbildung A.5: Reelles Photon: relative Fehler σ_{rel} und Korrelationskoeffizienten ρ der Impulse p_x , p_y und p_z , die in den kinematischen Fit eingehen

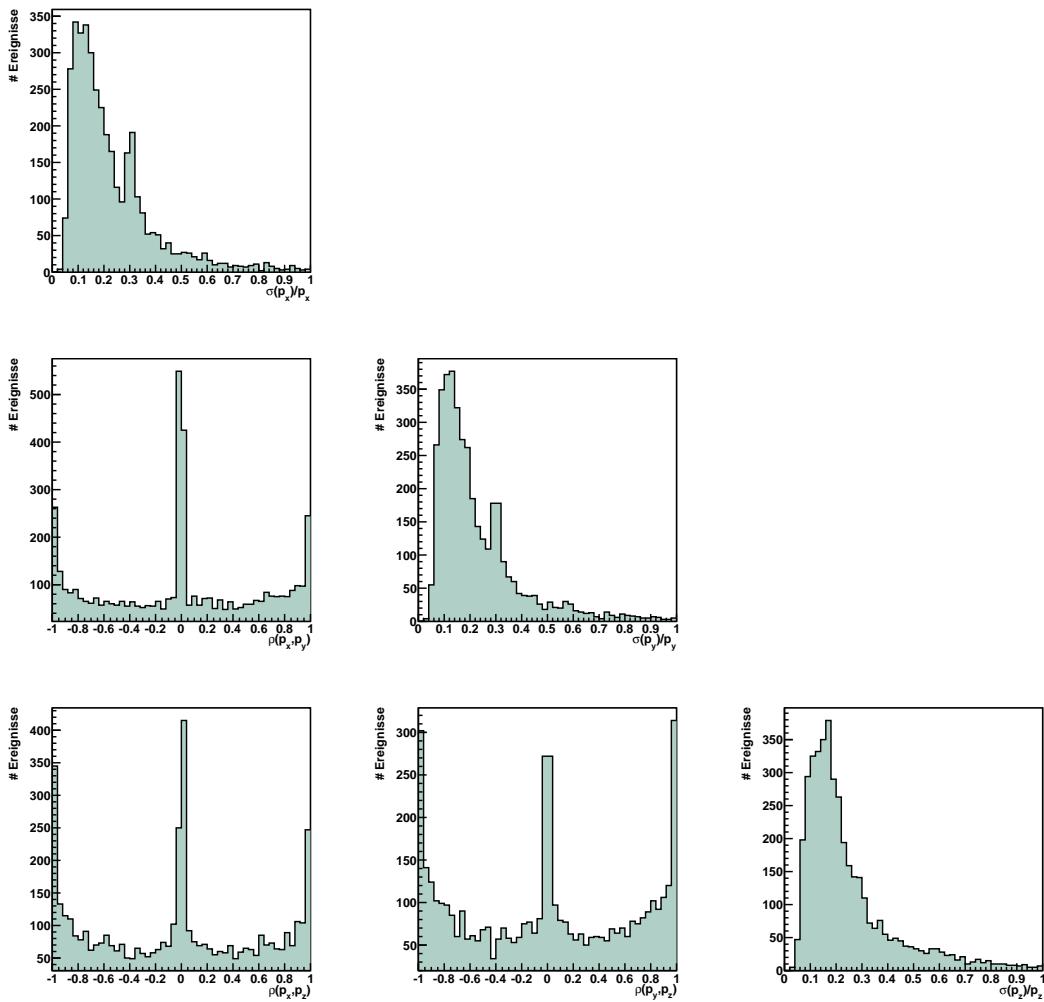


Abbildung A.6: Rückstoßproton: relative Fehler σ_{rel} und Korrelationskoeffizienten ρ der Impulse p_x , p_y und p_z , die in den kinematischen Fit eingehen

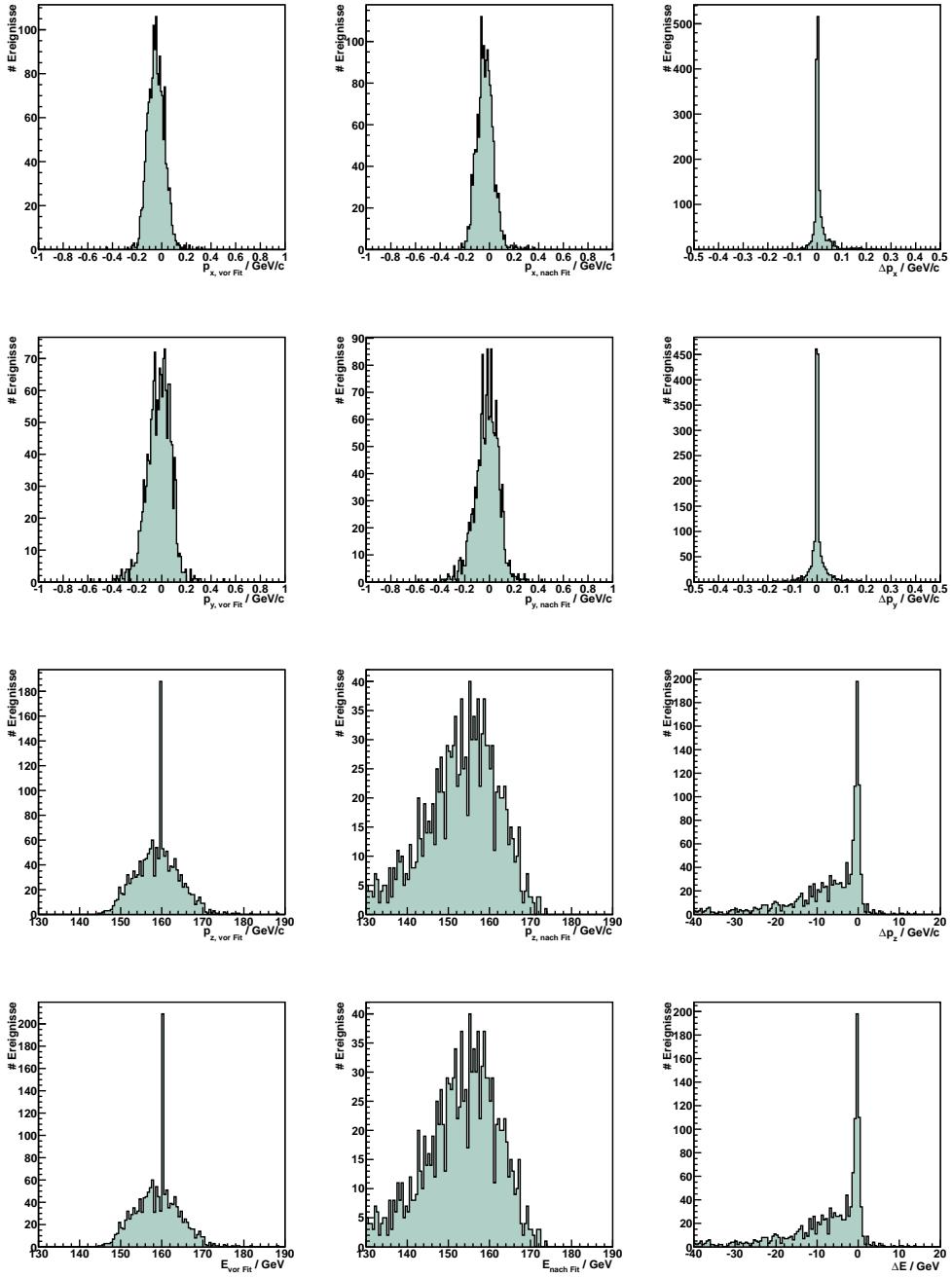


Abbildung A.7: Strahlmyon: Impulse p_x , p_y , p_z und Myonenergie E ; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz

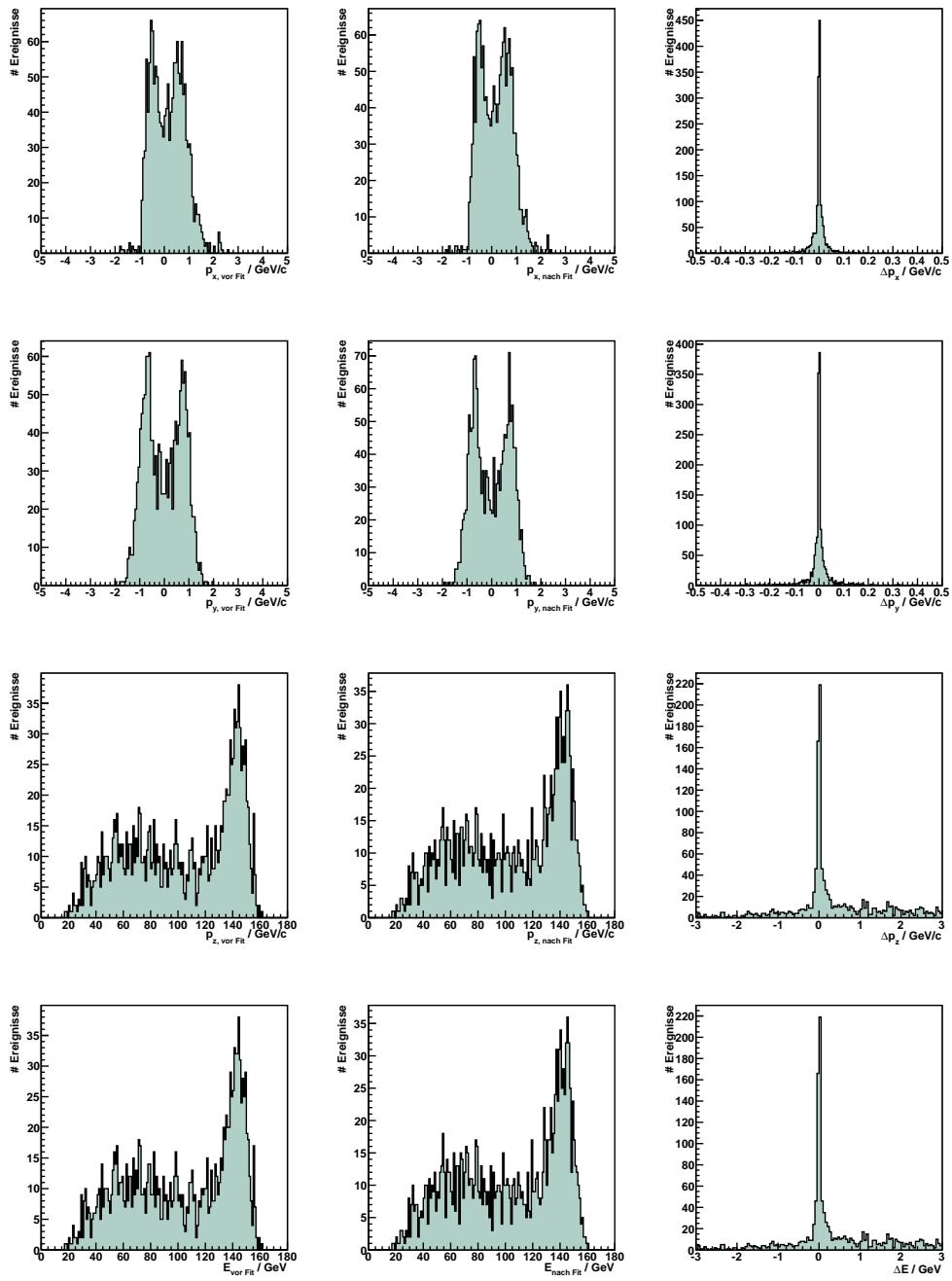


Abbildung A.8: Gestreutes Myon: Impulse p_x , p_y , p_z und Myonenergie E ; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz

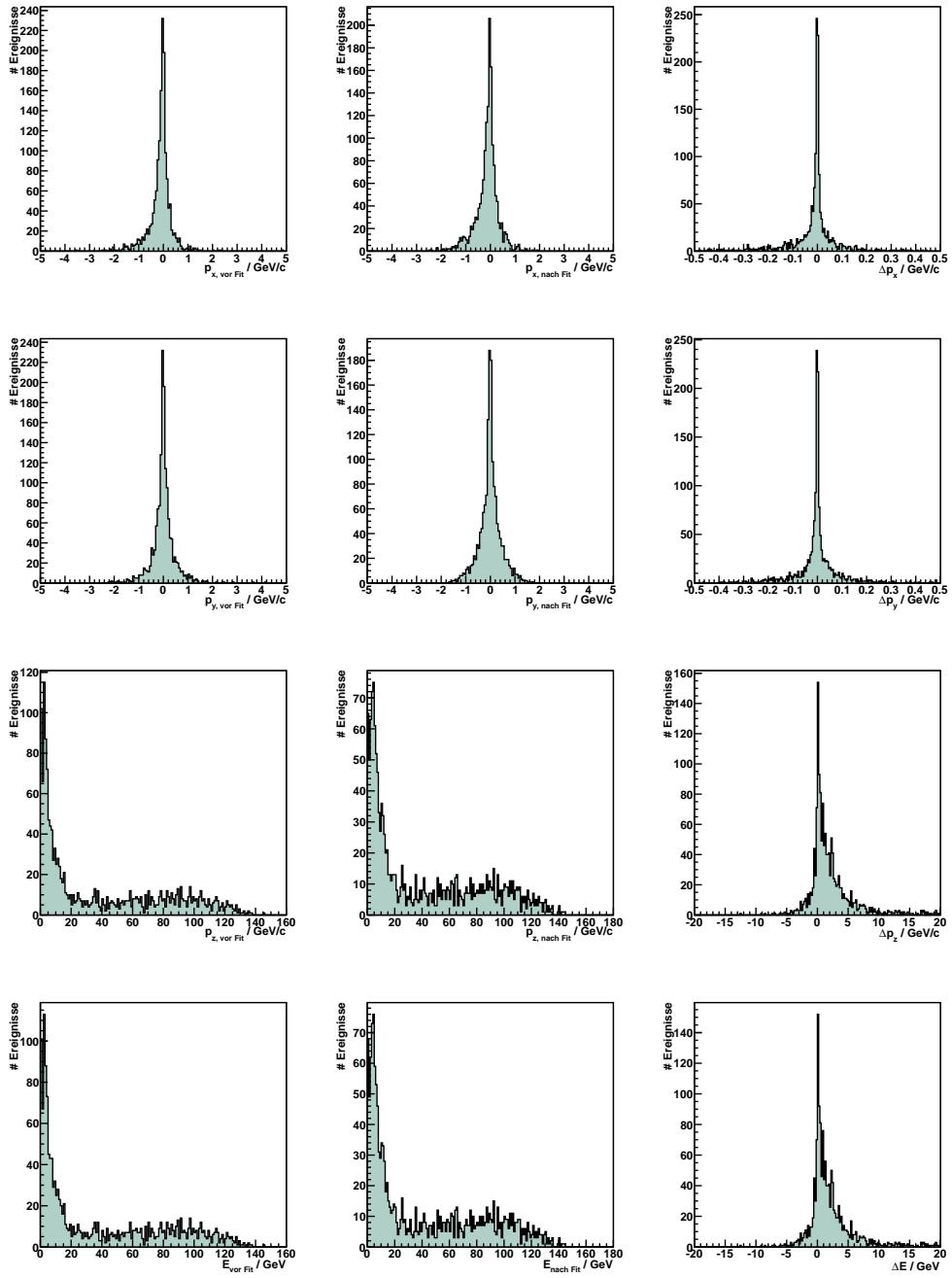


Abbildung A.9: Reelles Photon: Impulse p_x , p_y , p_z und Photonenergie E ; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz

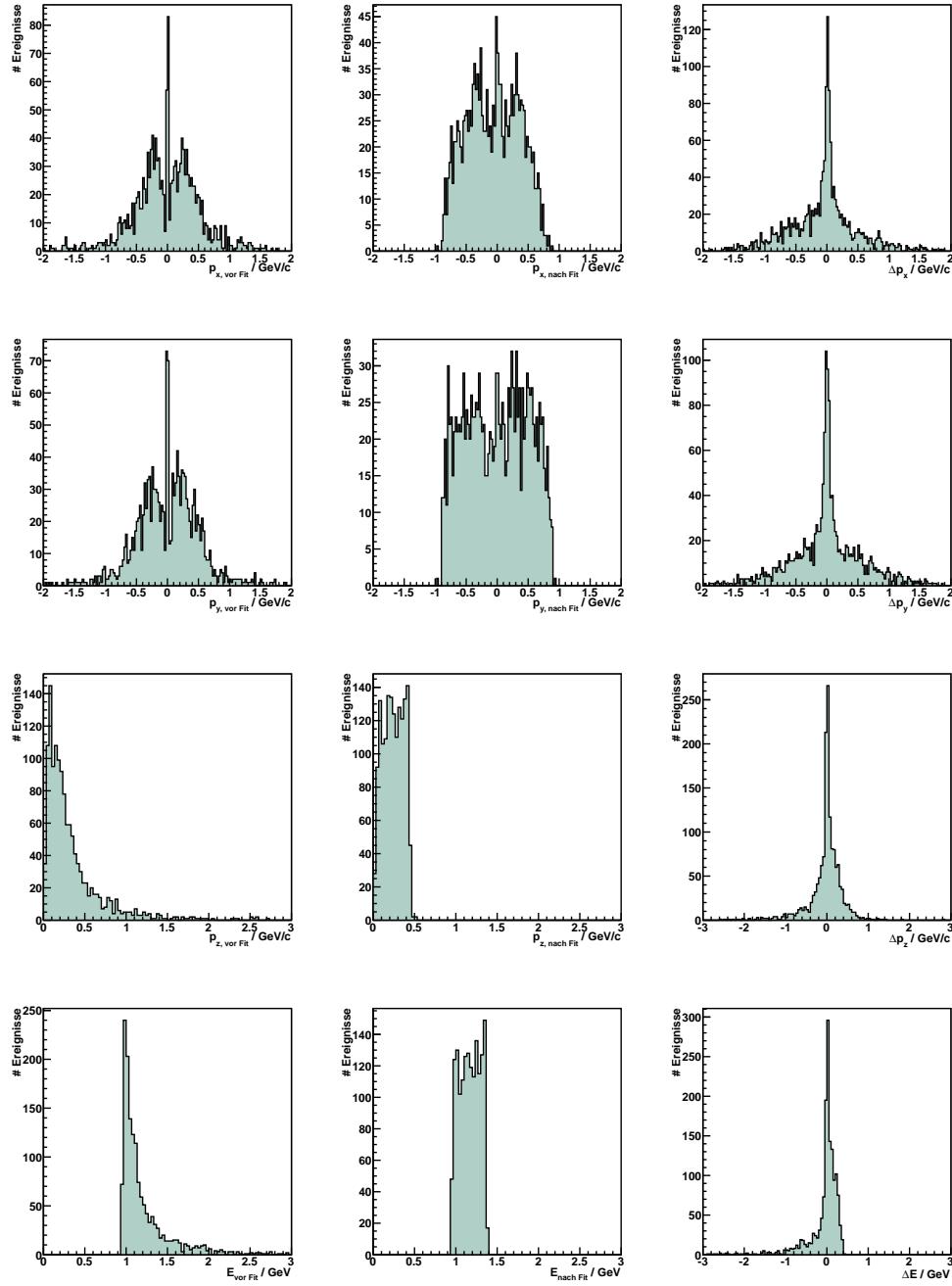


Abbildung A.10: Rückstoßproton: Impulse p_x , p_y , p_z und Protonenergie E ; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz

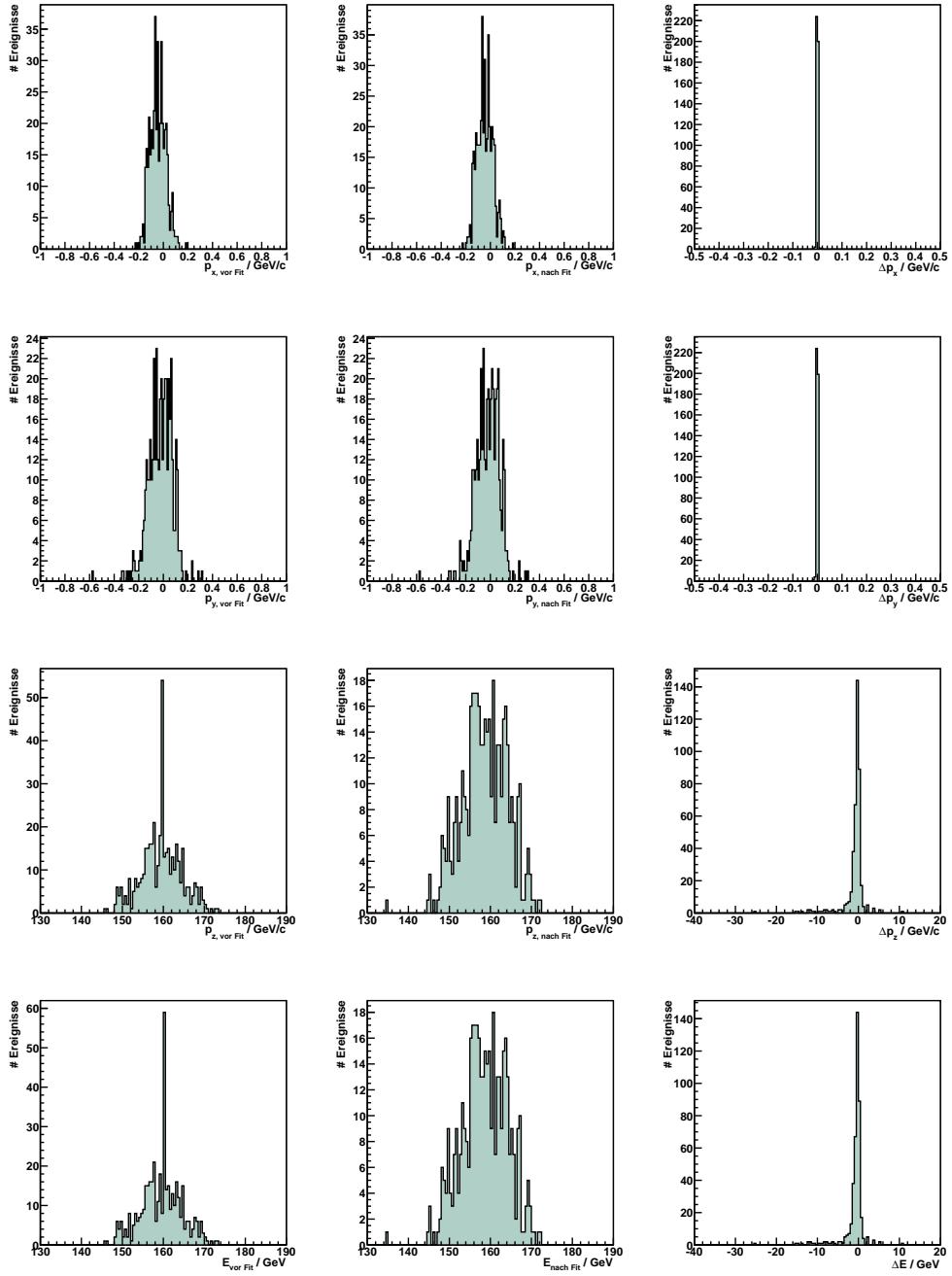


Abbildung A.11: Strahlmyon: Impulse p_x, p_y, p_z und Myonenergie E aller Ereignisse mit $\chi^2_{red} < 10$; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz

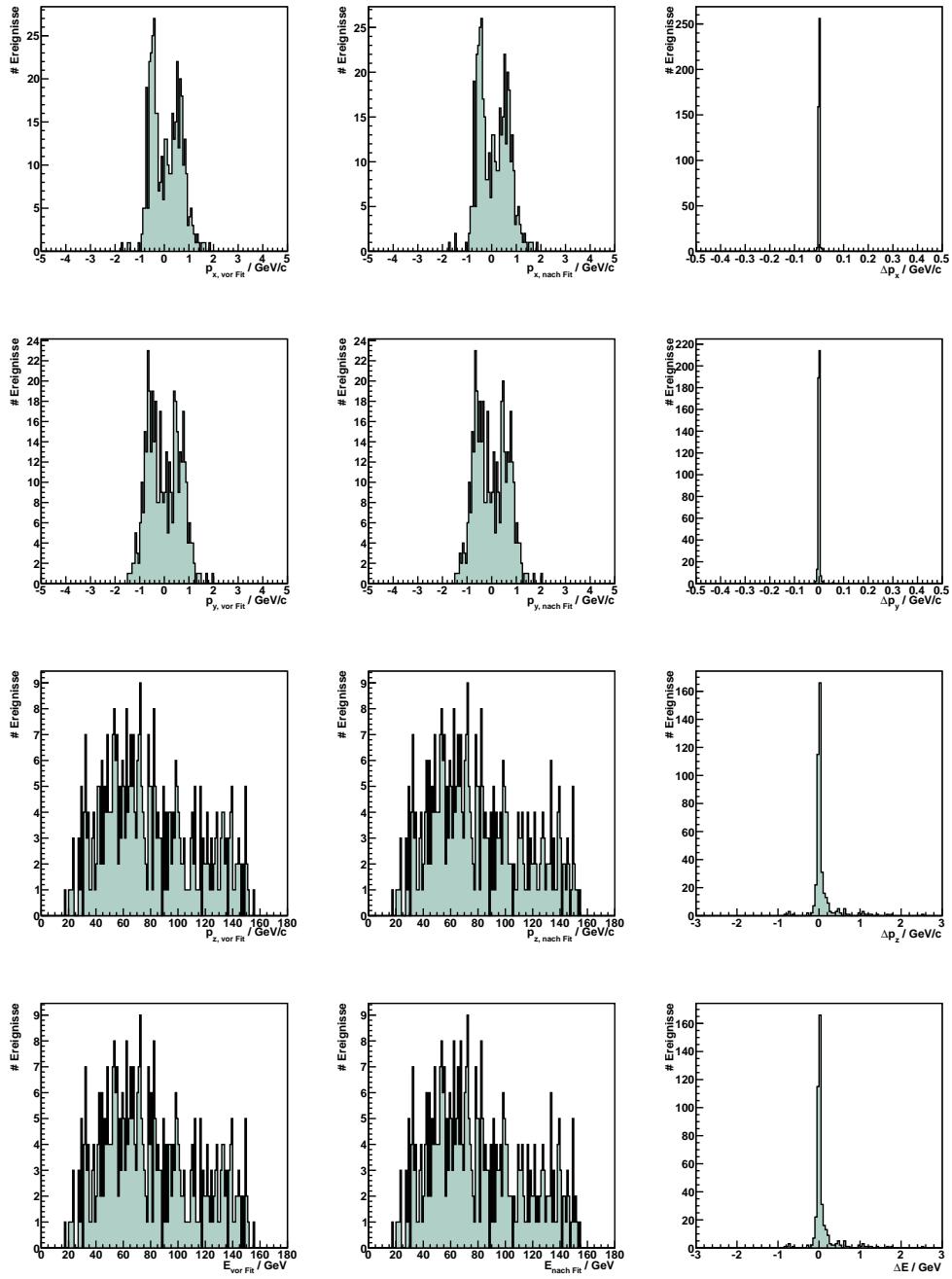


Abbildung A.12: Gestreutes Myon: Impulse p_x , p_y , p_z und Myonenergie E aller Ereignisse mit $\chi^2_{red} < 10$; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz

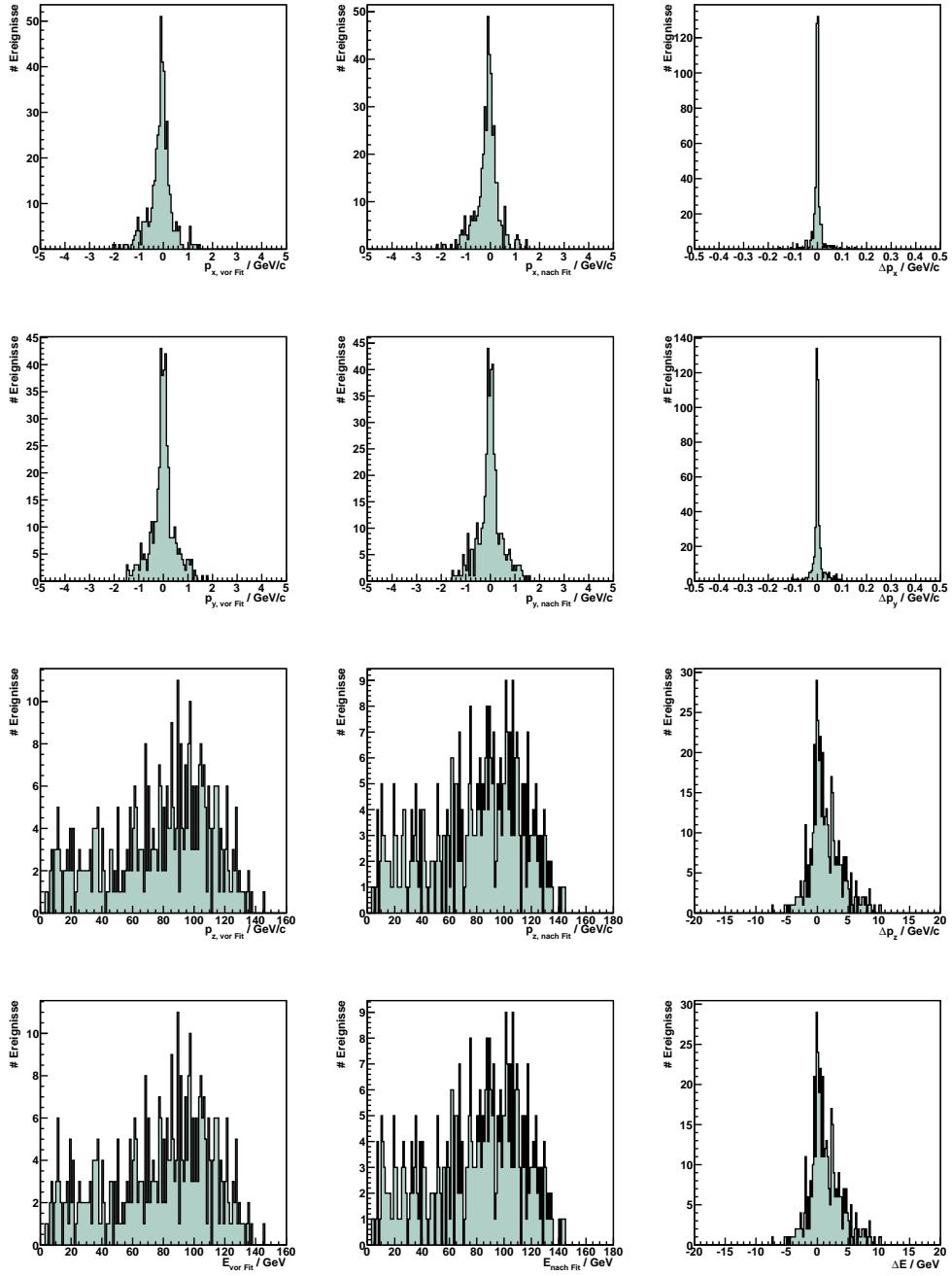


Abbildung A.13: Reelles Photon: Impulse p_x , p_y , p_z und Photonenergie E aller Ereignisse mit $\chi^2_{red} < 10$; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz

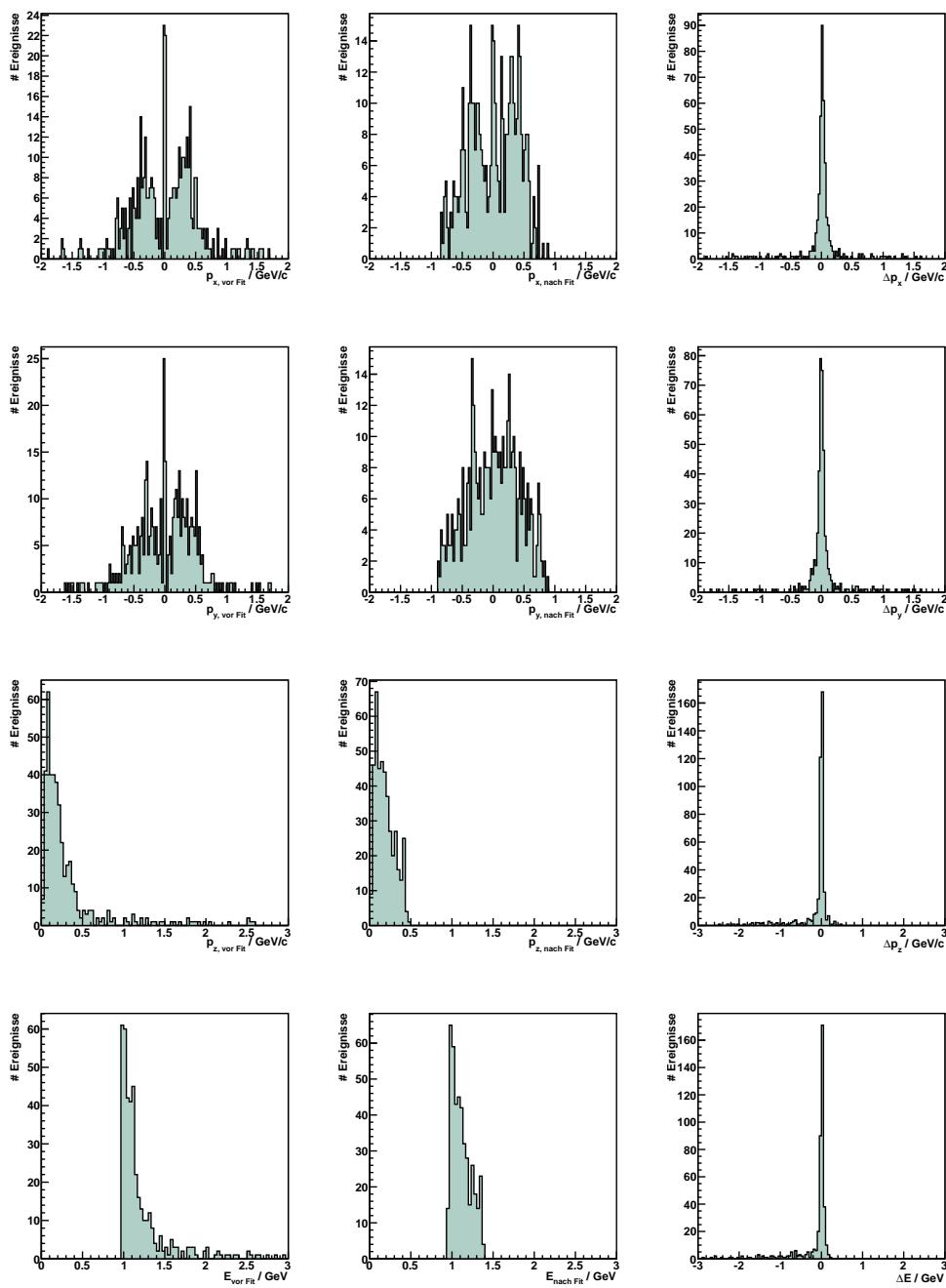


Abbildung A.14: Rückstoßproton: Impulse p_x , p_y , p_z und Protonenergie E aller Ereignisse mit $\chi^2_{red} < 10$; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz

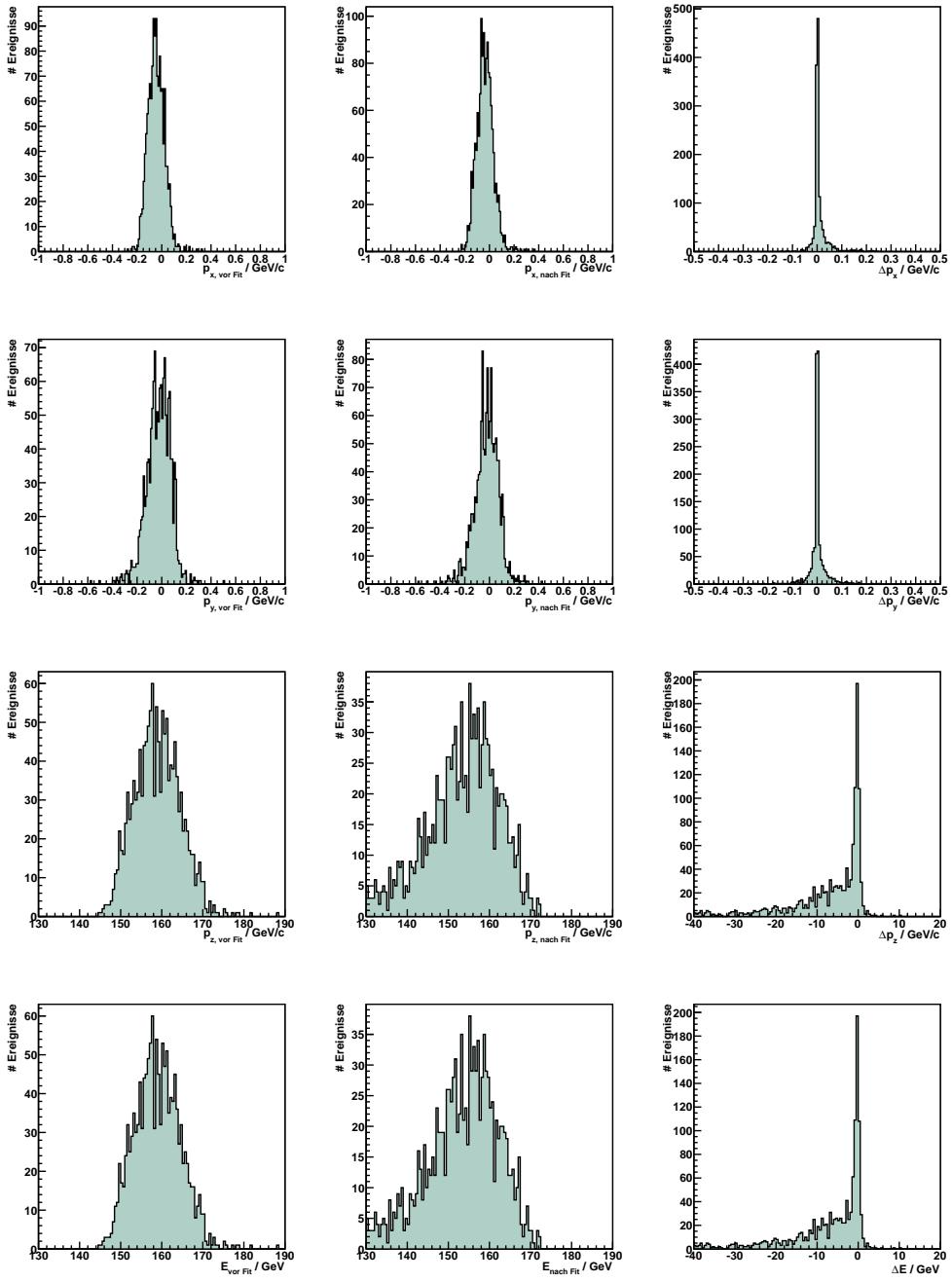


Abbildung A.15: Strahlmyon: Impulse p_x , p_y , p_z und Myonenergie E ; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz; es sind nur Ereignisse abgebildet, bei denen der Strahlmyon-Impuls gemessen wurde

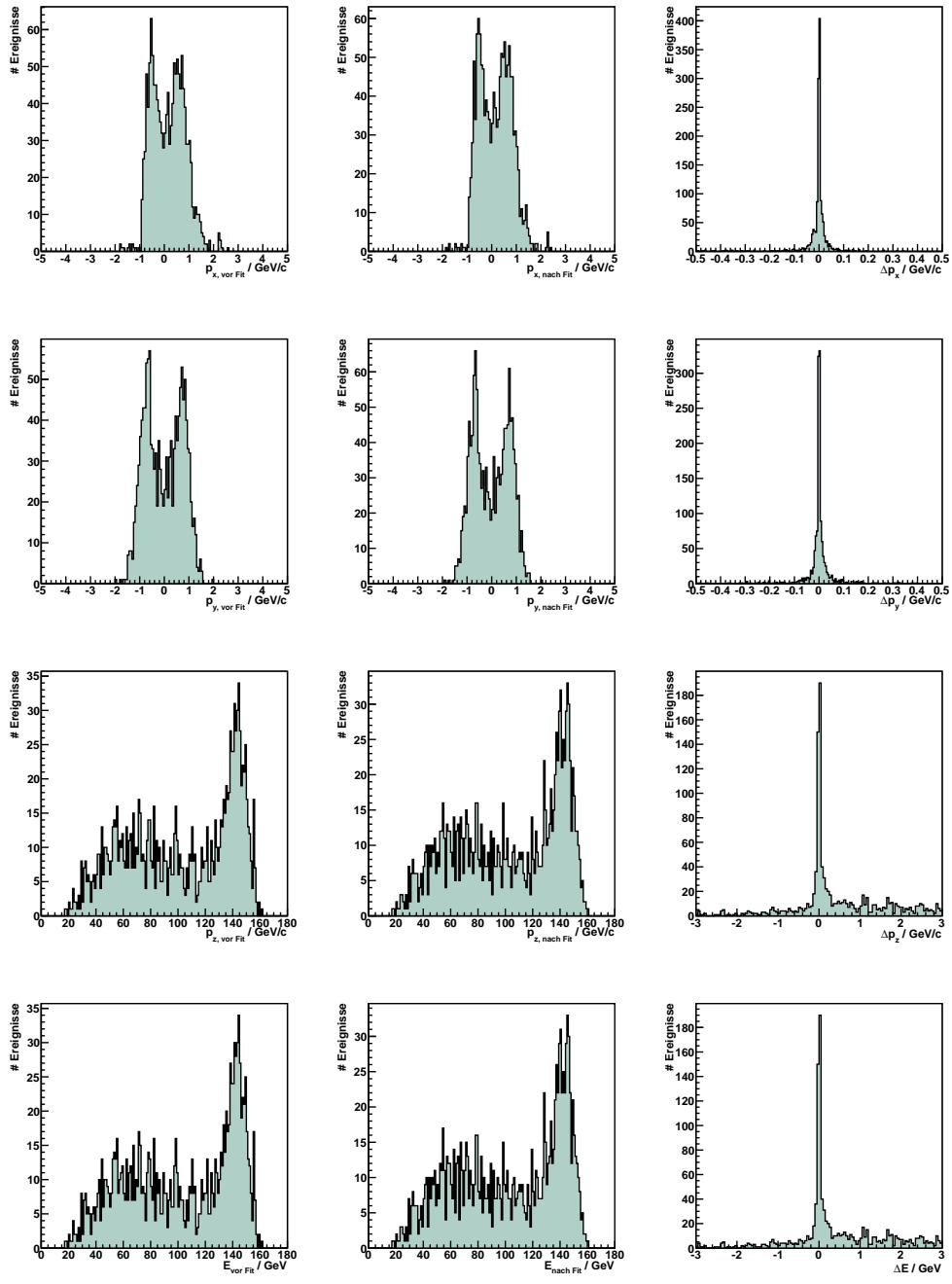


Abbildung A.16: Gestreutes Myon: Impulse p_x , p_y , p_z und Myonenergie E ; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz; es sind nur Ereignisse abgebildet, bei denen der Strahlmyon-Impuls gemessen wurde

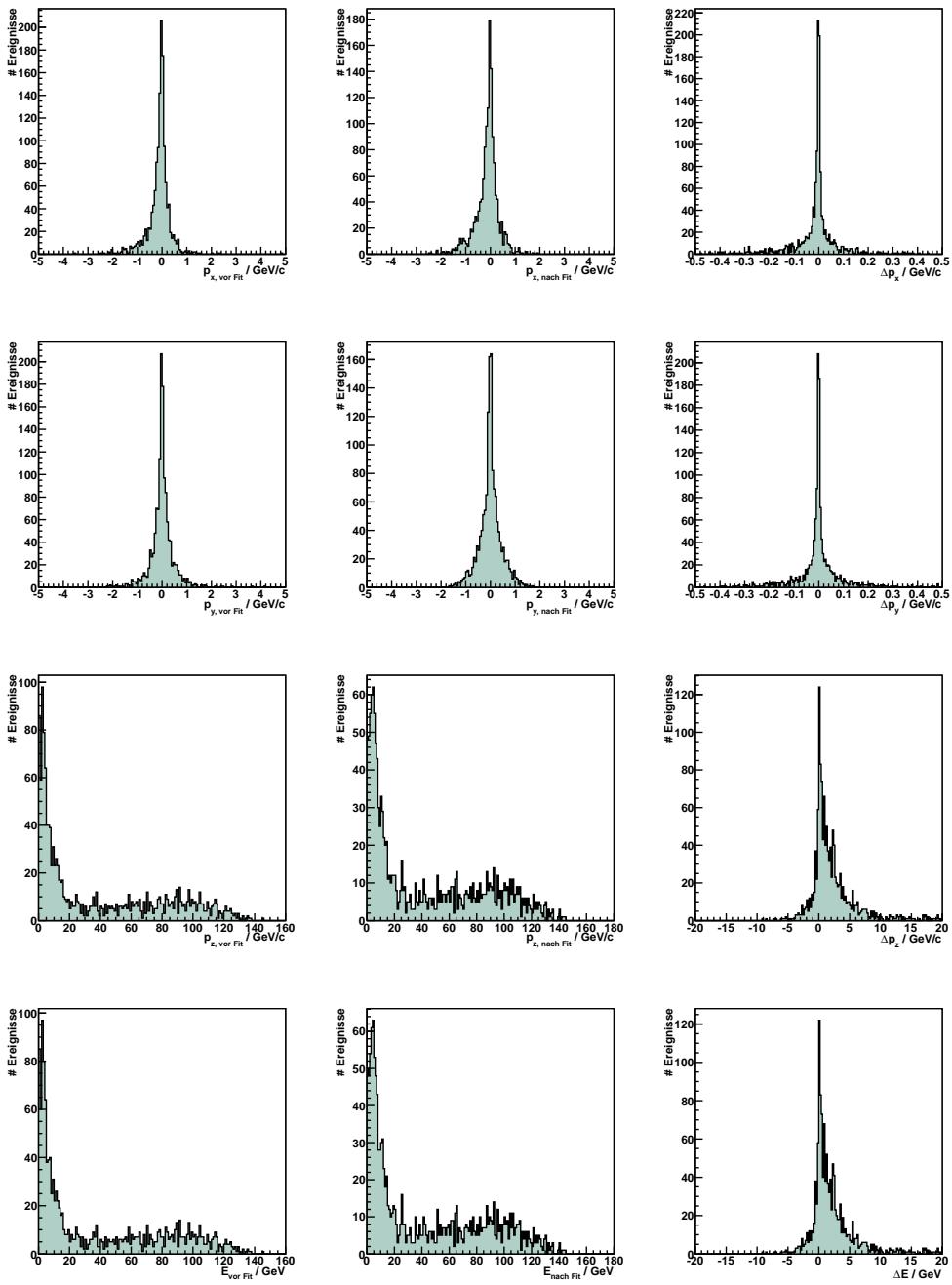


Abbildung A.17: Reelles Photon: Impulse p_x , p_y , p_z und Photonenergie E ; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz; es sind nur Ereignisse abgebildet, bei denen der Strahlmyon-Impuls gemessen wurde

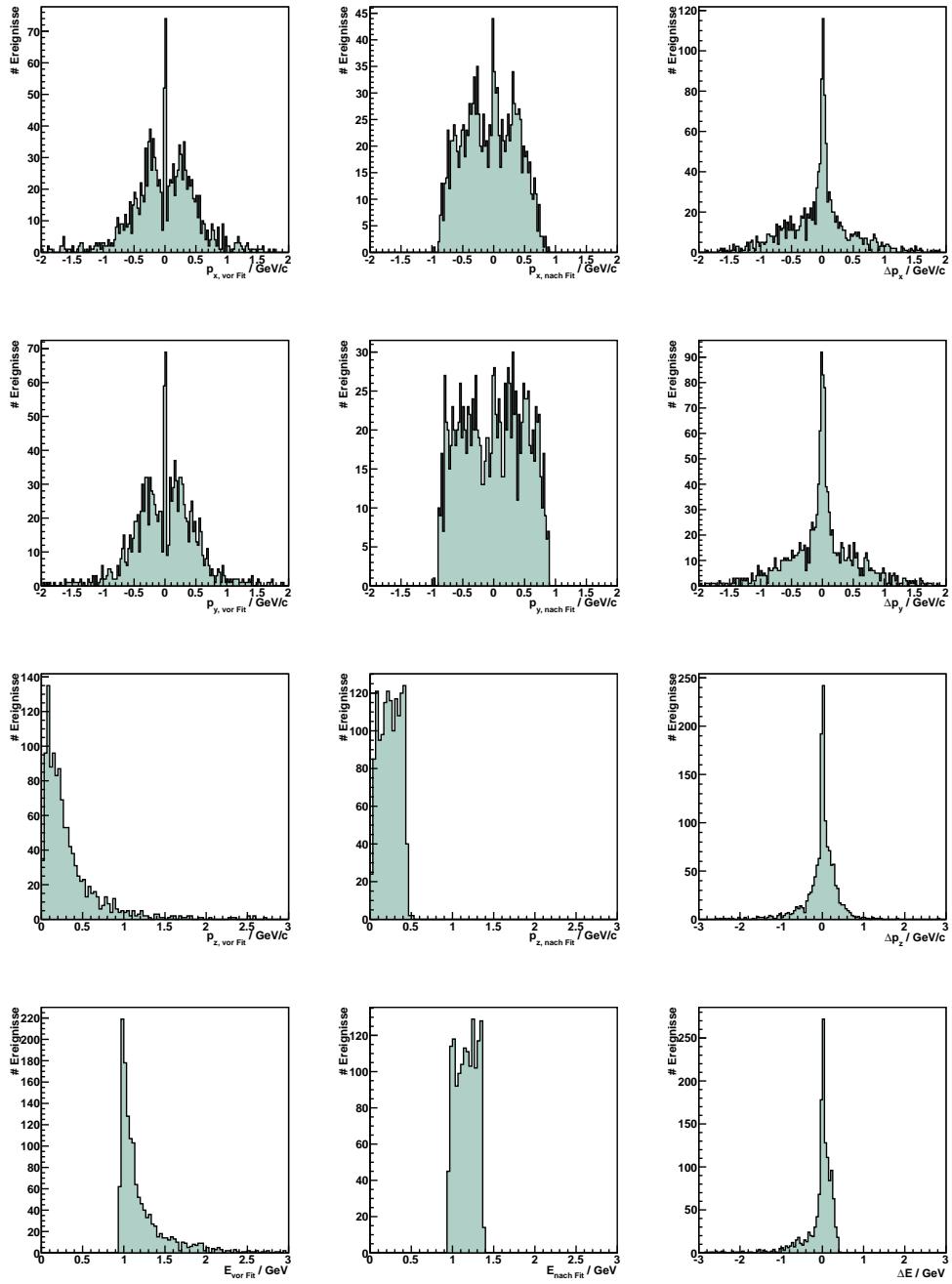


Abbildung A.18: Rückstoßproton: Impulse p_x , p_y , p_z und Protonenergie E ; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz; es sind nur Ereignisse abgebildet, bei denen der Strahlmyon-Impuls gemessen wurde

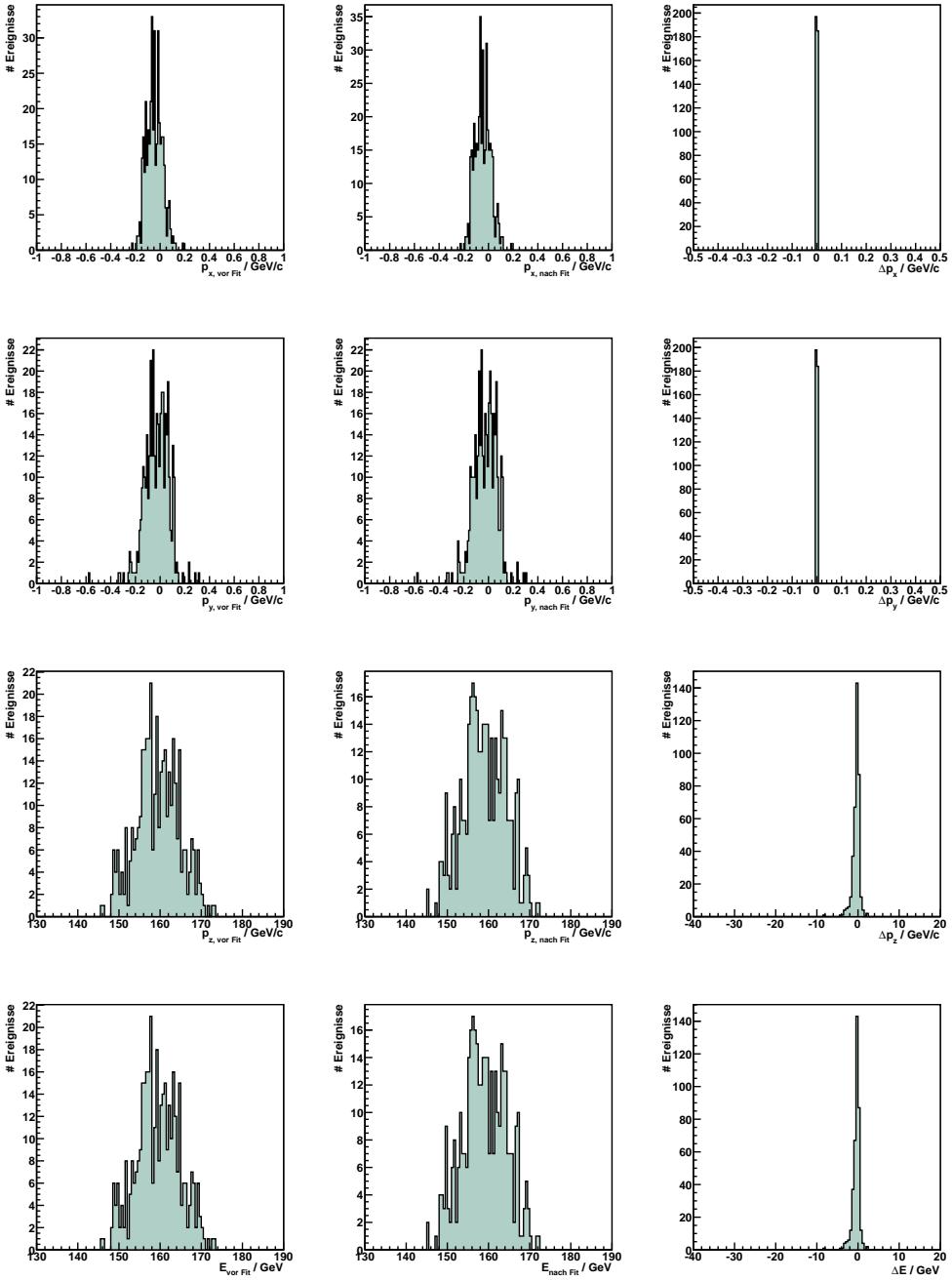


Abbildung A.19: Strahlmyon: Impulse p_x , p_y , p_z und Myonenergie E aller Ereignisse mit $\chi^2_{red} < 10$; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz; es sind nur Ereignisse abgebildet, bei denen der Strahlmyon-Impuls gemessen wurde

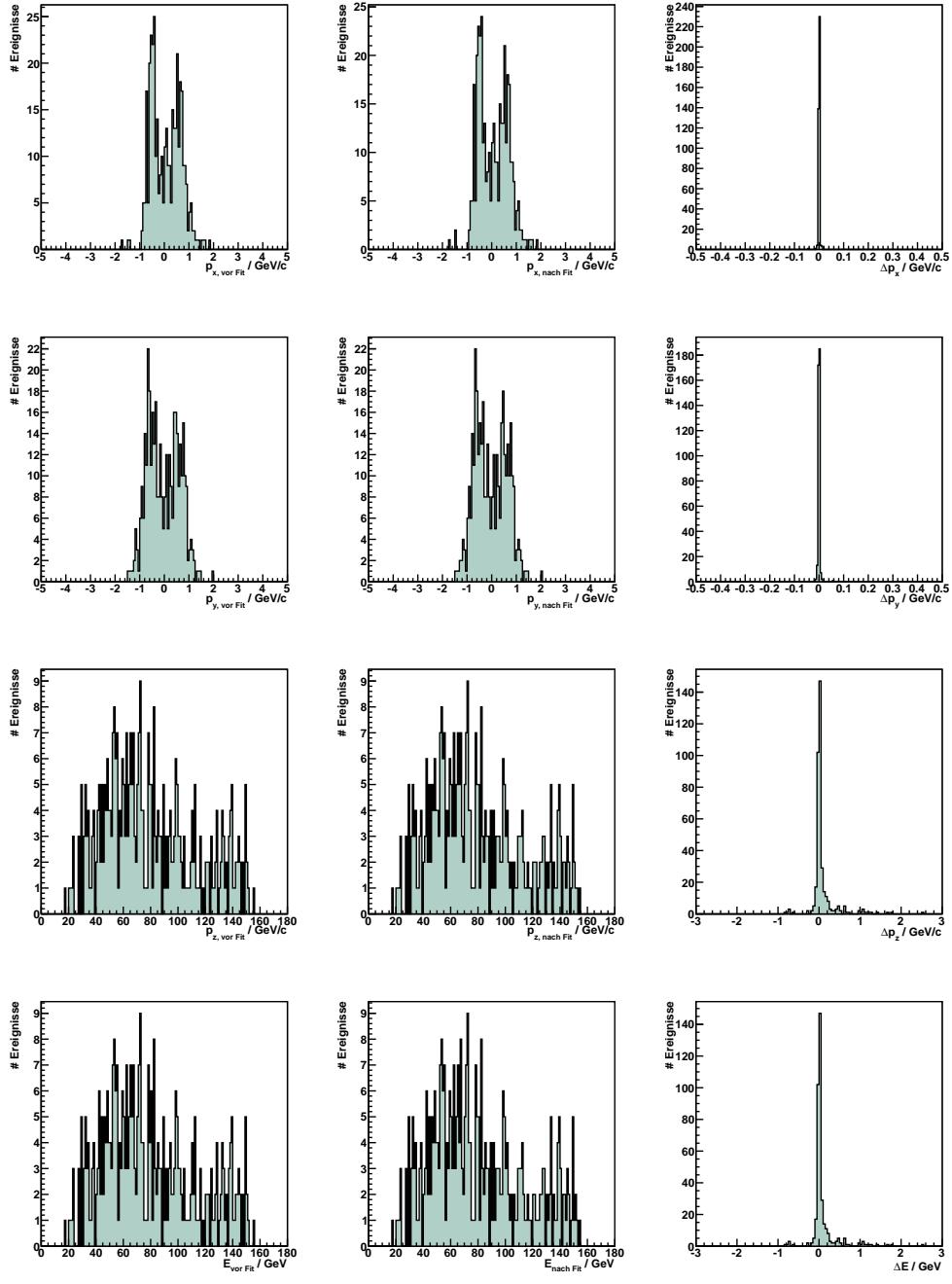


Abbildung A.20: Gestreutes Myon: Impulse p_x , p_y , p_z und Myonenergie E aller Ereignisse mit $\chi^2_{red} < 10$; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz; es sind nur Ereignisse abgebildet, bei denen der Strahlmyon-Impuls gemessen wurde

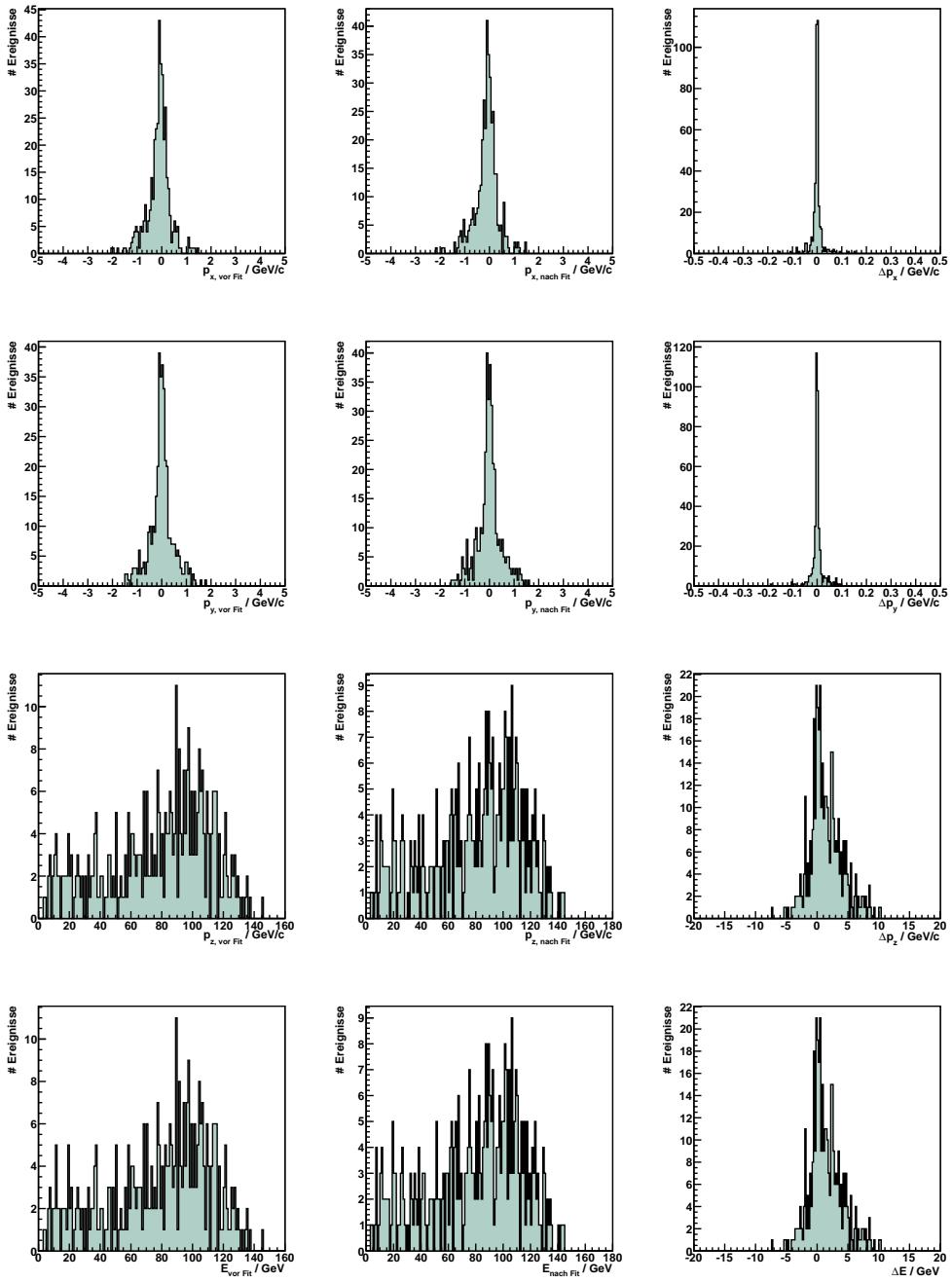


Abbildung A.21: Reelles Photon: Impulse p_x , p_y , p_z und Photonenergie E aller Ereignisse mit $\chi^2_{red} < 10$; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz; es sind nur Ereignisse abgebildet, bei denen der Strahlmyon-Impuls gemessen wurde

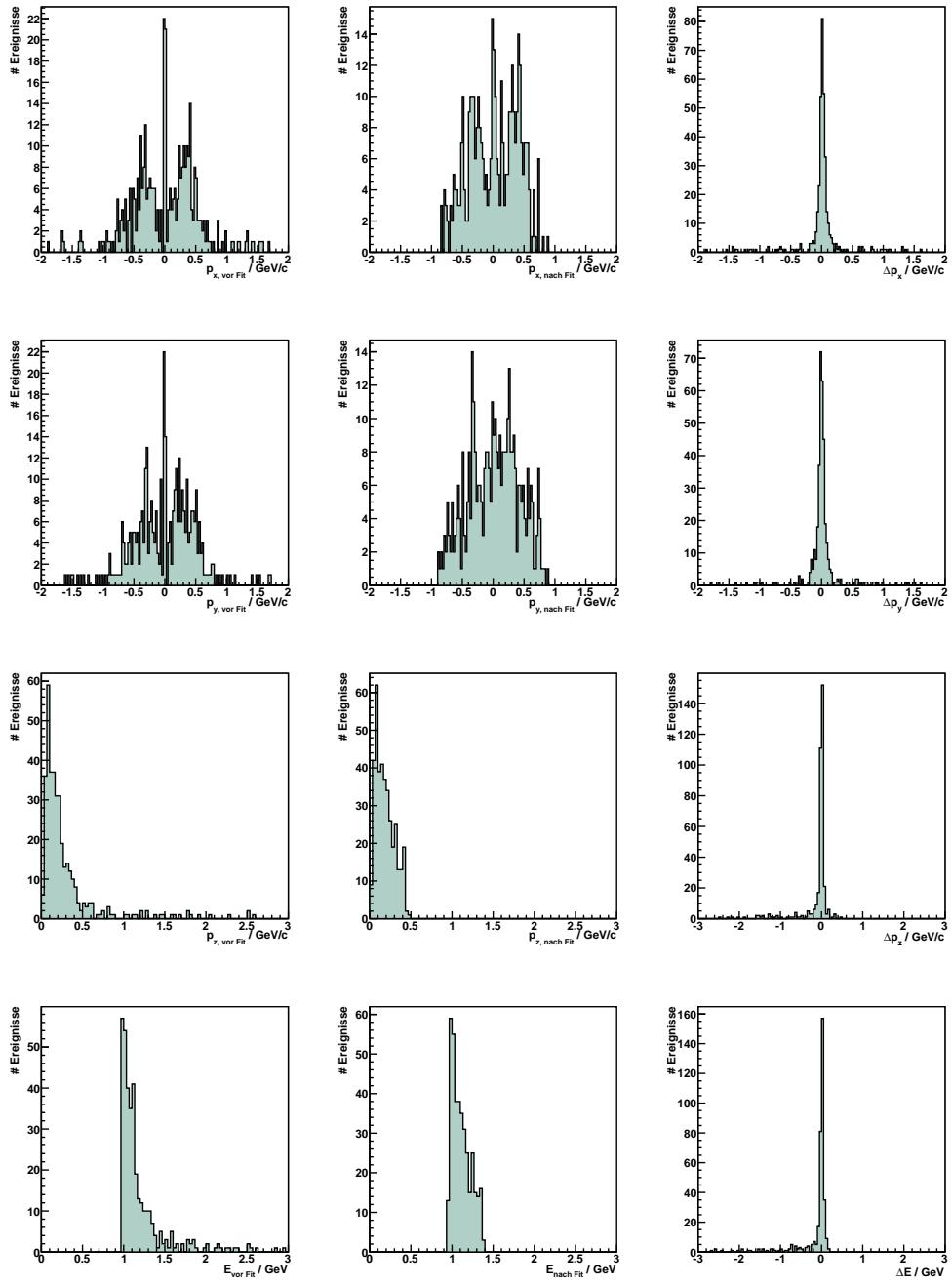


Abbildung A.22: Rückstoßproton: Impulse p_x , p_y , p_z und Protonenergie E aller Ereignisse mit $\chi^2_{red} < 10$; die erste Spalte zeigt die Werte vor dem kinematischen Fit, die zweite Spalte nach der Anpassung durch den Fit und die dritte Spalte veranschaulicht die Differenz; es sind nur Ereignisse abgebildet, bei denen der Strahlmyon-Impuls gemessen wurde

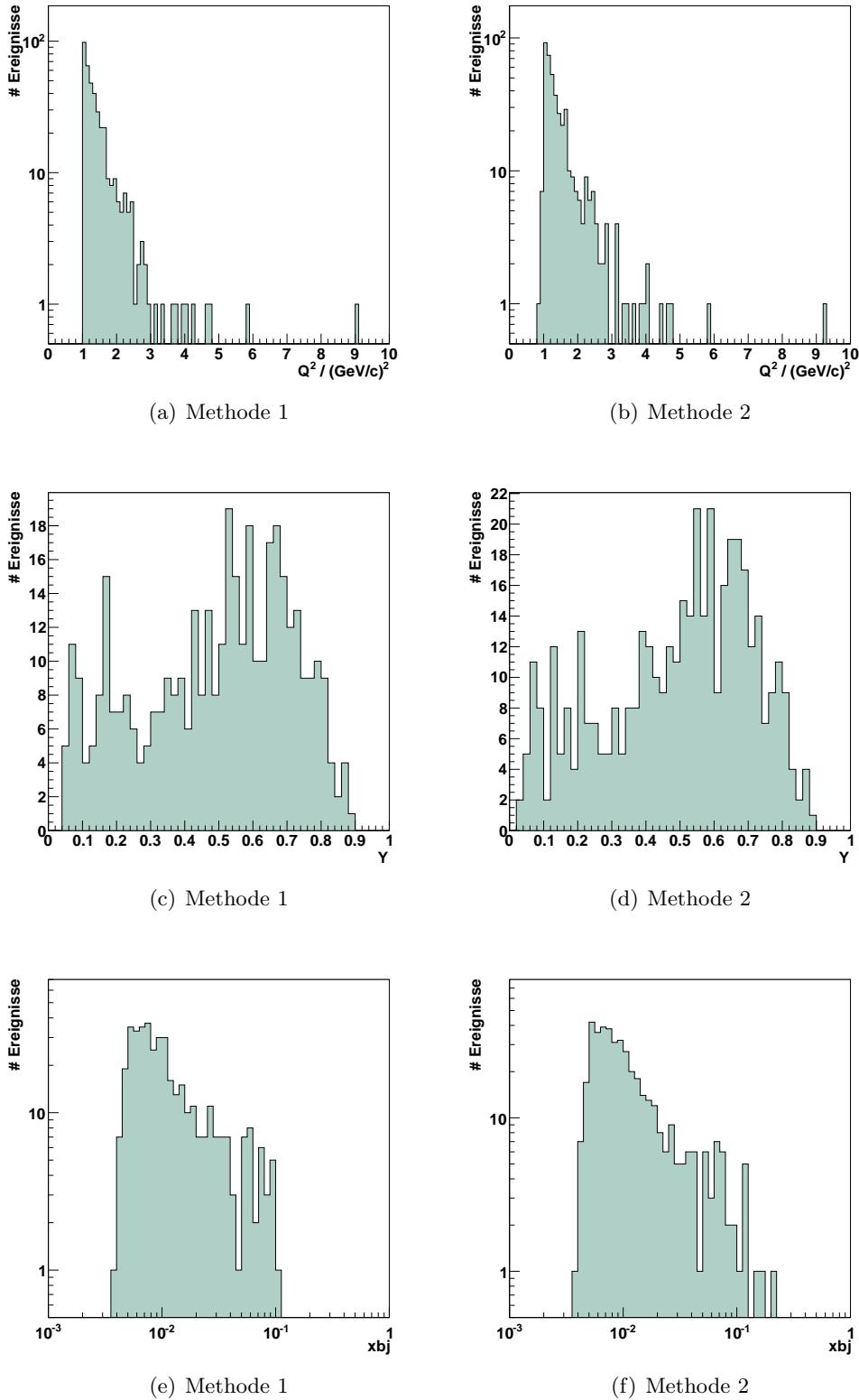


Abbildung A.23: Kinematische Variablen der finalen Ereignisse, die aus den Schnitten auf die exklusiven Variablen folgen (Methode 1) und die sich durch den kinematischen Fit ergeben (Methode 2)

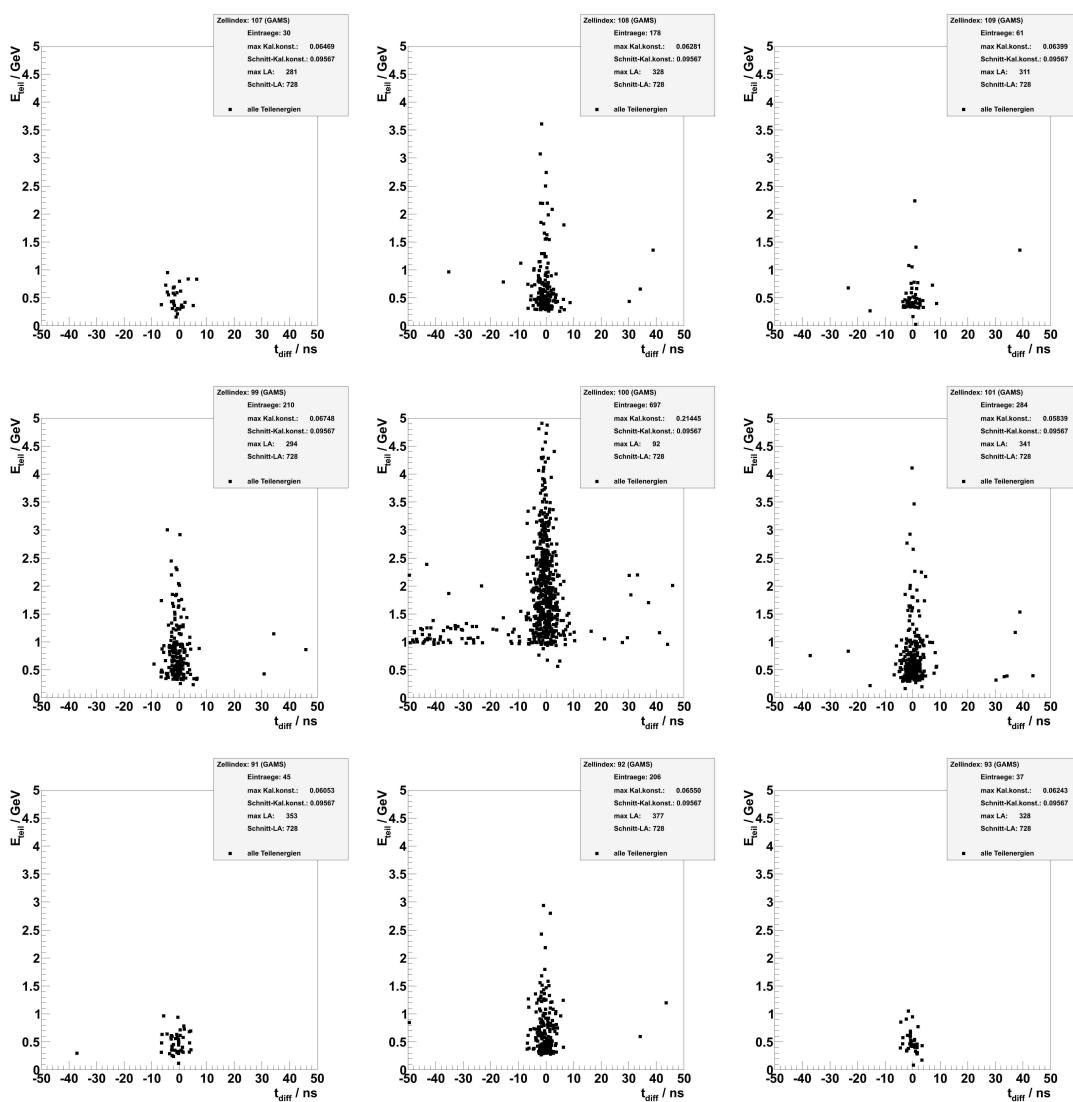


Abbildung A.24: Energie vs. Zeit der Teilenergien, die zu Clustern in ECAL1-Zelle Nr. 100 beitragen; die Histogramme sind entsprechend den Zellenpositionen im Kalorimeter angeordnet

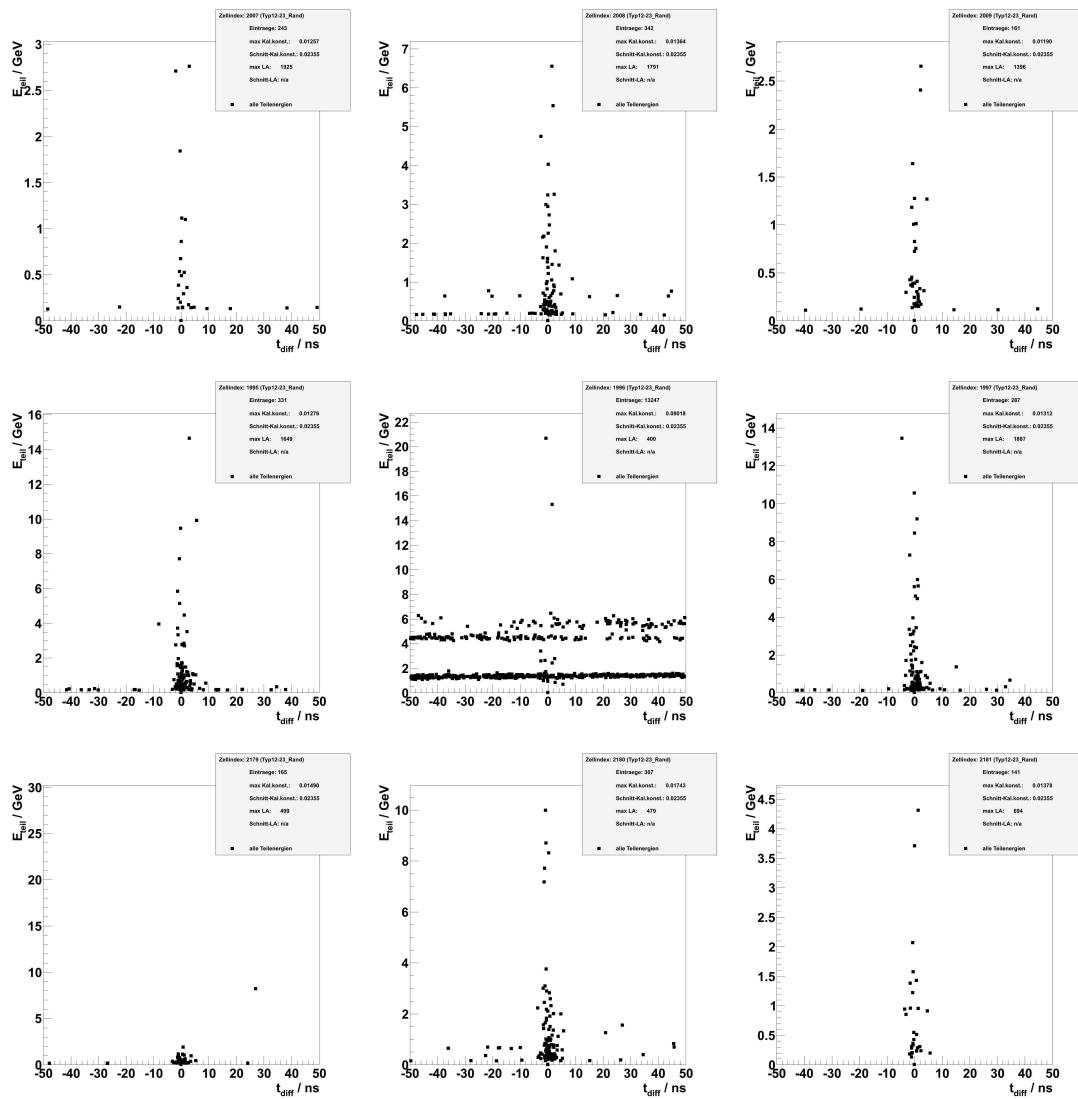


Abbildung A.25: Energie vs. Zeit der Teilenergien, die zu Clustern in ECAL2-Zelle Nr. 1996 beitragen; die Histogramme sind entsprechend den Zellenpositionen im Kalorimeter angeordnet

B. Abweichung in den ungeschnittenen Verteilungen

Beim Vergleich der ungeschnittenen Verteilungen aller Primärvertex-Positionen in Abbildung B.1 zeigt sich, dass die Verteilung von Periode W38 innerhalb eines Bereiches von 4 m vor dem Target deutlich von den anderen beiden abweicht. W39 und W40 zei-

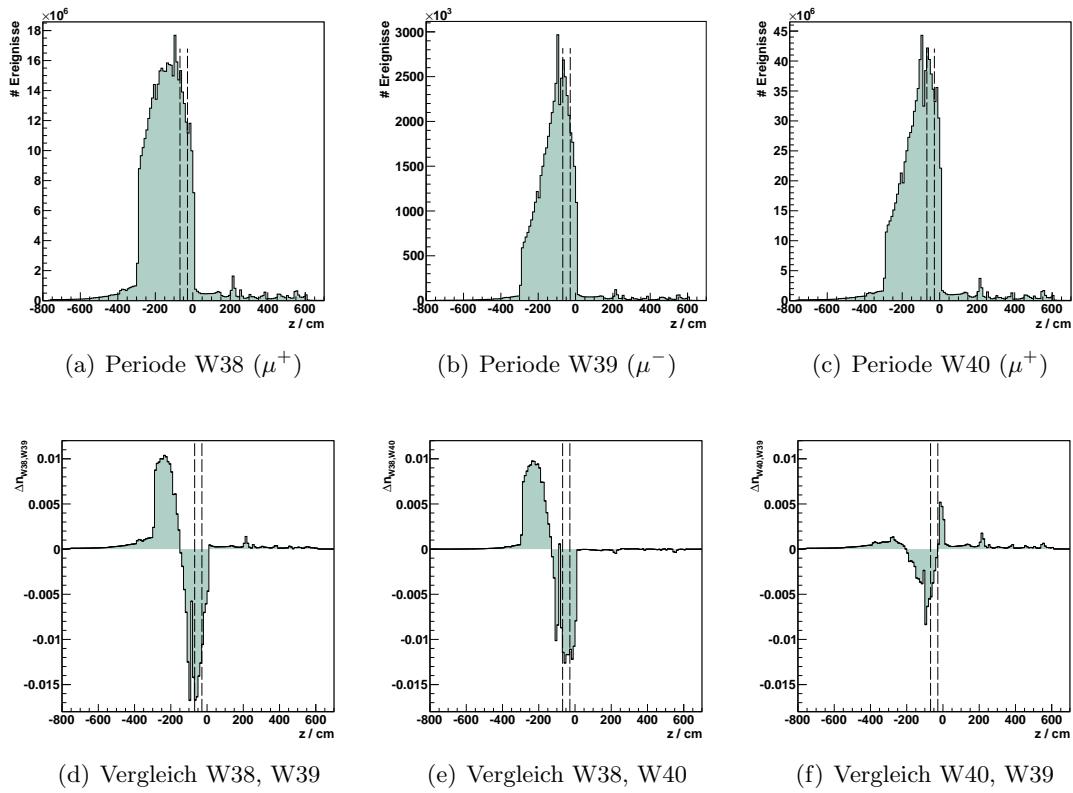


Abbildung B.1: Vergleich der z -Positionen der besten Primärvertizes ohne Schnitte; gestrichelte Linien: Position der Targetzelle

gen jedoch eine gute Übereinstimmung, obwohl es sich dabei um Messungen mit einem Myonstrahl mit umgekehrter Ladung handelt. Weiterhin befindet sich eine große Anzahl an Vertizes außerhalb des Targets, obwohl die Protonendichte dort in Strahlnähe viel geringer ist.

Dies lässt darauf schließen, dass es sich bei einem Großteil dieser Vertizes nicht um wirkliche Wechselwirkungspunkte handelt, sondern dass sie ein Artefakt des Konstruk-

tionsalgorithmus sind. Eine mögliche Erklärung wäre, dass kleine Änderungen in den rekonstruierten Strahlspuren in diesem Bereich als Vertizes fehlinterpretiert werden. Die veränderte Verteilung nach Periode W38 könnte somit aus einer minimalen Umstellung im Alignment oder der Strahlführung resultieren.

In Abbildung B.2 sind gemeinsam für alle Perioden die später bestimmten Q^2 -Werte der Primärvertizes gegen ihre z -Positionen aufgetragen. Es zeigt sich, dass die beschrie-

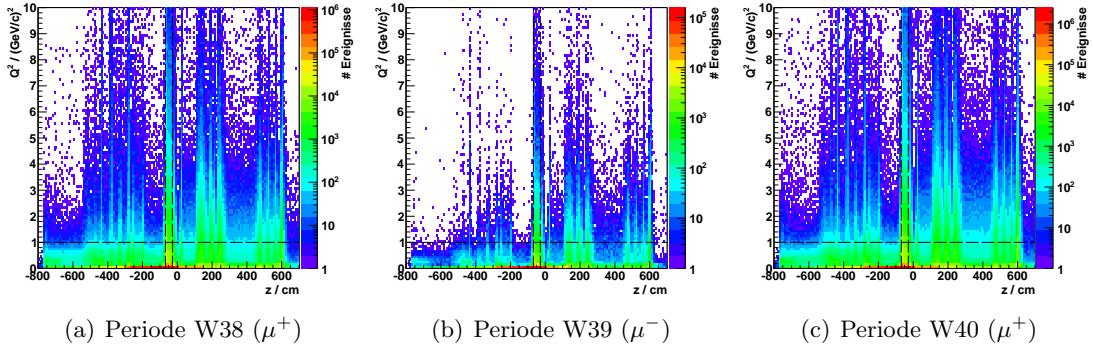


Abbildung B.2: Q^2 vs. Vertexposition ohne Schnitte; gestrichelte Linien markieren die späteren Schnittgrenzen, $-68,4 \text{ cm} < z < -28,4 \text{ cm}$ und $Q^2 > 1 (\text{GeV}/c)^2$

benen Vertizes überwiegend im Bereich $Q^2 < 0,1 (\text{GeV}/c)^2$ liegen, was die vorherige These unterstützt. Die horizontale, gestrichelte Linie veranschaulicht den unvermeidlichen Schnitt auf $Q^2 > 1 (\text{GeV}/c)^2$. Somit werden durch den Q^2 -Schnitt die nicht-physikalischen Ereignisse entfernt.

C. Minimierung der Lagrange-Funktion

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie sich durch die Minimierung der Lagrange-Funktion 4.30 die gesuchten Fitparameter $\Delta \vec{k}$ berechnen lassen. Dabei realisieren die Ableitungen bezüglich der Lagrange-Multiplikatoren λ_j die Einhaltung der Zwangsbedingungen des kinematischen Fits, denn im Extremum muss gelten:

$$\nabla_{\vec{k}, \vec{\lambda}} L(\vec{k}, \vec{\lambda}) \stackrel{!}{=} \vec{0} \quad (\text{C.1})$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial L(\vec{k}, \vec{\lambda})}{\partial k_1}, \dots, \frac{\partial L(\vec{k}, \vec{\lambda})}{\partial k_{12}}, \frac{\partial L(\vec{k}, \vec{\lambda})}{\partial \lambda_1}, \dots, \frac{\partial L(\vec{k}, \vec{\lambda})}{\partial \lambda_4} \right) \stackrel{!}{=} \vec{0} \quad (\text{C.2})$$

$$\Rightarrow \frac{\partial L(\vec{k}, \vec{\lambda})}{\partial \lambda_m} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{C.3})$$

$$\Rightarrow f_m(\vec{k}) \stackrel{!}{=} 0. \quad (\text{C.4})$$

Da nicht alle Zwangsbedingungen linear sind, wird ein Iterationsverfahren zur Linearisierung verwendet, um die Gleichungen analytisch lösen zu können. Dazu werden die Bedingungsgleichungen in erster Ordnung taylorentwickelt

$$f_m(\vec{k}^{n+1}) \approx f_m(\vec{k}^n) + \sum_{i=1}^{12} \frac{\partial f_m}{\partial k_i} (\Delta k_i - \Delta k_i^n) \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{C.5})$$

$$\Rightarrow \vec{f}(\vec{k}^n) + J(\Delta k_i - \Delta k_i^n) = \vec{0}. \quad (\text{C.6})$$

Dabei sind

$\vec{k} \hat{=} \text{Startwerte der gemessenen Parameter}$

$\vec{k}^n \hat{=} \text{Werte nach Iterationsschritt } n$

$$J := \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{k}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial k_1} & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial k_{12}} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_4}{\partial k_1} & \cdots & \frac{\partial f_4}{\partial k_{12}} \end{pmatrix}.$$

Durch die Einführung eines Vektors \vec{c}

$$\vec{c} := J \Delta \vec{k}^n - \vec{f}(\vec{k}^{n+1}), \quad (\text{C.7})$$

lässt sich die Bedingung C.6 vereinfacht schreiben als

$$J \cdot \Delta \vec{k} - \vec{c} = \vec{0}. \quad (\text{C.8})$$

Einsetzen in die Lagrange-Gleichung (4.30) ergibt

$$L = \Delta\vec{k}^T C^{-1} \Delta\vec{k} + 2\vec{\lambda}^T (J\Delta\vec{k} - \vec{c}). \quad (\text{C.9})$$

Aus den Bedingungen C.3 an die Ableitungen nach \vec{k} und $\vec{\lambda}$ folgt damit ein Gleichungssystem aus den 12 Gleichungen

$$C^{-1} \Delta\vec{k} + J^T \vec{\lambda} = \vec{0}, \quad (\text{C.10})$$

sowie den 4 Gleichungen

$$J\Delta\vec{k} - \vec{c} = \vec{0}. \quad (\text{C.11})$$

Zusammengefasst gilt es also folgende Gleichungen mit 16 Unbekannten, zu lösen:

$$\begin{pmatrix} C^{-1} & J^T \\ J & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\vec{k} \\ \vec{\lambda} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{0} \\ \vec{c} \end{pmatrix}. \quad (\text{C.12})$$

Zum Auflösen nach den Unbekannten $\Delta\vec{k}$, $\vec{\lambda}$ wird Gleichung (C.8) in (C.10) eingesetzt und umgeformt, sodass schließlich folgt:

$$\Delta\vec{k} = -CJ^T C_J \vec{c} \quad (\text{C.13})$$

$$\vec{\lambda} = -C_J \vec{c} \quad (\text{C.14})$$

$$\text{wobei: } C_J := (JCJ^T)^{-1}. \quad (\text{C.15})$$

Mit dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz ergeben sich damit auch die neuen Kovarianzmatrizen

$$C' = \frac{\partial \vec{y}'}{\partial \vec{y}} C = (\mathbb{1} + CJ^T C_J \underbrace{\frac{\partial \vec{c}}{\partial \vec{y}}}_{-J}) C \quad (\text{C.16})$$

$$C'_\lambda = C_J. \quad (\text{C.17})$$

Literaturverzeichnis

- [1] J. Thomson. *XXIV. On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure.* Philosophical Magazine, Series 6, Volume 7, Nr. 39, S.237-265, März 1904. doi:10.1080/14786440409463107, <http://dx.doi.org/10.1080/14786440409463107>.
- [2] E. Rutherford. *The Structure of the Atom.* Philosophical Magazine, Series 6, Volume 27, S.488-498, März 1914.
- [3] J. Bjorken, E. Paschos. *Inelastic Electron-Proton and Gamma-Proton Scattering and the Structure of the Nucleon.* Phys. Rev. 185 Nr.5, S.1975-1982, Stanford University, September 1969. doi:10.1103/PhysRev.185.1975.
- [4] S. Kullander. *Highlights of the European muon collaboration.* Nucl. Phys. A518, S.262-296, 1990. doi:10.1016/0375-9474(90)90549-2.
- [5] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche. *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte.* 7.Aufl. Springer-Verlag, Heidelberg, 2006. 978-3-540-36685-0.
- [6] R. Jaffe, A. Manohar. *The $g(1)$ Problem: Fact and Fantasy on the Spin of the Proton.* Nuclear Physics B337, Nr.1-2, S.509-546, 1990. doi:10.1016/0550-3213(90)90506-9.
- [7] COMPASS Collaboration, V. Alexakhin, und andere. *The deuteron spin-dependent structure function g_1^d and its first moment.* Phys. Lett. B647, S.8-17, 2007. doi:10.1016/j.physletb.2006.12.076.
- [8] R. Field. *Applications of perturbative QCD.* Addison Wesley Longman Publishing Company, 1989. 978-0201142952.
- [9] F. Halzen, A. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics.* ISBN 0-471-88741-2, Wiley, 1984.
- [10] C. Callan, J. Gross. *High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current.* Phys. Rev. Lett. 22, S.156-159, 1969. doi:10.1103/PhysRevLett.22.156.

- [11] D. Müller, D. Robaschik, B. Geyer. *Wave Functions, Evolution Equations and Evolution Kernels from Light-Ray Operators of QCD*. Fortsch. Phys. 42, S.101, 1994. arXiv:hep-ph/9812448.
- [12] A. Radyushkin. *Nonforward Parton Distributions*. Phys. Rev. D56, S.5524-5557, November 1997. doi:10.1103/PhysRevD.56.5524.
- [13] A. Belitsky, D. Müller, A. Kirchner. *Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon*. Nucl. Phys. B629, S.323-392, 2002. doi:10.1016/S0550-3213(02)00144-X.
- [14] M. Burkardt. *Transverse deformation of parton distributions and transversity decomposition of angular momentum*. Phys. Rev. D72, Nr.9, November 2005. doi:10.1103/PhysRevD.72.094020.
- [15] COMPASS Collaboration, F. Gautheron, und andere. *COMPASS-II Proposal*. CERN-SPSC-2010-014, SPSC-P340, European Organization For Nuclear Research, Mai 2010.
- [16] X. Ji. *Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin*. Phys. Rev. Lett. 78, Nr.4, S.610-613, Januar 1997. doi:10.1103/PhysRevLett.78.610.
- [17] M. Burkardt, C. Miller, W.-D. Nowak. *Spin-polarized high-energy scattering of charged leptons on nucleons*. Reports on Progress in Physics 73 Nr.1, S.8-162, 2009. doi:10.1088/0034-4885/73/1/016201.
- [18] COMPASS Collaboration, P. Abbon, und andere. *The COMPASS Experiment at CERN*. CERN-PH-EP/2007-001, Nucl. Instrum. Meth. 577, Nr.3, S.455-518, arXiv:hep-ex/0703049v1, Januar 2007.
- [19] J. Bernhard. *Aufbau des inneren Rings eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Mainz, Dezember 2007.
- [20] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 4, überarb. Aufl. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2005. 978-3-835-10058-9.
- [21] N. d'Hose, und andere. *Electronic Design for a proton trigger and a Time of Flight measurement with the Recoil Proton Detector for the Hadron Program*. internal COMPASS note, CERN, 2007.
- [22] C. Marchand, S. Platchkov. *ECAL1 Laser monitoring - stability and calibration of lead glass blocks*. Compass-paper, European Organization For Nuclear Research, Februar 2010.
- [23] R. Frühwirth. *Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A262 (1987) 444-450, Institut für Hochenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften, Vienna, Austria, Juni 1987.
- [24] F. Heinsius. *Definition of beam track, scattered muon and vertex*. COMPASS Data Analysis - Offline Pages, CERN, Mai 2006.

- [25] Y. Bedfer, S. Gerassimov, A. Korzenev, R. Windmolders. *COMPASS's track reconstruction algorithm*. COMPASS Note 2004-1, CERN, Januar 2004.
- [26] V. Alexakhin, B. Badelek, und andere. *Vertex reconstruction in the COMPASS spectrometer. Part I. Monte Carlo studies*. COMPASS Note 2001-17, CERN, Dezember 2001.
- [27] R. Brun, und andere. *Root Users Guide 5.26*. CERN, Dezember 2009.
- [28] G. Sergei. *PHAST documentation - Classes*. CERN, COMPASS, 2011.
- [29] J. Sundermann, T. Goepfert. *KinFitter A Kinematic Fit with Constraints*. <https://github.com/goepfert/KinFitter/wiki/KinFitter—A-Kinematic-Fit-with-Constraints>, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Technische Universität Dresden, 2009.
- [30] S. Brandt. *Datenanalyse*. 4. Aufl. Spektrum Akademie Verlag, Juli 1999. 3-8274-0158-5.
- [31] J. ter Wolbeek. *Nachweis exklusiv erzeugter Photonen in der tief-virtuellen Compton Streuung*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, November 2010.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit entscheidend beigetragen haben:

- Prof. Dr. Horst Fischer für die Vergabe des spannenden Themas und die permanente Unterstützung während den eineinhalb Jahren, die wie im Flug vergingen
- Prof. Dr. Kay Königsmann für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe
- Johannes ter Wolbeek und Katharina Schmidt für das sehr ausführliche Korrekturlesen und die stets große Hilfsbereitschaft
- Allen Mitgliedern der Abteilung für die angenehme Arbeitsatmosphäre
- Meiner Familie für die liebevolle und geduldige Unterstützung während meines gesamten Studiums

Erklärung

Hiermit erkäre ich, dass die vorliegende Arbeit selbstständig von mir verfasst wurde und dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen als Hilfsmittel verwendet habe.

Steffen Bauer Freiburg, Januar 2013