Untersuchung des QED-Bremsstrahlungsprozesses bei kleinen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor bei HERA

von

Thomas Kluge

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Februar 2000

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B
Prof. Dr. Flügge

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Mit dem Speicherring HERA und den dort betriebenen Detektoren steht ein leistungsfähiges Messinstrument zur Erforschung des Protons zur Verfügung. Die Detektoren H1 und ZEUS untersuchen die Streuung von Elektronen[1] an Protonen bei einer hohen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV, unter anderem zur Messung der Substruktur des Protons.
Eine einzelne Elektron-Proton-Streuung, ein sogenanntes Ereignis, kann durch die Angabe von wenigen skalaren Größen, den kinematischen Variablen, physikalisch charakterisiert werden. Eine dieser Größen ist das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags zwischen Elektron und Proton, bezeichnet mit Q^2. Anschaulich interpretiert ist dies die räumliche Auflösung, mit der man die Struktur des Protons untersucht, wobei ein großer Wert einer hohen Auflösung entspricht.
Die Eigenschaften des Beschleunigers einerseits und des Detektors andererseits geben das der Messung zugängliche Q^2-Intervall vor. Bei HERA kann man sehr große Q^2, bis zu $10^4\,\mathrm{GeV}^2$, erreichen, wodurch Strukturen auf den kleinsten Längenskalen im Proton untersucht werden können. Aus der Sicht der theoretischen Physik ist dies der Bereich, in dem die entsprechende Feldtheorie, die Quantenchromodynamik, störungstheoretisch (perturbativ) behandelt werden kann, was bei kleinem Q^2 im Allgemeinen nicht mehr möglich ist.
In 1998 wurde der H1-Detektor um eine neue Komponente erweitert, das VLQ-Spektrometer[2], welches den zugänglichen Q^2-Bereich zu kleinen Werten, um das Intervall von ca. 0,04 GeV^2 bis ca. 1 GeV^2, vergrößert. Hierdurch wird ein Studium des sogenannten Übergangsbereichs von perturbativer zu nicht perturbativer Quantenchromodynamik ermöglicht.
Die vorliegende Arbeit stellt eine der ersten Analysen vor, die mit dem VLQ-Spektrometer durchgeführt wurden. Gegenstand der Untersuchung ist dabei ein bestimmter Streuprozess, die "QED-Compton-Streuung". Hierbei handelt es sich um einen Prozess, der nicht durch die Quantenchromodynamik, sondern durch die Quantenelektrodynamik beschrieben wird und als Bremsstrahlung interpretiert werden kann. Elektron und Photon im Endzustand eines elastischen QED-Compton-Ereignisses können mit dem VLQ-Spektrometer gemessen werden, wobei die Kinematik überbestimmt ist, d.h. der Vierervektor des einen Teilchens legt den des anderen fest. Misst man beide Teilchen eines Ereignisses, so kann die zusätzliche In-

[1] Hier und im Folgenden ist mit "Elektron" ebenfalls das Antiteilchen, das Positron, gemeint. Mit HERA können sowohl Elektronen als auch Positronen beschleunigt werden.
[2] VLQ steht für **V**ery **L**ow **Q**^{2}.

formation genutzt werden, die exakte Einbauposition des VLQ-Spektrometers zu bestimmen; im Folgenden wird diese Prozedur als "Alignment" bezeichnet. Mithilfe einer gewöhnlichen Vermessung könnte man dagegen nur vergleichsweise ungenaue Ergebnisse erzielen. Ist das Alignment einmal gut bestimmt, so ermöglicht dies andere Analysen (wie die Messung der Protonstrukturfunktion F_2) durch die auf diese Weise verbesserte Genauigkeit bei der Bestimmung der kinematischen Variablen.

Die vorliegende Arbeit ist in vier Kapitel gegliedert:

Das erste Kapitel stellt den verwendeten Messaufbau vor, d.h. das VLQ-Spektrometer und die anderen Komponenten des H1-Detektors. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Funktionsweise der verschiedenen Subdetektortypen, dem Triggersystem und der Datenauslese.

Kapitel 2 beschreibt einige Eigenschaften der QED-Comptonstreuung, wie sie sich aus theoretischen Überlegungen ergeben. Zusammen mit den Ergebnissen des dritten Kapitels, in dem Studien mithilfe von Monte-Carlo-Generatoren vorgestellt werden, können Selektionsschnitte definiert und Ratenabschätzungen durchgeführt werden.

Die Analyse der gemessenen Daten wird in Kapitel 4 vorgestellt, zusammen mit Methode und Ergebnis des Alignments. Weiterhin wird ein erster Vergleich zwischen realen Daten und Ereignissen aus einer Detektorsimulation vorgenommen.

Kapitel 1

Der H1-Detektor bei HERA

Dieses Kapitel beschreibt den für die vorliegende Arbeit verwendeten Messaufbau, den H1-Detektor. Besonderen Raum nimmt dabei das VLQ-Spektrometer ein, da dieser Subdetektor des H1-Experiments die zentrale Rolle in der folgenden Analyse spielt.

1.1 Das Forschungszentrum DESY

Das Forschungszentrum DESY[1] in Hamburg betreibt Teilchenbeschleuniger und Speicherringe, an denen Experimente mit unterschiedlichen Zielsetzungen durchgeführt werden. Einen Schwerpunkt bildet dabei die Grundlagenforschung zur Hochenergiephysik. Ebenfalls hohen Stellenwert hat die angewandte Forschung mit Synchrotronstrahlung in den Bereichen der Festkörperphysik, Biologie und Medizin.
Im Anschluss an die Gründung des DESY in 1959 erfolgten die ersten Experimente an dem gleichnamigen Elektronensynchrotron DESY [4]. In den siebziger Jahren wurde der Elektron-Positron-Speicherring DORIS[2] (288 m Umfang, 7 GeV Schwerpunktsenergie, später 11,2 GeV) in Betrieb genommen, mit dem u.a. Charm-Quarks und Tau-Leptonen nachgewiesen wurden. Eine der bedeutendsten Entdeckungen bei DESY gelang 1978 an dem mit 2,3 km Umfang deutlich größeren Elektron-Positron-Speicherring PETRA[3]: der erste Nachweis von Gluonen durch Beobachtung von 3-Jet-Ereignissen. Mit PETRA wurden die damals weltweit höchsten Schwerpunktsenergien von zunächst 37 GeV, später 47 GeV, erzielt.
Seit 1991 bildet HERA[4], der einzige Elektron-Proton-Speicherring überhaupt, das Herzstück der Teilchenphysik bei DESY. Das folgende Kapitel geht näher auf diesen Beschleuniger und die dort betriebenen Kollisions- und Fixed-Target-Experimente ein.
Für die Zukunft ist ein weiterer Ausbau der Teilchenbeschleuniger geplant. Zunächst wird

[1] **D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron
[2] **Do**ppel **Ri**ng **S**peicher
[3] **P**ositron **E**lektron **T**andem **R**ing **A**nlage
[4] **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage

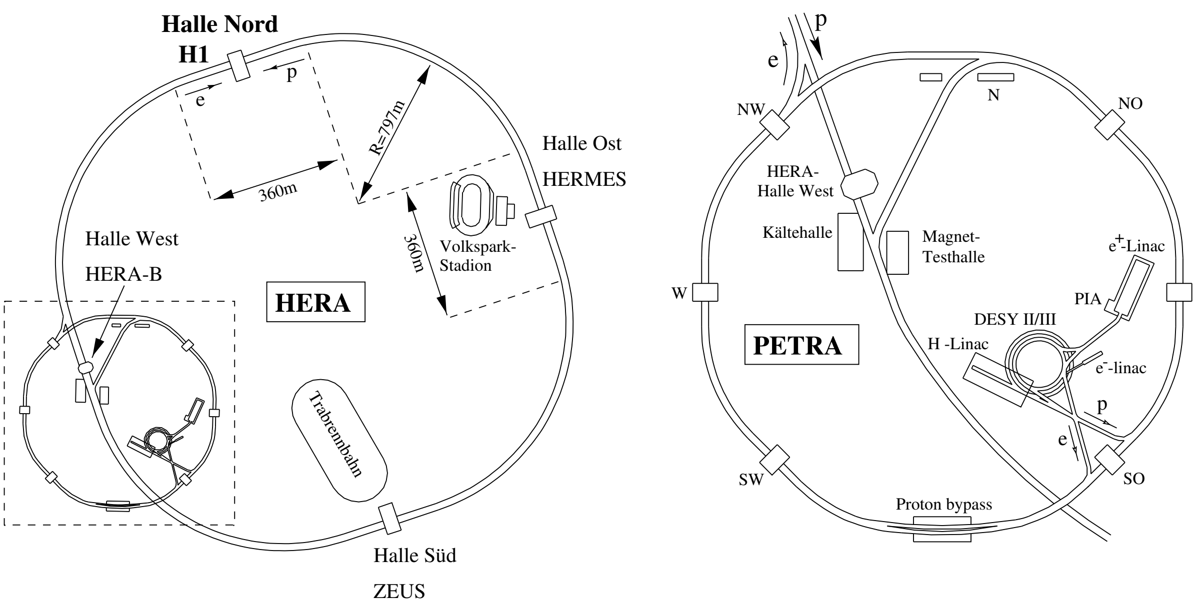


Abb. 1.1: Der Speicherring HERA (links) und die Vorbeschleuniger auf dem DESY-Gelände (rechts).

im Jahr 2000 eine Erhöhung der Luminosität bei HERA angestrebt. Dies erfordert Modifikationen an der Strahloptik und an den Experimenten. Noch in der Planungsphase befindet sich TESLA, ein Elektron-Positron-Linearbeschleuniger mit Schwerpunktsenergien im 1 TeV Bereich.

1.2 Der Speicherring HERA

Die in HERA umlaufenden Elektron- und Protonstrahlen werden in zwei getrennten Ringen von 6336 m Umfang gespeichert, die nur an zwei Kollisionspunkten zusammengeführt werden. Die Ablenkung der Protonen in den gekrümmten Ringteilen erfordert eine sehr große magnetische Feldstärke von 4,7 T, die von supraleitenden Magneten erzeugt wird. Hohlraumresonatoren, im Elektronring teilweise ebenfalls supraleitend, ermöglichen die Beschleunigung der Protonen auf 920 GeV, der Elektronen auf 27,5 GeV. Die Verwendung von Hohlraumresonatoren erzwingt es, die Teilchenstrahlen aus diskreten Paketen zusammenzusetzen (jeweils ca. 180 so genannter "bunches").
Die Teilchen erreichen ihre Endenergie nicht in einem einzigen Beschleuniger, sondern durchlaufen zunächst eine Kette von Vorbeschleunigern, bevor sie in HERA injiziert werden (Abbildung 1.1). Dazu verwendet man u.a. auch die älteren Beschleuniger DESY und PETRA.
An vier Stellen des Ringes befinden sich Experimente. Das HERMES-Experiment in der

Halle Ost untersucht Reaktionen zwischen dem an dieser Stelle longitudinal polarisierten Elektronstrahl und einem stationären Gastarget aus ebenfalls polarisierten Deuteriumatomen. Die Analyse dieser Streuung gestattet es, Rückschlüsse auf die Spinstruktur des Protons zu ziehen. In der Halle West befindet sich das jüngste HERA-Experiment: HERA-B. Dort werden Drähte aus verschiedenen Materialen an den Protonstrahl herangeführt, wodurch es zu Proton-Kern-Kollisionen kommt und eine große Anzahl von B-Mesonen erzeugt wird. Hierdurch lassen sich neue Erkenntnisse über die CP-Verletzung gewinnen. Die Experimente H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) verwenden Universaldetektoren, die die beiden Kollisionspunkte der Strahlen umschließen und somit die Streuung von Elektronen an Protonen untersuchen. Die Schwerpunktsenergie beträgt dabei 318 GeV, die Kollision der Teilchenpakete erfolgt mit einer Frequenz von 10,4 MHz, was hohe Anforderungen an die Ausleseelektronik der Experimente stellt. Im Folgenden wird der H1-Detektor näher beschrieben.

1.3 Der H1-Detektor

Allgemein betrachtet soll ein Großdetektor für die Hochenergiephysik sämtliche bei einer Reaktion gestreuten oder neu erzeugten Teilchen nachweisen. Dabei sollen Informationen über physikalische Größen wie Energie, Impuls, Ladung und Masse möglichst innerhalb des vollen Raumwinkels um den Wechselwirkungspunkt gewonnen werden. Bei H1 wurde besonderer Wert darauf gelegt, das gestreute Elektron zuverlässig identifizieren zu können.
Die folgenden Unterkapitel geben einen Überblick über die verschiedenen Teilsysteme, die bei der Messung von Ereignissen eine Rolle spielen: Teilchendetektoren, Triggersysteme und Datenverarbeitung.

1.3.1 Teilchendetektoren

Der größte Teil der H1-Detektorkomponenten befindet sich unmittelbar am Wechselwirkungspunkt und bildet den Hauptdetektor (Abbildung 1.2), bis zu 100 m von diesem entfernt gibt es zudem noch weitere Module im HERA-Tunnel [8].
Aufgrund der ungleichen Energien von Elektron- und Protonstrahl bewegt sich das Schwerpunktsystem der kollidierenden Teilchen im Wechselwirkungspunkt in positive z-Richtung[5], entsprechend findet man die Reaktionsprodukte der Streuung vermehrt im Vorwärtsbereich. Diese Asymmetrie spiegelt sich in einer verstärkten Instrumentierung des H1-Detektors in Vorwärtsrichtung wieder. Die einzelnen Detektoren lassen sich in Kalorimeter, Spursysteme und Flugzeitzähler unterteilen.
Kalorimeter messen Energie bei moderater Ortsauflösung; dazu müssen die Teilchen möglichst

[5]Es ist Konvention, die Richtung des einlaufenden Protons mit der z-Achse zu identifizieren und als Vorwärtsrichtung zu bezeichnen

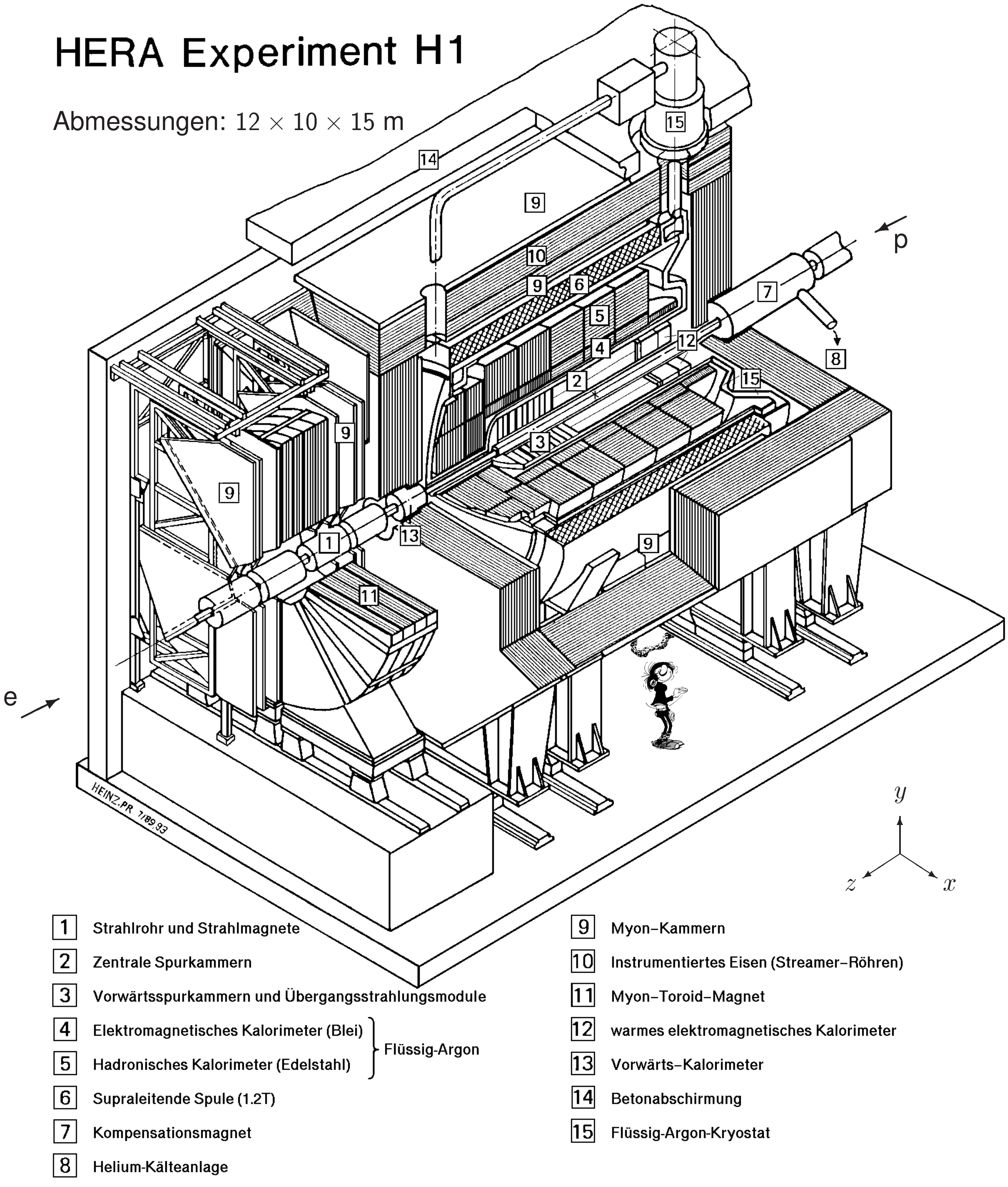


Abb. 1.2: Der Zentralbereich des H1-Detektors.

vollständig abgebremst werden. Die meisten Kalorimeter des H1-Detektors sind in Samplingstruktur aufgebaut, d.h. sie bestehen aus sich abwechselnden Schichten zweier verschiedener Materialien, die als "aktiv" bzw. "passiv" bezeichnet werden. Das passive Material besteht üblicherweise aus Metall, in dem hochenergetische Teilchen elektromagnetische Schauer auslösen oder an Hadron-Hadron-Wechselwirkungen teilnehmen und so sukzessive ihre Energie verlieren. Im aktiven Material erzeugen die geladenen Teilchen eines Schauers ein elektrisches oder optisches Signal, das der Datenauslese zugeführt wird.
Eine höhere Ortsauflösung erhält man mit Spursystemen. Anders als in Kalorimetern verliert ein Teilchen in einem Spursystem nur sehr wenig Energie[6]. Gemessen werden hierbei Ladungspaare, erzeugt von geladenen Teilchen entlang ihrer Bahn, entweder in einem Gasvolumen oder in der Sperrschicht eines Halbleiters. Da nur noch sehr wenige Teilchen (z.B. Myonen) die Kalorimeter durchdringen, müssen die Spursysteme innerhalb der Kalorimeter, bzw. näher am Wechselwirkungspunkt liegen.
Das Hauptkalorimeter und die Spurkammern des H1-Detektors werden von einem supraleitenden Solenoidmagneten umschlossen, der ein homogenes magnetisches Feld von 1,2 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Geladene Teilchen werden so auf eine in der x-y-Ebene gekrümmte Bahn gezwungen, was eine Messung von Impuls und Ladungsvorzeichen mit Hilfe der Spurkammern erlaubt. Außerhalb des Hauptdetektors erzeugt ein kleinerer supraleitender Solenoid (der Kompensationsmagnet), ein entgegengesetztes magnetisches Feld, damit die Polarisation des Elektronstrahls erhalten bleibt.
Im Folgenden werden einige Detektorkomponenten genauer beschrieben.

Spursysteme

Am nächsten zum Wechselwirkungspunkt befindet sich der CST[7], bestehend aus zwei Lagen von Siliziumstreifendetektoren, die konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind [7]. Die Bestimmung des Vertex kann so stark verbessert werden, da Siliziumdetektoren die höchste Ortsauflösung aller Spursysteme im H1-Detektor besitzen. Außerdem können sekundäre Vertizes aufgelöst werden, die auftreten, falls schwere Quarks in den Reaktionsprodukten enthalten sind.
Mit dem BST[8] befindet sich ebenfalls ein Siliziumstreifendetektor im Rückwärtsbereich, dessen acht Lagen senkrecht zur Strahlachse orientiert sind. So wird eine sehr genaue Winkelmessung von Elektronen im Rückwärtsbereich ermöglicht. Der Spurdetektor des VLQ-Spektrometers, ebenfalls aus Siliziumdetektoren aufgebaut, wird am Ende dieses Kapitels näher beschrieben. Die Komponenten CST, BST und VLQ sind in Abbildung 1.3 zu erkennen.
Die gute Zeitauflösung von Vieldraht-Proportionalkammern wird im H1-Detektor zur Er-

[6] Die Messung des Energieverlustes entlang der Spur, $\partial E/\partial x$, bietet eine Möglichkeit zur Identifizierung von Teilchen.
[7] **C**entral **S**ilicon **T**racker
[8] **B**ackward **S**ilicon **T**racker

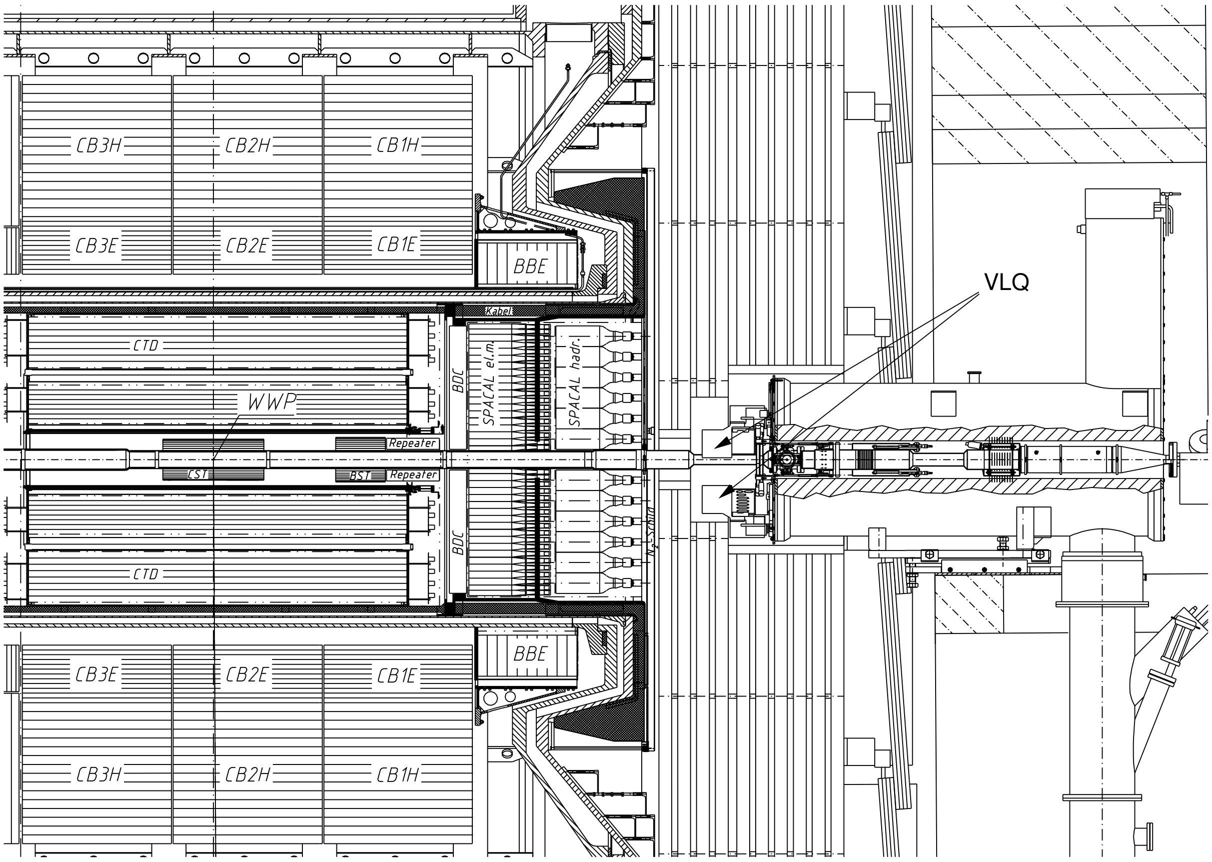


Abb. 1.3: Der rückwärtige Bereich des H1-Detektors in Seitenansicht. Die beiden Module des VLQ-Spektrometers sind innerhalb des instrumentierten Eisenjochs zu erkennen.

zeugung von Triggersignalen genutzt. Im Zentralbereich befindet sich dafür eine innere und eine äußere Kammer: CIP[9] und COP[10], im Vorwärtsbereich sind drei identisch aufgebaute Kammern installiert: FWPC[11].

Driftkammern liefern eine gute Ortsauflösung; im vorderen Bereich sind insgesamt sechs dieser Elemente angebracht, zwischen denen sich drei Übergangsstrahlungsmodule aus Polypropylenfolien befinden, in denen geladene Teilchen Röntgenstrahlung emittieren, die in den Driftkammern zur Teilchenidentifikation beiträgt. Den größten Raumwinkel decken die zentralen Kammern CJC1[12] (innen) und CJC2 (außen) ab. In diesen Driftkammern sind die Drähte parallel zur z-Achse orientiert, was dazu führt, dass die Ortsauflösung in der x-y-Ebene hoch, in z-Richtung aber relativ gering ist. Die Messung der z-Koordinate wird

[9] **C**entral **I**nner **P**roportional Chamber
[10] **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber
[11] **F**orw**a**rd **P**roportional **C**hamber
[12] **C**entral **J**et **C**hamber

durch Spurkammern, deren Drähte in der x-y-Ebene liegen, CIZ[13] und COZ[14], wesentlich verbessert. Schließlich befindet sich im Rückwärtsbereich noch eine weitere Driftkammer, die BDC[15].
Die Messung von Myonen geschieht mittels eines vorderen und eines zentralen Teilsystems. Ein Toroidmagnet im vorderen Bereich lenkt Myonen auf gekrümmte Bahnen (von der Strahlachse weggerichtet), die von Driftkammern vor und hinter dem Magneten nachgewiesen werden, sodass eine Impulsbestimmung möglich wird. Zur Registrierung von Myonen im Zentralbereich ist das aus Eisenplatten bestehende Rückflussjoch des Solenoidmagneten mit Lagen von Streamerröhren durchsetzt, man spricht hierbei von einem "instrumentierten Eisen".

Kalorimeter

Das LAr[16] ist das größte und auch wichtigste Kalorimeter, da es einen großen Raumwinkel abdeckt und sowohl den Nachweis des gestreuten Elektrons als auch die Messung von hadronischer Aktivität, z.B. von Jets, erlaubt.
Es besteht aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil, die in einen gemeinsamen Kryostaten eingesetzt sind. Beide Komponenten sind ähnlich aufgebaut und bestehen aus einer großen Anzahl von Zellen. Jede Zelle wird durch Absorberplatten begrenzt, zwischen denen sich flüssiges Argon als aktives Material befindet. Die Energiemessung geschieht dadurch, dass hochenergetische Teilchen ihre Energie nach und nach in den Absorberplatten durch Bildung von elektromagnetischen Schauern abgeben. Das flüssige Argon wird durch die geladenen Teilchen des Schauers ionisiert, und die so erzeugten Ladungen werden von Hochspannungselektroden, die auf die Absorberplatten aufgebracht sind, abgezogen und von der Ausleseelektronik gemessen.
Die Zellen sind in Lagen angeordnet, die so orientiert sind, dass vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen immer in einem Winkel von weniger als 45° zur Normalen der Lage eintreffen (Abbildung 1.4). So wird erreicht, dass Teilchen möglichst viele Lagen aus aktivem und passivem Material durchqueren, was zu einer guten Energieauflösung beiträgt.
Mehrere Lagen bilden Module, die als Oktanten bezeichnet werden und wiederum Hohlzylinder aufbauen (in Abbildung 1.4 als FB1E, CB3H etc. bezeichnet), die den Wechselwirkungsbereich umschließen.
Der elektromagnetische Teil des LAr-Kalorimeters zeichnet sich durch feine Granularität und gute Energieauflösung aus, was einerseits eine präzise Messung der Energie des gestreuten Elektrons gewährleistet und andererseits die Unterscheidung von Pionen und Elektronen anhand der unterschiedlichen Schauerprofile ermöglicht.
Die z.T. sehr hohen Energien der Hadronen sollen vollständig im Kalorimeter absorbiert

[13]**C**entral **I**nner **Z**-Chamber
[14]**C**entral **O**uter **Z**-Chamber
[15]**B**ackward **D**rift **C**hamber
[16]**L**iquid **Ar**gon Calorimeter

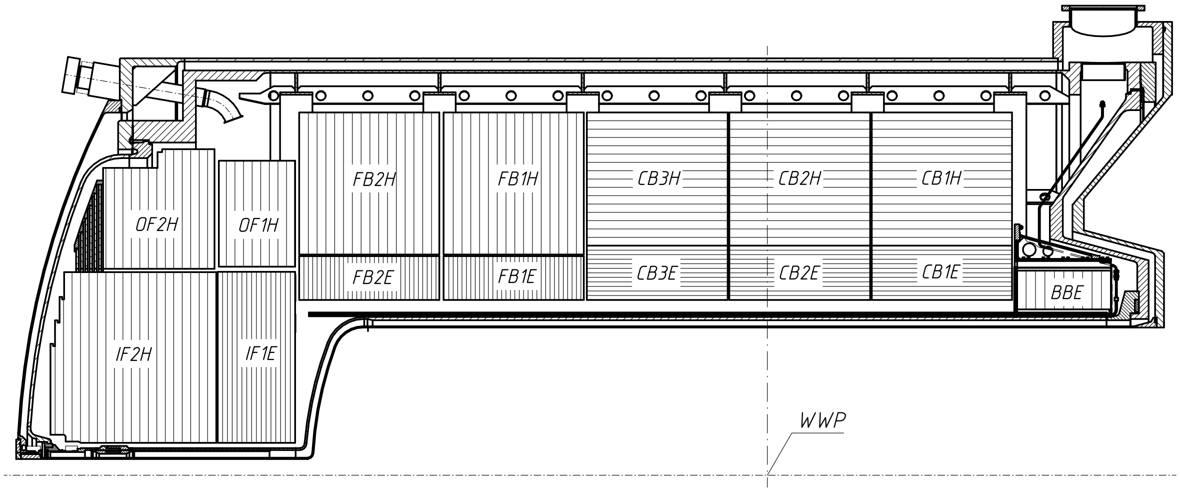


Abb. 1.4: Die obere Hälfte des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Seitenansicht. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist mit "WWP" bezeichnet. Die horizontale bzw. vertikale Ausrichtung der Absorberplatten wird durch die Schraffur angedeutet.

werden, was sich im großen Volumen des hadronischen Teils wiederspiegelt. Für den Fall, dass Hadronen doch bis zum Eisenjoch durchdringen, wird die Messung durch den TC[17] unterstützt. Dies ist die Bezeichnung für den Teil der Streamerröhren des instrumentierten Eisens, der nicht digital, sondern analog ausgelesen wird.
Das LAr ist ein nichtkompensierendes Kalorimeter, d.h. Hadronen erzeugen ein geringeres Signal als Leptonen gleicher Energie. Dieser Effekt wird in der Rekonstruktionssoftware ausgeglichen. Die Energieauflösung des elektromagnetischen und hadronischen Teils ist durch

$$\frac{\sigma_{\mathrm{el}}(E)}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 1\% \quad , \qquad \frac{\sigma_{\mathrm{had}}(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 2\%$$

gegeben [8].
Da das LAr nicht den gesamten Raumwinkel abdeckt, wird es im Vorwärtsbereich durch das Plug Kalorimeter, im Rückwärtsbereich durch das Spacal[18] ergänzt.
Ähnlich wie das LAr besteht auch das Spacal aus einem einem vorderen, fein segmentierten elektromagnetischen Teil und einem hinteren, gröber segmentierten hadronischen Teil [9]. Das passive Material besteht aus Blei, in das als aktive Substanz Szintillatorfasern eingebettet sind. Die Fasern werden in Bündeln durch Photovervielfacher ausgelesen. Der innere Bereich besitzt einen speziellen Aufbau, um Schauerverluste in das Strahlrohr zu kontrollieren und wird als Insert bezeichnet. Da das Spacal eine sehr gute Zeitauflösung besitzt, wird

[17]**T**ail **C**atcher
[18]**Spa**ghetti **cal**orimeter

die Zeitinformation dieses Kalorimeters im Triggersystem verwendet.
Das Plug Kalorimeter ist aus mehreren Schichten Kupfer und Siliziumdetektoren aufgebaut und misst den Energiefluss in Vorwärtsrichtung, in tiefinelastischer Streuung vor allem den Protonenrest.
Im HERA Tunnel befinden sich noch weitere Detektorkomponenten, die die Teilchen nachweisen, die nahezu auf der Strahlachse den Wechselwirkungspunkt verlassen. Besondere Bedeutung hat dabei das Luminositätssystem, da eine genaue Kenntnis der Luminosität unerlässlich für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist.
Ausgangspunkt der Luminositätsbestimmung sind dabei Bremsstrahlungsereignisse, bei denen das Elektron unabgelenkt ausläuft und kollinear ein Photon abstrahlt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist sehr hoch und lässt sich exakt berechnen, sodass durch Messung der Ereignisrate die Luminosität bestimmt werden kann. Zur Registrierung der Elektronen werden diese außerhalb des Hauptdetektors durch ein Magnetfeld ausgelenkt[19], verlassen das Strahlrohr bei $z = -27{,}3\,\mathrm{m}$ durch ein Austrittsfenster und treffen das ET-Kalorimeter[20]. Die Photonen verlassen das Strahlrohr bei $z = -92{,}3\,\mathrm{m}$, der Protonenstrahl wird dort vertikal abgelenkt, und laufen in den Photondetektor PD[21]. Ein Bleifilter und ein Čerenkov Vetozähler direkt vor dem PD dienen der Separation von Synchrotronstrahlungsphotonen. Beide Detektoren, ET und PD, sind aus mehreren (49 bzw. 25) Kristall-Čerenkovzählern aufgebaut, die durch Photovervielfacher ausgelesen werden.

1.3.2 Das VLQ-Spektrometer

Der Nachweis von Elektronen, die unter extrem kleinen Winkeln gestreut wurden, erfordert einen Detektor im Rückwärtsbereich, direkt am Strahlrohr: dort befindet sich seit 1998 das VLQ-Spektrometer (Abbildung 1.3) [6]. Da nur eine maximale Tiefe von 50 cm für das gesamte System zur Verfügung steht, wurde das VLQ-Spektrometer sehr kompakt konstruiert. Es besteht aus zwei Spursystemen, zwei Kalorimetern und einem Flugzeitzähler (Abbildung 1.5).
Ein Spursystem und ein Kalorimeter bilden zusammen jeweils ein VLQ-Modul, oberhalb und unterhalb des Strahlrohrs angebracht. Das VLQ deckt also, im Gegensatz zu den meisten anderen Detektorkomponenten, nicht den gesamten Phi-Bereich ab. Vorteilhaft ist hierbei, dass das System besonders gut vor Synchrotronstrahlung geschützt ist, da diese vornehmlich in der Ebene des Speicherrings, d.h. in der horizontalen Ebene emittiert wird. Um die empfindlichen Siliziumdetektoren des Spursystems vor Untergrundstrahlung während der Injektion des Elektronstrahls zu schützen, können beide Module mit einer hydraulischen Fahrmechanik von ihrer Datennahmeposition aus hinter das Eisenjoch gefahren werden. In

[19] Die Elektronen werden durch das Magnetfeld vom Strahl getrennt, falls sie beim Bremsstrahlungsprozess hinreichend viel Energie verloren haben.
[20] **E**lectron **T**agger
[21] **P**hoton **D**etector

Abbildung 1.5 ist das obere Modul in Datennahme-, das untere in Parkposition dargestellt. Diese Kombination kommt im Messbetrieb natürlich nicht vor.
Zwei optische Positionsgeber ermitteln die y-Positionen beider Module relativ zu einem Referenzpunkt mit einer Genauigkeit von $1\,\mu$m, sodass die Elektronwinkelmessung durch die Fahrmechanik nicht beeinträchtigt wird.
An der Position des VLQ-Systems wurde das bestehende Strahlrohr durch ein neues ersetzt, das teilweise auf einen Durchmesser von 6 cm verjüngt ist. Dadurch können die Module besonders nah an den Strahl gebracht werden, was eine Messung von Elektronen unter sehr kleinen Streuwinkeln erlaubt. Zu größeren Elektronwinkeln wird der Akzeptanzbereich durch das Insert des elektromagnetischen Teils des Spacal begrenzt.
Das neue Strahlrohr besitzt außerdem spezielle Austrittsfenster, um die Wegstrecke der Elektronen durch die Wand des Strahlrohrs aus Aluminium möglichst klein zu halten. Man erreicht dadurch, dass sich weniger als eine Strahlungslänge totes Material vor den VLQ-Modulen befindet.

Die Spursysteme

Die Spursysteme bestehen jeweils aus zwei Doppellagen von Siliziumstreifendetektoren, wobei jede Doppellage horizontal und vertikal orientierte Detektoren enthält, sodass ein x-y-Punkt pro Doppellage bestimmt werden kann. Zusammen mit Energieeinträgen im VLQ-Kalorimeter kann eine Spur bestimmt und somit der Winkel des gestreuten Elektrons gemessen werden.
Ein Siliziumdetektor besteht aus n-dotiertem Substrat und 1280 implantierten Streifen aus p-dotiertem Silizium, jeweils in einem Abstand von $25\,\mu$m [3]. Auf jeden zweiten Streifen ist eine Metallisierung aufgedampft, mittels der diese Streifen ausgelesen werden. Man erreicht dabei eine Ortsauflösung von $10{,}12\,\mu$m [12].
Das Substrat ist mit einer Spannung von 50 V vorgespannt, geladene Teilchen erzeugen beim Durchgang durch die Sperrschicht im Streifen Ladung, die von der Frontendelektronik ausgelesen, verstärkt und in Pipelinepuffern zwischengespeichert wird. Die Tiefe der Pipeline von 32 Einträgen berücksichtigt, dass die Triggerentscheidung bis zu $3\,\mu$s nach dem Ereignis eintreffen kann.
Die Beschreibung der Spursysteme soll an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden, da in der vorliegenden Arbeit ausschließlich Daten der VLQ-Kalorimeter verwendet werden. Voraussetzung für die gemeinsame Nutzung von Kalorimetern und Spursytemen zum Alignment eines gesamten VLQ-Moduls ist das "interne" Alignment der Spursysteme, d.h. die Kenntnis der relativen Verschiebungen der einzelnen Siliziumdetektoren eines Moduls zueinander. Diese Informationen lagen zum Zeitpunkt der Durchführung vorliegender Analyse noch nicht vollständig vor.

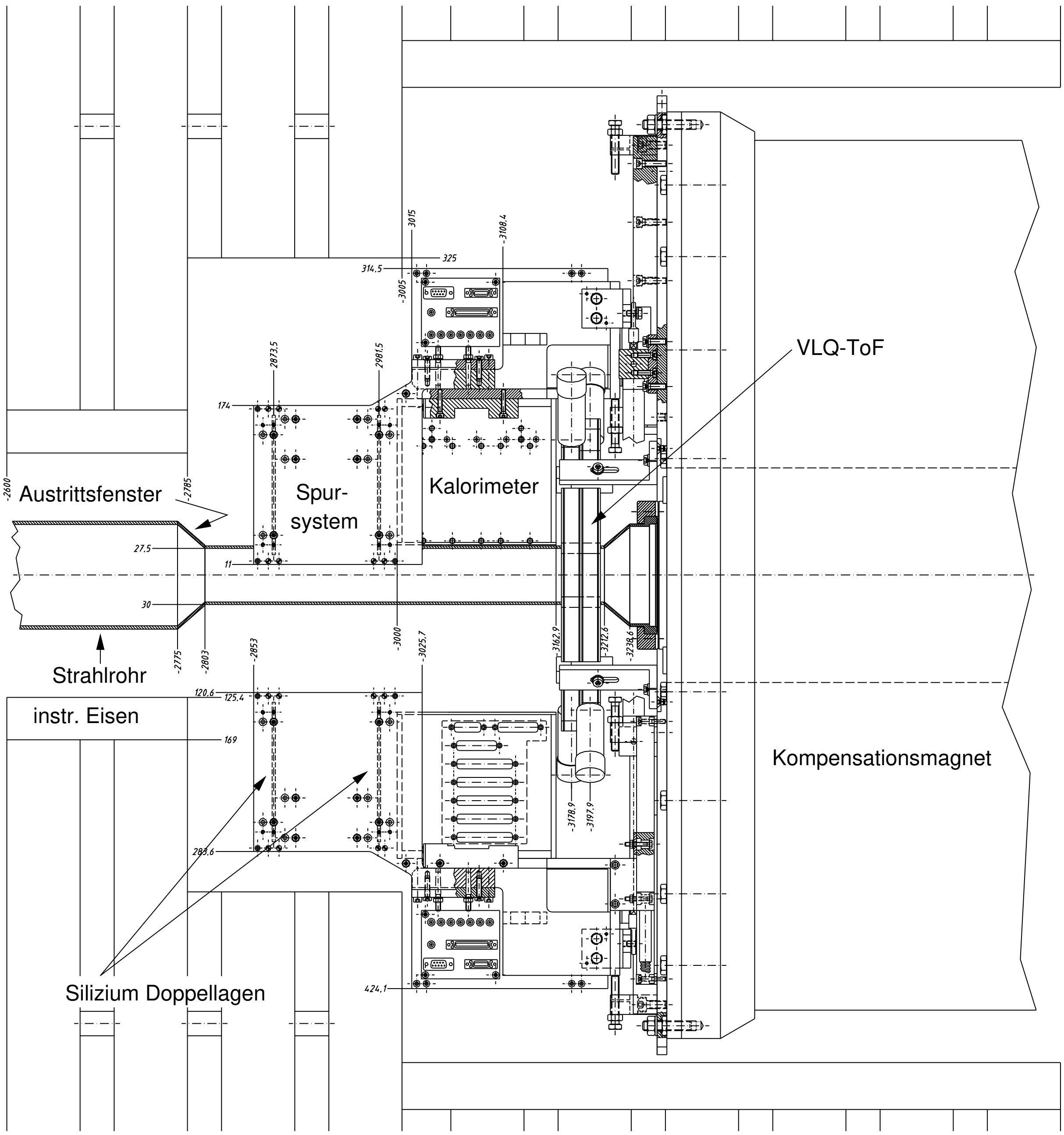


Abb. 1.5: Einbauposition und Komponenten des VLQ-Spektrometers. Dargestellt sind das stationäre Flugzeitsystem VLQ-ToF und die beiden beweglichen Module, bestehend jeweils aus Spursystem und Kalorimeter. Das obere Modul ist in Datennahme-, das untere in Parkposition abgebildet.

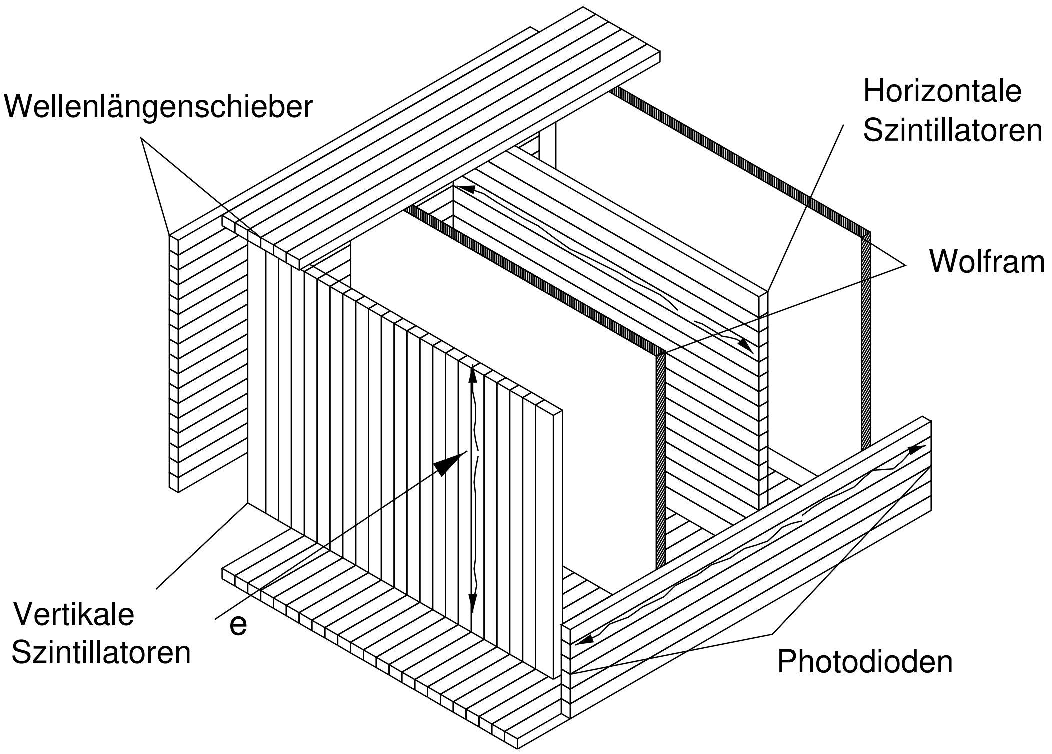


Abb. 1.6: Explosionsansicht eines VLQ-Kalorimetermoduls. Der Aufbau besteht aus Wolframplatten als passives Material und Plastikszintillatoren als aktives Material. Die Registrierung des Szintillatorlichts erfolgt mittels Wellenlängenschiebern und Photodioden.

Die Kalorimeter

Die Kalorimeter sind vom Energieprojektions-Samplingtyp und abwechselnd aus Wolframplatten und Plastikszintillatorstäben aufgebaut [17]. Die Szintillatorstäbe sind von Schicht zu Schicht abwechselnd in x- bzw. y-Richtung orientiert (Abbildung 1.6) und jeweils mit Papier umwickelt, um sie optisch voneinander zu trennen.
Dieser Aufbau ermöglicht die Messung des Auftreffpunkts des Teilchens in der x-y-Ebene. Das in den Szintillatoren erzeugte Licht im blauen Wellenlängenbereich wird in beide Richtungen zu den außen liegenden Wellenlängenschiebern geleitet, dort durch Fluoreszenz in den grünen Wellenlängenbereich geschoben und von Photodioden ausgelesen. Dabei wird die Energie redundant gemessen, da das optische Signal eines Szintillatorstabes an beiden Enden detektiert wird. Jeder Wellenlängenschieber entspricht einem Auslesekanal; beide Kalorimeter besitzen je 84 Kanäle.
Durch die Wahl von Wolfram als passives Material, welches eine geringe Strahlungslänge und einen kleinen Molièreradius besitzt, und durch die Verwendung von Photodioden statt Photovervielfachern wurden die geringen Abmessungen des Kalorimeters erreicht.

Die Energieauflösung, bestimmt mithilfe von Teststrahlmessungen [17], beträgt

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(19 \pm 6)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus (6{,}4 \pm 3)\% \oplus \frac{(0{,}234 \pm 0{,}009)\,\mathrm{GeV}}{E}.$$

Die Ortsauflösung der Kalorimeter in x- und y-Richtung wurde ebenfalls aus Messungen am DESY-Teststrahl bestimmt:

$$\sigma_x(E) = \sigma_y(E) = \frac{(2{,}06 \pm 0{,}02)\,\mathrm{mm}}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}.$$

Die Redundanz der Szintillatorauslese erlaubt die Korrektur von so genannten "single diode"-Kanälen, bei denen ein Elektron oder ein hochenergetisches Synchrotronstrahlungsphoton direkt eine Photodiode trifft und so ein sehr großes Signal in einem einzigen Kanal erzeugt. Dies lässt sich erkennen, indem die Signale gegenüberliegender Kanäle auf große Abweichungen überprüft werden. Erkannte "single diode"-Kanäle können dann durch interpolierte Werte erzetzt werden.
Die Summe aller Kanalenergien wird als Rohenergie bezeichnet. Diese kann aber nicht unmittelbar als Teilchenenergie interpretiert werden, da z.B. mehrere Teilchen gleichzeitig in einem Kalorimetermodul Energie deponieren können. Zur Zuordnung der Kanalamplituden zu Teilchenenergien nutzt man aus, dass die von den Teilchen ausgelösten Schauer zu eng gebündelten Energiedepositionen führen; das entsprechende Verfahren wird als "Clustering" bezeichnet.
Abbildung 1.7 zeigt ein Ereignis, bei dem ein Elektron gemessen wurde. Dargestellt ist die Energie in Form von vier Projektionen.
Der Clusteralgorithmus, ein Bestandteil der Rekonstruktionssoftware der VLQ-Kalorimeter, fasst innerhalb der Projektionen nebeneinander liegende Kanäle zu Clustern zusammen. In einem ersten Schritt werden "single diode"-Einträge eliminiert, indem gegenüberliegende Kanäle auf Konsistenz überprüft werden. Kanal 35 in Abbildung 1.7 wird in diesem Fall durch einen interpolierten Wert, berechnet aus den Nachbarkanälen, ersetzt.
Im zweiten Schritt werden für jede Projektion sogenannte Precluster konstruiert, dazu wird zunächst nach lokalen Maxima der Kanalenergien gesucht. Ein Precluster wird dann aus den Kanälen innerhalb einer Umgebung um das Maximum gebildet, der Radius der Umgebung hängt dabei von der Energie des Maximums ab. Für den Fall, dass in jeder Projektion mindestens ein Precluster konstruiert werden konnte, wird nun versucht, aus den vier Preclustern die eigentlichen Cluster zu bilden. Im Beispiel von Abbildung 1.7 können die Precluster der Projektionen eindeutig einem einzigen Cluster zugeordnet werden.
Im letzten Schritt wird für jeden Cluster die Energie aus der Summe aller zugehörigen Kanäle berechnet, außerdem werden aus den gegenüberliegenden Projektionen die Clusterschwerpunkte bezüglich der x- und y-Achse bestimmt.
Als Endergebnis des Algorithmus erhält man Anzahl, Energien und Schwerpunkte der Cluster eines Ereignisses für beide Module.

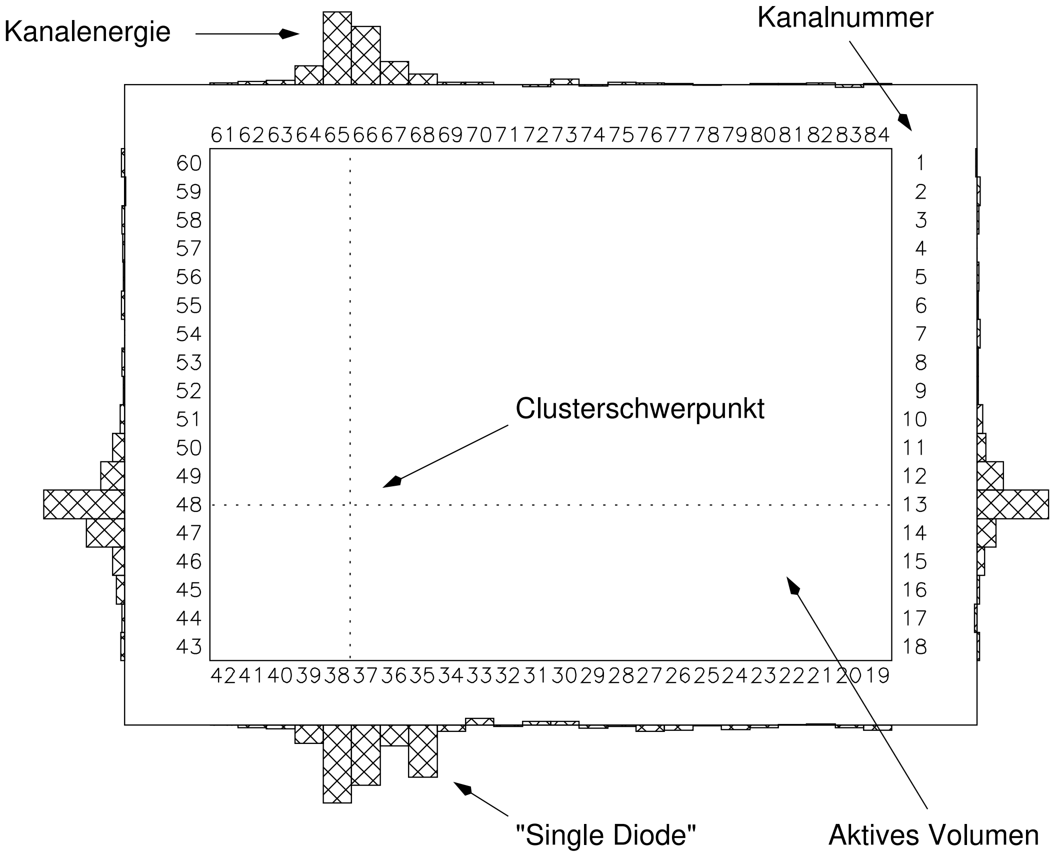


Abb. 1.7: Schematische Darstellung der Energiedeposition eines Elektrons im oberen VLQ-Kalorimeter. Die rekonstruierte Clusterenergie beträgt 10,1 GeV.

Der Flugzeitzähler

Der Flugzeitzähler VLQ-ToF[22] ist aus zwei scheibenförmigen Platikszintillatoren, jeweils umgeben von Bleifolie, aufgebaut und umschließt das Strahlrohr. Eine Zeitauflösung von weniger als 1 ns ermöglicht die Unterdrückung von protoninduziertem Untergrund[23]: Teilchen, die von einem Ereignis im Wechselwirkungspunkt ausgehen, kommen zu einem bekannten Zeitpunkt im VLQ-ToF an, gegeben durch den HERA-Zeittakt der Teilchenkollisionen und der Entfernung des ToF vom Wechselwirkungspunkt. Ereignisse, die zum "falschen" Zeitpunkt ein Signal im ToF auslösen, werden vom Trigger verworfen.
Zu beachten ist in diesem Zusammenhang, dass die Protonpakete so genannte Satelliten be-

[22]VLQ-**T**ime **of** **F**light

[23]Dies sind Streuprozesse von Strahlprotonen an Atomen einerseits des Restgases im Strahlrohr, andererseits des das Strahlrohr bildenden Materials. Diese Reaktionen sind nicht auf den Wechselwirkungspunkt beschränkt und gehen deshalb häufig von Punkten mit deutlich abweichenden z-Koordinaten aus.

sitzen, d.h. ein Teil der Protonen (üblicherweise einige Prozent) läuft vor und hinter dem nominellen Paket um. Dieser Effekt verstärkt sich im Laufe einer Strahlfüllung. Man beobachtet dabei Anhäufungen bei ±3 m, ±6 m usw., mit abnehmender Intensität zu größeren Entfernungen.
Die VLQ-Module befinden sich bei $z = -3\,\mathrm{m}$, sodass Untergrund, der von einem Satelliten bei $-6\,\mathrm{m}$ ausgelöst wurde, zum gleichen Zeitpunkt das VLQ-ToF erreicht, wie Ereignisse, die vom Wechselwirkungspunkt ausgehen. Das VLQ-ToF kann also diese Art von Untergrund nicht zurückweisen.

1.3.3 Die Triggerstufen

Die Aufgabe des Triggers besteht darin, aus dem Signalfluss der verschiedenen Detektorkanäle Ereignisse auszuwählen (zu selektieren), die dann zur weiteren Analyse permanent auf Magnetband geschrieben werden. Dabei sind zwei Ziele zu erreichen:

- Untergrundereignisse müssen ausgesondert werden, dazu sind die Ereignisse zu erkennen, die nicht aus einer Elektron-Proton-Streuung der Strahlen im Wechselwirkungspunkt herrühren. Wie Tabelle 1.1 zeigt, wird die Ereignisrate deutlich von physikalisch uninteressanten Strahl-Restgas-Ereignissen dominiert.

- Unter den verbleibenden Ereignissen müssen diejenigen ausgewählt werden, die Eingang in physikalische Analysen finden sollen. Die entsprechenden Vorgaben können sich dabei durchaus ändern, z.B. sind für das VLQ-Spektrometer sogenannte "Minimum Bias Runs" durchgeführt worden, für die der Trigger so konfiguriert war, dass mehr Ereignisse mit einem im VLQ detektierten Elektron getriggert wurden als gewöhnlich.

Reaktion	Wirkungsquerschnitt	Rate
Strahl-Gas		50 kHz
Photoproduktion (e im ET)	1,6 μb	25 Hz
Tiefinelastische Streuung (e im LAr)	1,5 nb	0,04 Hz
W-Produktion	0,4 pb	$6 \cdot 10^{-6}$ Hz

Tab. 1.1: Wirkungsquerschnitt und Ereignisrate verschiedener Streuprozesse bei Designluminosität ($\mathcal{L} = 1,5 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$) [8]. Die hohe Rate der physikalisch uninteressanten Strahl-Restgas-Ereignisse muss vom Triggersystem reduziert werden.

Die hohen Kosten für Massenspeicher und limitierte Bandbreiten in den Elektronikkomponenten begrenzen die maximale Bandbreite der Triggerkette. Zur Zeit wird eine Datenrate von ca. 5Hz gespeichert. Ein bedeutendes Ziel beim Design eines Triggersystems ist es, eine

möglichst geringe Totzeit zu erzielen. Dies erreicht man durch Verwendung von Pipelines, paralleler Datenverarbeitung und einem mehrstufigen Aufbau des Triggersystems, bestehend aus den Stufen L1, L2, L3[24] und L4. Von Stufe zu Stufe wird die Auswahllogik komplexer, was mit einer abnehmenden Verarbeitungsrate einhergeht (siehe Abbildung 1.8).
Üblicherweise führt die Totzeit der gesamten Datenauslese zu einer Reduktion der effektiven Luminosität um ca. 8%.
Die L1-Triggerstufe ist komplett in Pipelinestruktur aufgebaut und kann die volle Eingangsrate, resultierend aus der Frequenz der Teilchenpaketkollisionen von 10,4 MHz, totzeitfrei verarbeiten. Der erste Schritt der Triggerkette wird durch die Frontendelektronik der einzelnen Subdetektoren realisiert. Dabei werden i.Allg. Teile der Auslesekanäle zusammengefasst, für die dann eine Triggerbedingung überprüft wird. Im Falle der Kalorimeter wird z.B. eine Mindestenergie in mehreren benachbarten Kanälen gefordert. Diese Informationen werden zu so genannten Triggerelementen kombiniert, die jeweils einen groben Anhaltspunkt für die Art der Aktivität in einem Subdetektor liefern.
Logische Verknüpfungen mehrerer Triggerelemente bilden die Subtrigger[25]. Falls mindestens eine Subtriggerbedingung erfüllt ist, werden zur Auslese sämtlicher Kanäle die Pipelines angehalten, sodass von diesem Zeitpunkt an Totzeit entsteht.
Damit auch interessante Streuprozesse mit kleinem Wirkungsquerschnitt getriggert werden, können die Subtrigger für die dominierenden Streuprozesse, die einen großen Wirkungsquerschnitt besitzen, mit so genannten Prescales versehen werden, d.h. diese Trigger werden nur jedes n-te Mal akzeptiert, was zu einer Erhöhung der relativen Rate von Triggern mit kleinem oder gar keinem Prescale führt.
Die zweite Stufe des Triggers besteht aus zwei unabhängigen Teilsystemen: L2TT[26] und L2NN[27]. Beide Systeme untersuchen die geometrischen Korellationen zwischen den Triggerinformationen der verschiedenen Teilsysteme, was einer Mustersuche in einem hochdimensionalen Parameterraum entspricht. Dazu werden die Daten sowohl einer topologischen Analyse unterzogen (L2TT) als auch von neuronalen Netzen klassifiziert (L2NN). Wird ein Ereignis von L2 akzeptiert, so beginnt die vollständige Auslese aller Detektorkanäle, was ca. 1 ms in Anspruch nimmt und den Hauptbeitrag zur Totzeit darstellt.
Die L4-Triggerstufe läuft nicht synchron mit dem Ereignistakt und bearbeitet mehrere Ereignisse parallel. Im Gegensatz zu den vorherigen Triggerstufen wird dazu keine speziell entwickelte Elektronik eingesetzt, sondern eine so genannte "Farm" aus 26 Prozessorkarten; dort werden die Ereignisse teilweise rekonstruiert, d.h. die meisten physikalischen Ereignisgrößen stehen zur Verfügung, um softwarebasiert Selektionen vorzunehmen. Wird ein Ereignis akzeptiert, so wird ihm eine Klasse zugewiesen (z.B. "radiatives Ereignis"). Zur Kontrolle des

[24]Die Stufe L3, bis zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht verwendet, wird nach der HERA-Modifikation im Jahr 2000 zum Einsatz kommen, da die dann höhere Ereignisrate aufgrund der größeren Luminosität dies erfordert.

[25]Einige Subtrigger und Triggerelemente des VLQ werden in Abschnitt 4.1.1 besprochen.

[26]**T**opological **T**rigger

[27]**N**eural **N**etwork

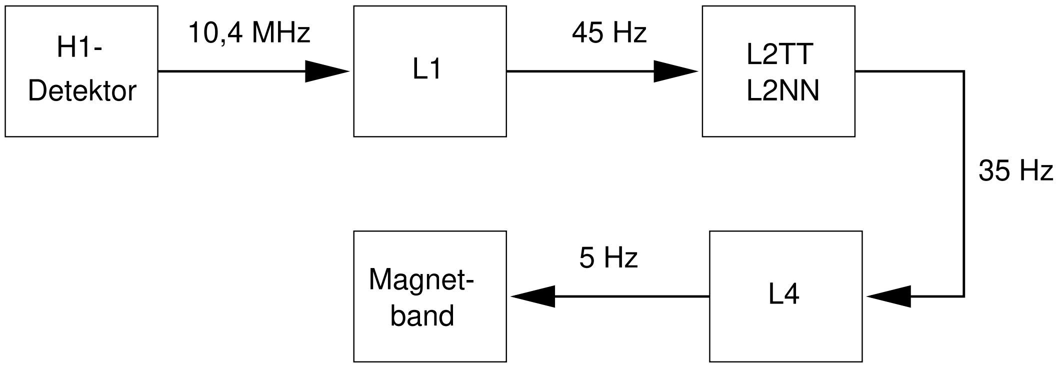


Abb. 1.8: Reduktion der Ereignisrate durch die aktiven Triggerstufen L1, L2 und L4. Die angegebenen Zahlenwerte stellen eine typische Konfiguration dar und können im Experiment schwanken.

Triggersystems wird ein kleiner Teil der zurückgewiesenen Ereignisse zusätzlich mit abgespeichert.
Das VLQ besitzt eigene Trigger innerhalb der L1- und L4-Stufen, die in Abschnitt 4.1 im Zusammenhang mit der Datenselektion vorgestellt werden.

1.3.4 Datennahme und Steuerung

Als erster Schritt der Datennahme werden die Signale der Detektoren zur Verstärkung und Aufbereitung an Aulesekarten direkt neben dem Hauptdetektor (im so genannten "Trailer") geschickt. Ein zentrales System ("Event Builder") liest die Daten aller Subdetektoren mittels Glasfasern aus und setzt sie zu einem Ereignis zusammen. Ist ein Ereignis vollständig, wird es an L4 weitergegeben und, falls es dort akzeptiert wird, zur Speicherung auf Magnetband in das DESY Rechenzentrum übertragen.
Die einzelnen Detektorkomponenten können in verschiedene Betriebszustände gebracht werden, z.B. kann das VLQ-Spektrometer sich in Datennahme- oder Parkposition befinden, die Hochspannung der Spursysteme kann ein- oder ausgeschaltet sein usw. Die Kontrolle dieser Parameter erfolgt ebenfalls durch Elektronik im Trailer, welche wiederum mittels Software im H1-Kontrollraum gesteuert wird. Dort laufen auch die Signale der verschiedenen Kontrollsysteme zusammen: Überschreiten Spannungen oder Ströme in einem Detektor bestimmte Sicherheitsschwellen, wird das entsprechende Teilsystem abgeschaltet und ein Alarm ausgelöst. Da die Steuerung der Detektorparameter deutlich geringere Anforderungen an die Schnelligkeit der Elektronik stellt, spricht man hierbei von "Slow Control".
Eine Anzahl von aufeinanderfolgenden Ereignissen bildet einen sogenannten "Run", wobei sämtliche Detektorparameter innerhalb eines Runs konstant bleiben sollen. Sind diese stabil, wird die Länge eines Runs normalerweise auf zwei Stunden begrenzt, entsprechend einigen

hunderttausend Ereignissen. Ein individuelles Ereignis kann durch die Angabe von zwei ganzen Zahlen eindeutig identifiziert werden: die laufende Nummer des Runs in dem es enthalten ist und seine Position innerhalb dieses Runs (der sogenannten "run-" und "eventnumber").

1.3.5 Offline Datenverarbeitung

Zur physikalischen Analyse werden die von den Subdetektoren aufgenommenen Rohdaten (digitalisierte Pulse) in physikalische Größen wie Clusterenergien und Spuren weiterverarbeitet. Zum Teil erfolgt dies schon innerhalb der L4-Triggerstufe, z.B. berechnet der in Abschnitt 1.3.2 vorgestellte Clusteralgorithmus des VLQ-Kalorimeters die Clusterenergien in beiden Modulen, um eine Triggerentscheidung zu ermöglichen.
Im Allgemeinen erfolgt die Rekonstruktion der gemessenen Größen offline, d.h. nicht mehr in Echtzeit und nachdem die Ereignisse permanent auf Magnetband geschrieben wurden. Hierzu wird das Programm `H1REC` verwendet. Dabei stehen auch noch sämtliche Rohdaten der Detektoren zur Verfügung, sodass z.B. genauere Kalibrationsfaktoren angewendet werden können, als die, die von der L4-Triggerstufe verwendet wurden[28]. Die Verarbeitung der Rohdaten wird auch als "L5" bezeichnet, obwohl es sich hierbei nicht mehr um einen Trigger im engeren Sinne handelt.
Die weitergehende Auswertung erfolgt in für die jeweiligen Analysen zugeschnittenen Programmen (z.B. basierend auf `H1TOX`), wobei auch in diesem Schritt noch weitergehende bzw. aufwändigere Korrekturen der Daten vorgenommen werden können. Beispielsweise wird die Energiekalibration der VLQ-Kalorimeter erst zu diesem Zeitpunkt in Abhängigkeit von den Clusterkoordinaten innerhalb des Kalorimeters durchgeführt.
Neben einer guten Kenntnis der Energiekalibration ist auch eine genaue Rekonstruktion der Ortskoordinaten von Bedeutung, was wiederum präzise Angaben der relativen Detektorpositionen erfordert. Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Positionen der VLQ-Kalorimeter relativ zum Strahl zu bestimmen.

[28] Da Detektoreigenschaften sich im Allgemeinen mit der Zeit ändern, müssen Kalibrationsfaktoren in bestimmten Abständen neu bestimmt werden. Deshalb sind genaue Kalibrationen häufig erst im Nachhinein bekannt.

Kapitel 2

QED-Comptonstreuung – Grundlagen

In diesem Kapitel wird der Prozess vorgestellt, der Gegenstand der Analyse in Kapitel 4 ist: Die QED-Comptonstreuung. Ausgehend vom allgemeinen Fall der ep-Streuung wird dazu die Ereignisklasse mit zusätzlicher Photonabstrahlung näher betrachtet.

2.1 ep-Streuung bei HERA

Die Untersuchung der Elektron-Proton-Streuung ermöglicht es, Erkenntnisse über die Struktur der beteiligten Teilchen und deren Wechselwirkung zu gewinnen. Bei HERA kommen sowohl elastische als auch inelastische Reaktionen vor.
Der elastische Fall ist dadurch gekennzeichnet, dass die Summe der kinetischen Energien erhalten ist und das Proton intakt bleibt. Die Messung der Streuraten in Abhängigkeit des Streuwinkels erlaubt es, auf die räumliche Ausdehnung der elektrischen Ladung im Proton zurückzuschließen.
Bei inelastischen Reaktionen hingegen werden die inneren Freiheitsgrade des Protons angeregt, sodass die Summe der kinetischen Energien nicht erhalten ist. In diesem Fall erhält man Informationen über den Aufbau des Protons aus Partonen (Quarks und Gluonen) und deren Wechselwirkung untereinander, beschrieben durch die QCD.
Gluonen vermitteln die starke Wechselwirkung zwischen farbgeladenen Teilchen, dies sind Quarks und Gluonen. Gluonen koppeln also auch an sich selbst, im Gegensatz zu den elektrisch neutralen Photonen, den Austauschbosonen der QED. Die Selbstkopplung hat zur Folge, dass die Stärke der Wechselwirkung, gegeben durch die Kopplungskonstante α_s, zu kleinen Viererimpulsüberträgen Q^2 stark ansteigt [15]. Beachtet man noch, dass kleinen Werten von Q^2 große Längenskalen entsprechen, so ergeben sich zwei grundlegende Eigenschaften der QCD:

– Asymptotische Freiheit: Für sehr kleine Abstände wird die Kopplung zwischen den Quarks zunehmend schwächer, man kann diese also im Limes $\Delta x \to 0$ als frei ansehen.

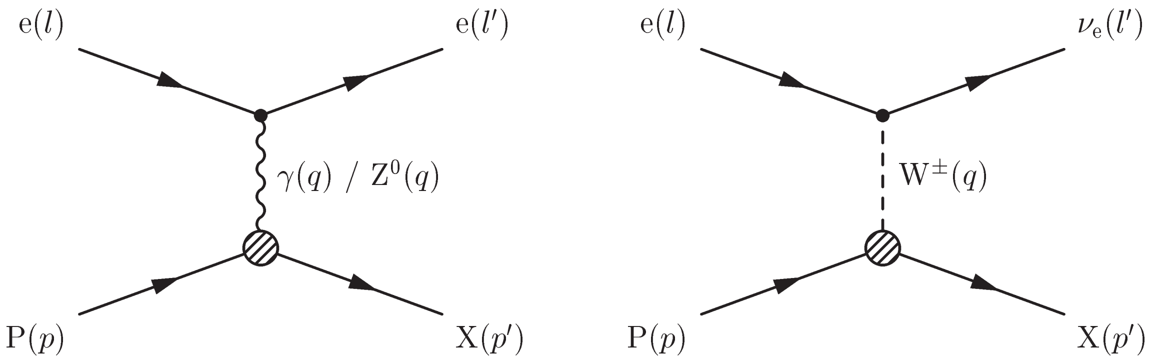


Abb. 2.1: Die Feynmangraphen niedrigster Ordnung der Elektron-Proton-Streuung. Die Wechselwirkung wird sowohl durch ungeladene (links) als auch durch geladene (rechts) Bosonen vermittelt.

– Confinement: Mit zunehmenden Abständen wächst die Kopplungsstärke monoton an, was zur Folge hat, dass einzelne Quarks und Gluonen nicht frei beobachtet werden können, sondern ausschließlich in gebundenen Zuständen, den Hadronen, auftreten.

Die Streuung eines Elektrons an einem Proton wird durch ein Austauschboson der elektroschwachen Wechselwirkung vermittelt. Dieses Boson kann elektrisch neutral (γ oder Z^0) oder geladen ($W^\pm$) sein, man spricht dabei von "neutralen" (NC[1]) oder "geladenen" (CC[2]) Strömen. Die entsprechenden Feynmangraphen niedrigster Ordnung sind in Abbildung 2.1 dargestellt.
Der jeweilige Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse ist proportional zum Propagator des Austauschbosons [14]:

$$\sigma \propto \frac{1}{Q^2 + M^2_{\mathrm{Boson}}}.$$

Da W- und Z-Bosonen im Gegensatz zu Photonen endliche Ruhemassen M besitzen[3], dominiert bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 der neutrale Strom mittels Photonenaustausch. Im Rahmen dieser Arbeit werden Ereignisse mit sehr kleinem Q^2 untersucht; deshalb wird im Folgenden der Austausch von schweren Bosonen Z^0 und $W^\pm$ vernachlässigt.

2.1.1 Kinematische Variablen

Die Kinematik der ep-Streuung ist durch drei unabhängige Variablen gegeben, die im Allgemeinen aus folgenden lorentzinvarianten Größen, gebildet aus den Teilchenviererimpulsen (zu entnehmen aus Abbildung 2.1), gewählt werden:

$$Q^2 \; := \; -q^2 = -(l - l')^2 \;,$$

[1]**N**eutral **C**urrent
[2]**C**harged **C**urrent
[3]$M_W = 80{,}41\,\mathrm{GeV}$, $M_Z = 91{,}187\,\mathrm{GeV}$ [5]

$$\begin{aligned} x &:= \frac{Q^2}{2p \cdot q} \, , \\ y &:= \frac{p \cdot q}{p \cdot l} \, , \\ s &:= (l+p)^2 \, , \\ W^2 &:= (p+q)^2 \, . \end{aligned}$$

Es gilt die Beziehung:

$$Q^2 = sxy.$$

Q^2 ist das negative Viererimpulsquadrat des Austauschbosons, x und y sind dimensionslose Größen, die Werte zwischen null und eins annehmen. Die Bjørken-Skalenvariable x ist der Impulsbruchteil des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons[4]. Die Inelastizität y gibt den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons an, W ist die invariante Masse des hadronischen Endzustandes X. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s ist bei HERA konstant ($\sqrt{s} \approx 318\,\text{GeV}$), sodass zwei weitere Größen zur Beschreibung der Ereigniskinematik ausreichen; häufig verwendet man x und Q^2.
Abbildung 2.2 zeigt die Akzeptanz des H1-Detektors in der x-Q^2-Ebene im Vergleich zu einigen Fixed-Target-Experimenten. Man erkennt, dass bei festem Q^2 der H1-Detektor Messungen zu viel kleineren Werten von x erlaubt (bzw. bei festem x Messungen zu größeren Q^2). Üblicherweise klassifiziert man drei Teilbereiche des Phasenraums anhand der Virtualität des Austauschbosons Q^2:

- Gilt $Q^2 \approx 0\,\text{GeV}^2$, spricht man von Photoproduktion
- $Q^2 \approx 1\,\text{GeV}^2$ kennzeichnet den Übergangsbereich
- $Q^2 \gg 1\,\text{GeV}^2$ ist der Bereich der tiefinelastischen Streuung

Der Phasenraumbereich des VLQ-Spektrometers ist in Abbildung 2.2 separat dargestellt. Diese Erweiterung des H1-Detektors vergrößert die Akzeptanz zu kleinen Q^2 (im Übergangsbereich) und kleinen x. Für den Fall, dass das Insert des elektromagnetischen Spacal (siehe Abschnitt 1.3.2) entfernt würde, ergäbe sich eine Erweiterung des VLQ-Phasenraums zu Werten bis $Q^2 = 1,1\,\text{GeV}^2$, resultierend in einem Überlapp mit H1-Daten des Jahres 1995, die mit in +z-Richtung verschobenem Wechselwirkungspunkt gemessen wurden (in Abbildung 2.2 als "H1 SVTX 1995" bezeichnet).

2.2 QED-Prozesse höherer Ordnung

Zusätzlich zu den in Abbildung 2.1 dargestellten Feynmangraphen in Bornscher Näherung können Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden. Den größten Beitrag liefern Graphen

[4]Dies gilt nur, falls der Transversalimpuls des Partons gegen den gesamten Protonimpuls vernachlässigt wird, was im HERA-Laborsystem eine gute Näherung darstellt.

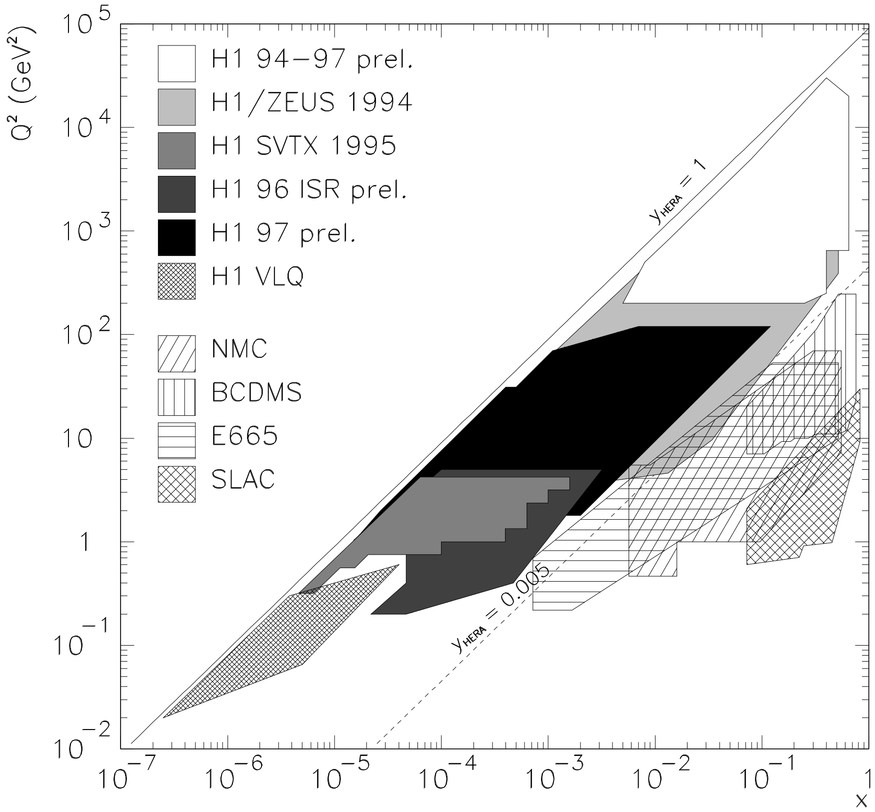


Abb. 2.2: Die Akzeptanz des H1-Detektors im x-Q^2-Phasenraum im Vergleich zu Fixed-Target-Experimenten. Das VLQ-Spektrometer erweitert den zugänglichen Phasenraum zu kleinen Q^2 und kleinen x.

in nächsthöherer Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α. Darunter fallen Prozesse mit Abstrahlung eines reellen Photons sowie virtuelle Korrekturen. Im erstgenannten Fall, $ep \to e\gamma X$, kann das Photon in bestimmten Phasenraumbereichen (im Abschnitt 2.2.2 diskutiert) im Detektor beobachtet werden, sodass ein direkter Vergleich von experimentellen Daten und theoretischen Vorhersagen möglich ist.

2.2.1 Der Prozess $\mathrm{ep} \to \mathrm{e}\gamma\mathrm{X}$

Das Photon im Endzustand kann sowohl vom Elektron als auch vom Proton emittiert werden; Abbildung 2.3 zeigt die zu diesem Prozess beitragenden Feynmangraphen.
Der Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung eines reellen Photons ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des emittierenden Teilchens, sodass die Emission durch das Proton stark unterdrückt ist[5]. Im Folgenden wird deshalb ausschließlich der Fall betrach-

[5] Um den Faktor $m_\mathrm{P}^2/m_\mathrm{e}^2 \approx 3{,}4 \cdot 10^6$.

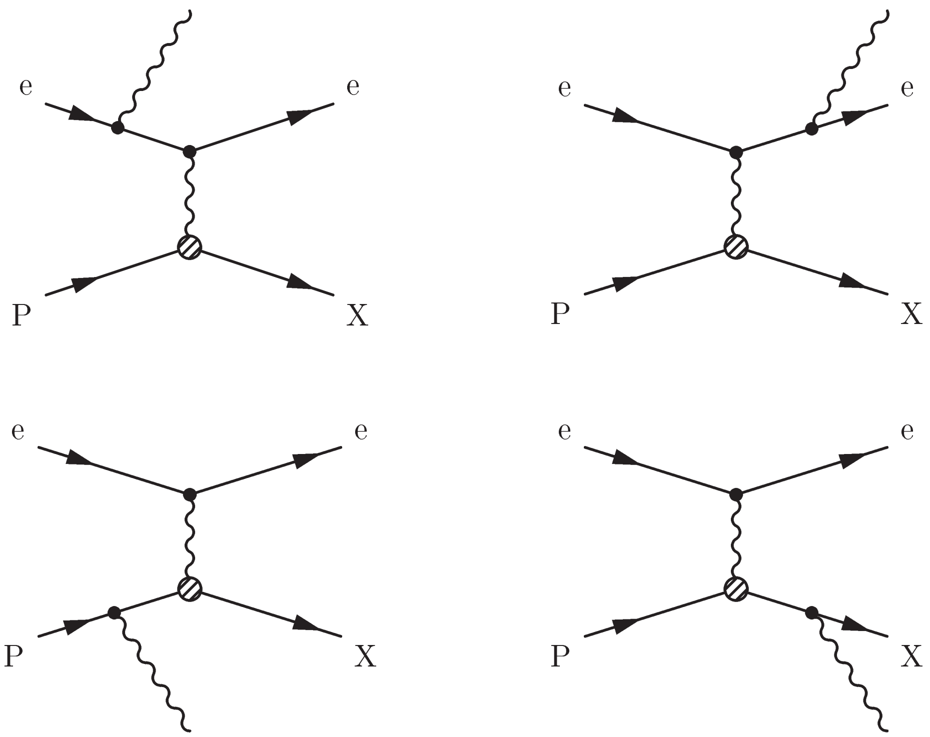


Abb. 2.3: Die Feynmangraphen der ep-Streuung unter Abstrahlung eines reellen Photons durch das Elektron bzw. Proton. Aufgrund der höheren Ruhemasse des Protons ist die Photonemission hier stark unterdrückt.

tet, der durch die beiden oberen Graphen in Abbildung 2.3 gegeben ist, bei dem das reelle Photon vom Elektron abgestrahlt wird. Dieser Prozess kann als Bremsstrahlung interpretiert werden, d.h. als Emission eines reellen Photons durch ein geladenes, beschleunigtes Teilchen.

2.2.2 Einteilung in kinematische Bereiche

Abbildung 2.4 zeigt noch einmal die beiden relevanten Feynmangraphen mit Zuordnung der Viererimpulse. Die Virtualität des Elektrons beträgt q_1^2 bzw. ${q'_1}^2$, die des ausgetauschten Photons ist gleich q_2^2. Unter Anwendung der Feynmanregeln erhält man für den differenziellen Wirkungsquerschnitt [2]:

$$\mathrm{d}\sigma(q_1^2, q_2^2) \propto \frac{\mathrm{d}q_1}{q_1^2 - m_e^2} \cdot \frac{\mathrm{d}q_2}{q_2^2} \quad \text{bzw.} \quad \mathrm{d}\sigma({q'_1}^2, q_2^2) \propto \frac{\mathrm{d}q'_1}{{q'_1}^2 - m_e^2} \cdot \frac{\mathrm{d}q_2}{q_2^2}.$$

Man erkennt, dass die Terme bei kleinen Viererimpulsquadraten q_i^2 Pole aufweisen (bei $q_1^2 = m_e^2$ und $q_2^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$); der differenzielle Wirkungsquerschnitt wird also durch diese Bereiche dominiert.Man unterscheidet drei Fälle, die verschiedene Signaturen im Detektor aufweisen.

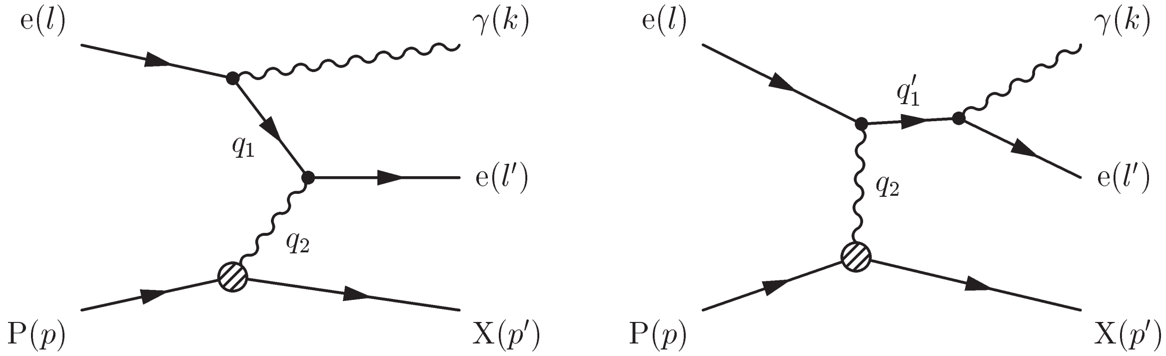


Abb. 2.4: QED-Bremsstrahlung vom ein- bzw. auslaufenden Eektron in niedrigster Ordnung.

Bethe-Heitler-Ereignisse ($q_1^2, {q_1'}^2 \to 0;\ q_2^2 \to 0$)

Für Viererimpulsüberträge nahe null erhalten die auslaufenden Teilchen nur sehr kleine Transversalimpulse und verlassen deshalb den Zentraldetektor durch das Strahlrohr. Wie in Kapitel 1.3.1 beschrieben, können das Elektron und das Photon aber im Elektrontagger bzw. Photondetektor nachgewiesen werden. Der Bethe-Heitler-Prozess eignet sich aus zwei Gründen zur Bestimmung der von HERA erzeugten Luminosität. Einerseits ist die Zählrate sehr hoch, da q_1^2 bzw. ${q_1'}^2$ und q_2^2 Werte nahe den Polstellen besitzen; außerdem handelt es sich hier um einen elastischen Prozess, sodass die a priori unbekannte Struktur des Protons nicht in den Wirkungsquerschnitt eingeht und dieser somit exakt innerhalb der QED berechnet werden kann.

Tiefinelastische Ereignisse mit kollinearen Photonen ($q_1^2, {q_1'}^2 \to 0;\ q_2^2$ groß)

Von tiefinelastischer Streuung spricht man, falls das ausgetauschte Photon eine hohe Virtualität aufweist, d.h. falls q_2^2 groß ist. Das Elektron besitzt dann einen großen Streuwinkel und kann im Zentraldetektor nachgewiesen werden; der hadronische Endzustand ist im Allgemeinen ebenfalls im Detektor sichtbar. Die Abstrahlung des Photons besitzt hier den Charakter einer Strahlungskorrektur, wobei näherungsweise, d.h. unter Vernachlässigung der Interferenzterme, dem linken bzw. rechten Graphen in Abbildung 2.4 eine eigene experimentelle Signatur zugewiesen werden kann.

Im Falle des linken Graphen emittiert das Elektron ein Photon bevor es mit dem Proton wechselwirkt, es kommt also effektiv zu einer Verminderung der Schwerpunktsenergie des Streuprozesses. Das Photon wird vorwiegend kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlt, verlässt den Detektor durch das Strahlrohr und kann im Photondetektor nachgewiesen werden. Man spricht hierbei von ISR[6], also Abstrahlung im Anfangszustand.

[6]**I**nitial **S**tate **R**adiation

Die Signatur, die man dem rechten Feynmangraphen zuordnet, wird als FSR[7], Abstrahlung im Endzustand, bezeichnet. Hier erfolgt die Abstrahlung des Photons vorwiegend kollinear zum auslaufenden Elektron, wobei Elektron und Photon im Allgemeinen nicht mehr als separate Teilchen im Detektor aufgelöst werden

QED-Compton Ereignisse ($q_1^2, {q'_1}^2$ groß; $q_2^2 \to 0$)

Für kleine q_2^2 und große $q_1^2({q'_1}^2)$ nimmt die invariante Masse des eγ-Systems große Werte an (verglichen mit den beiden zuvor beschriebenen Fällen) und beide Teilchen laufen unter endlichen Winkeln zur Strahlachse aus. Dieser Prozess wird deshalb auch als Weitwinkelbremsstrahlung bezeichnet. Die ebenfalls geläufige Bezeichnung "QED-Compton-Streuung" ist durch eine Analogie zum Comptoneffekt der Atomphysik motiviert: Man interpretiert dabei das Proton als Quelle quasireeller Photonen, die an dem einlaufenden Elektron gestreut werden.
Betrachtet man den Zusammenhang zwischen q_2^2 und den Elektron- und Photon-Größen [18]

$$q_2^2 = 2E_0E_e(1+\cos\theta_e) + 2E_0E_\gamma(1+\cos\theta_\gamma) - 2E_eE_\gamma(1-\cos\Omega_{e\gamma}),$$

$$\begin{aligned} E_0 &: \text{Energie der Strahlelektronen} \\ E_e, E_\gamma &: \text{Energie des gestreuten Elektrons/abgestrahlten Photons} \\ \theta_e, \theta_\gamma &: \text{Polarwinkel des gestreuten Elektrons/abgestrahlten Photons} \\ \Omega_{e\gamma} &: \text{Winkel zwischen gestreutem Elektron und abgestrahltem Photon} \end{aligned}$$

erkennt man Folgendes: Falls die Winkel θ_e und θ_γ beide Werte um 180° annehmen, dieser Fall ist beim VLQ-Spektrometer näherungsweise gegeben, geht jeder der drei Summanden separat gegen null. In diesem Fall nähert man sich einer der beiden Polstellen im Wirkungsquerschnitt; im Phasenraum des VLQ erwartet man also einen großen Wirkungsquerschnitt für die QED-Compton-Streuung.
Abhängig von der Masse des hadronischen Endzustandes W unterscheidet man weiterhin drei Fälle:

- Im elastischen Fall bleibt das Proton intakt, W ist deshalb gleich der Protonmasse m_p.
- Falls das Proton in einen angeregten Zustand übergeht, der kurz darauf wieder zerfällt, bezeichnet man dies als quasielastischen Fall. Dabei gilt: $W \approx m_p$.
- Vom tiefinelastischen Fall spricht man, falls die invariante Masse des hadronischen Endzustandes groß gegen die Protonmasse ist ($W \gg m_p$). Hierbei handelt es sich um den Übergangsbereich zu den vorher beschriebenen "tiefinelastischen Ereignissen mit kollinearen Photonen".

[7] **F**inal **S**tate **R**adiation

Den weitaus größten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt hat der elastische Prozess.
Bezogen auf den QED-Compton-Prozess sind die Feynmangraphen der Abbildung 2.4 von niedrigster Ordnung. Man kann auch hier Korrekturen höherer Ordnung berücksichtigen, wobei nur relativ geringe Abweichungen auftreten (siehe [2] und Abschnitt 3.2.2). Im Falle der Abstrahlung eines zusätzlichen, kollinearen Photons vom einlaufenden Elektron spricht man auch hier von ISR (analog zur tiefinelastischen Streuung mit kollinearen Photonen in Abschnitt 2.2.2). Unter Berücksichtigung dieser Strahlungskorrektur besitzt das an der eigentlichen QED-Compton-Streuung teilnehmende Elektron eine geringere Energie als die des Elektronenstrahls.

2.3 Eigenschaften der elastischen QED-Comptonstreuung

Bei sehr kleinen Impulsüberträgen auf das Proton ($q_2^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$) erfolgt die Streuung hauptsächlich elastisch. Der Wirkungsquerschnitt hängt in diesem Fall nicht von der Protonstruktur ab[8], sodass eine Berechnung auf Grundlage der QED exakt durchführbar ist.
Da beim elastischen Prozess Elektron und Proton keine Energie austauschen, besitzt das System "auslaufendes Elektron/abgestrahltes Photon" die Energie des einlaufenden Elektrons. Es gilt also:

$$E_0 = E_{e'} + E_\gamma,$$

wobei E_0 in niedrigster Ordnung der Elektronenstrahlenergie entspricht; unter Berücksichtigung von ISR ergibt sich eine Verteilung zu kleineren Energien.
Das Proton und das Elektron-Photon-System erhalten bei dem Streuprozess jeweils nur sehr geringe Transversalimpulse. Deshalb verlässt das Proton den Zentraldetektor innerhalb des Strahlrohrs, und das $e\gamma$-System ist aufgrund von Impulserhaltung im Transversalimpuls $\vec{p}_\perp$ (nahezu) balanciert. Abbildung 2.5 verdeutlicht die Eigenschaft der $\vec{p}_\perp$-Balance: Die in die x-y-Ebene projizierten Teilchenimpulse $\vec{p}_{\perp,e}$ und $\vec{p}_{\perp,\gamma}$ addieren sich vektoriell zu null.
Quantitativ lässt sich die Gültigkeit dieser Bedingung,

$$\vec{p}_{\perp,e} = -\vec{p}_{\perp,\gamma},$$

durch die Größe p_{bal} ausdrücken:

$$p_{\mathrm{bal}} := \frac{|\vec{p}_{\perp,e} + \vec{p}_{\perp,\gamma}|}{|\vec{p}_{\perp,e}| + |\vec{p}_{\perp,\gamma}|}.$$

Hierbei kennzeichnet ein Wert von null ein exakt in $\vec{p}_\perp$-balanciertes System, ein Wert von eins dagegen die größtmögliche Abweichung, nämlich zwei parallele $\vec{p}_\perp$-Vektoren.
Falls ein QED-Compton-Ereignis in $\vec{p}_\perp$ balanciert ist, impliziert dies, dass die Teilchen in der

[8] Nur die elektrischen und magnetischen Formfaktoren des Protons gehen in die Rechnung ein, diese sind hinreichend genau bekannt.

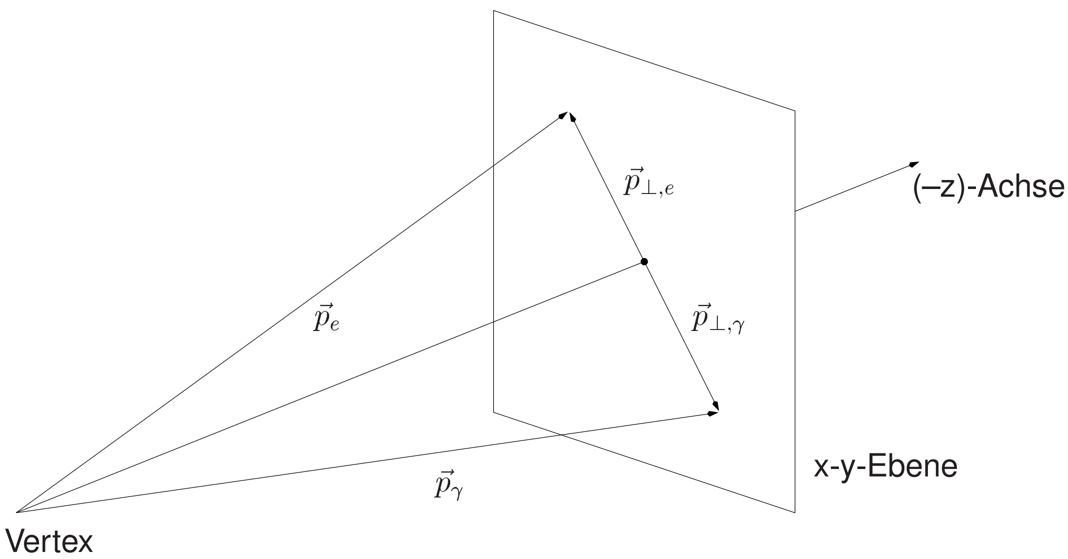


Abb. 2.5: Elastische QED-Compton-Ereignisse sind $\vec{p}_\perp$-balanciert, d.h. die Transversalimpulse des Elektrons und des Photons addieren sich zu null.

x-y-Ebene “back-to-back” auseinanderlaufen, d.h. die Differenz der Azimutalwinkel beträgt 180°:

$$\Delta\phi := |\phi_e - \phi_\gamma| = 180^\circ.$$

Die Größe $\Delta\phi$ wird als Akomplanarität bezeichnet. Ein Wert von 180° ist ein (notwendiges) Kriterium für elastische QED-Compton-Ereignisse, das unabhängig von der Genauigkeit der Energiemessung ist. In Kapitel 4 wird ein Verfahren vorgestellt, mithilfe der Akomplanarität ein Detektoralignment durchzuführen.

Kapitel 3

QED-Comptonstreuung – Monte-Carlo-Ereignisse

Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren werden in Analysen der Hochenergiephysik intensiv eingesetzt und dienen verschiedenen Zielsetzungen. Das Studium der vom Computer berechneten Ereignismengen wird z.B. häufig genutzt, um Akzeptanzkorrekturen zu bestimmen und Detektoreffekte zu berücksichtigen.
In diesem Kapitel werden die QED-Compton-Generatoren WABGEN [11] und COMPTON [1] vorgestellt. Mit Hilfe dieser Programme wurden Ereignisse im Phasenraum des VLQ-Spektrometers erzeugt. Die folgende Diskussion der Ereignismengen dient zur Klärung zweier Fragestellungen:

- Wie im vorherigen Kapitel beschrieben ist die für das Alignment verwendete Eigenschaft der $\vec{p}_\perp$-Balance nur bei elastischen QED-Compton-Ereignissen gegeben. Deshalb ist es wichtig zu wissen, inwieweit der elastische Anteil der QED-Compton-Streuung den Wirkungsquerschnitt dominiert. Ist zudem der Wirkungsquerschnitt des elastischen Prozesses hinreichend hoch, sodass genügend Ereignisse für das Alignment der VLQ-Kalorimeter gemessen werden können?

- Welche Schnitte auf Ereignisgrößen eignen sich, um effizient QED-Compton-Ereignisse zu selektieren?
  Besondere Bedeutung hat hierbei die Tatsache, dass für die L4-Triggerstufe (siehe Abschnitt 1.3.3) Programmcode[1] erstellt werden musste, der mögliche QED-Compton-Ereignisse selektiert, damit diese im Datenstrom verbleiben und nicht verworfen werden. Die dort angewandten Schnitte sind besonders kritisch, da im Gegensatz zur Offline-Selektion einmal verworfene Ereignisse für immer verloren gehen.

[1] ein sogenannter "L4-Saver"

Die Ausgabe eines Monte-Carlo-Generators besteht einerseits aus dem Wirkungsquerschnitt des betrachteten Prozesses im vorgegebenen Phasenraum, andererseits aus einer Anzahl von Ereignissen, in Form von Viererektoren der Teilchen des Endzustands. Die Detektorsimulation `H1SIM`, basierend auf der Programmbibliothek `GEANT`, berechnet daraus die Detektorantwort. Auf diese Weise werden Effekte wie Energie- und Ortsauflösungen berücksichtigt. Die simulierten Ereignisse durchlaufen dann die weitere Analyse genauso wie gemessene Daten. Das Programmmodul von `H1SIM`, das die Detektorsimulation des VLQ-Spektrometers durchführt, war zu dem Zeitpunkt, als der L4-Saver erstellt werden musste, noch nicht einsetzbar. Aus diesem Grund beschränkt sich dieses Kapitel auf nicht simulierte Ereignisse, Ergebnisse unter Verwendung der Derektorsimulation werden im Kapitel 4.3 vorgestellt.

3.1 Die Generatoren WABGEN und COMPTON

Zur Anwendung kamen die Versionen WABGEN 1.0 und COMPTON 2.00. Für den elastischen Fall der QED-Compton-Streuung liegen sowohl WABGEN als auch COMPTON exakte Berechnungen im Rahmen der QED zugrunde. Die Bestimmung des nicht elastischen Anteils des Wirkungsquerschnitts baut auf den elastischen Fall auf, wobei zusätzlich Vorhersagen der QCD eingehen. Dabei muss außerdem auf experimentell ermittelte Größen zurückgegriffen werden, wie z.B. Eigenschaften von Protonresonanzen ($\Delta(1236)$, $N^*(1520)$, $N^*(1688)$), die Protonstrukturfunktion F_2 und der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion $\sigma_{\gamma p}$.
WABGEN berechnet die Vierervektoren sämtlicher Teilchen des hadronischen Endzustands, wohingegen COMPTON nur die invariante Masse dieses Zustands ausgibt. Die Unterscheidung zwischen quasielastischen und tiefinelastischen Ereignissen geschieht in beiden Generatoren unterschiedlich: COMPTON nutzt hierbei als Kriterium ausschließlich die Masse des hadronischen Endzustandes, WABGEN verwendet den Viererimpulsübertrag und die Skalenvariable x.
Optional können beide Generatoren Strahlungskorrekturen in Form von Photonabstrahlung vom einlaufenden Elektron (ISR) berücksichtigen. In WABGEN ist diese Funktion aber noch nicht hinreichend getestet, wobei insbesondere bei kleinen invarianten Massen des Elektron-Photon-Systems Probleme auftreten [11]. Deshalb wird in der vorliegenden Arbeit WABGEN ohne ISR verwendet. Beide Generatoren erwarten vom Anwender Angaben über die Energie der Strahlteilchen sowie deren Ladung (Elektron oder Positron), den Phasenraum der Streuung und die Anzahl der zu generierenden Ereignisse. Zudem gibt man bei WABGEN explizit den Prozess an (elastisch, quasielastisch, tiefinelastisch), wohingegen COMPTON alle drei Prozesse gemeinsam generiert. Als Ausgabe erhält man den Wirkungsquerschnitt und die generierten Ereignisse. Diese sind ungewichtet, d.h. alle Ereignisse haben dasselbe statistische Gewicht von eins.
Tabelle 3.1 gibt die Ereignisvariablen an, auf die Schnitte möglich sind und die somit den Phasenraum definieren.

WABGEN

Variable	Formelzeichen	Begrenzung
Polarwinkel Elektron	θ_e	Min/Max
Polarwinkel Photon	θ_γ	Min/Max
Azimutalwinkel Elektron	ϕ_e	Min/Max
Azimutalwinkel Photon	ϕ_γ	Min/Max
Energie Elektron	E_e	Min/Max
Energie Photon	E_γ	Min/Max
Sichtbare Energie	$E_e + E_\gamma$	Min
Invariante Masse $e\gamma$-System	$M_{e\gamma}$	Min/Max
Transversalimpuls Elektron	$p_{\perp,e}$	Min/Max
Transversalimpuls Photon	$p_{\perp,\gamma}$	Min/Max
Akomplanarität	$\Delta\phi$	Min/Max

COMPTON

Variable	Formelzeichen	Begrenzung
Polarwinkel†	$\theta_{e,\gamma}$	Min/Max
Azimutalwinkel†	$\phi_{e,\gamma}$	Min/Max
Energie Elektron	E_e	Min
Energie Photon	E_γ	Min
Sichtbare Energie	$E_e + E_\gamma$	Min
Invariante Masse $e\gamma$-System	$M_{e\gamma}$	Min/Max
Transversalimpuls $e\gamma$-System	$p_\perp$	Min/Max
Akomplanarität	$\Delta\phi$	Max

Tab. 3.1: Variablen der auslaufenden Teilchen zur Definition des Phasenraums der Monte-Carlo-Generatoren.
†COMPTON wendet Winkelschnitte gemeinsam auf beide auslaufende Teilchen an.

3.2 Ereignisgenerierung im Phasenraum des VLQ-Spektrometers

Wie in Abschnitt 2.2.2 herausgestellt wurde, ist der kinematische Bereich der QED-Compton-Ereignisse im VLQ-Phasenraum von einer Polstelle im Wirkungsquerschnitt dominiert. Dies stellt hohe Anforderungen an die Monte-Carlo-Generatoren bezüglich numerischer Genauigkeit, was sowohl WABGEN als auch COMPTON berücksichtigen.
In folgendem Abschnitt wird der Phasenraum des VLQ-Spektrometers für die Generierung von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt, wobei die Abschattung durch das Spacal berücksichtigt wird. Als Signatur eines QED-Compton-Ereignisses erwartet man aufgrund der $\vec{p}_\perp$-

Balance ein Elektron in einem Modul und ein Photon in dem anderen Modul.
Die exakten relativen Positionen der beiden Module zum Strahl, d.i. das Alignment, werden erst später im Verlauf dieser Arbeit aus den gemessenen Daten bestimmt, sodass hier zunächst die Soll-Positionen aus den technischen Zeichnungen verwendet werden.

3.2.1 Wahl der Parameter für die Ereignisgenerierung

Der durch das VLQ-Spektrometer abgedeckte Phasenraum ist durch zwei Eigenschaften definiert: Einerseits durch die räumliche Akzeptanz, gegeben durch Position und Maße der Module, andererseits durch die Energie, die Teilchen mindestens besitzen müssen, um detektiert zu werden. Diese Mindestenergie besitzt keinen konkret festgelegten Wert; vielmehr ist hier entscheidend, dass die L1-Triggereffizienz zu kleinen Energien hin abnimmt (siehe Kapitel 4.1). Um den Einfluss des Energieschnittes zu studieren, wird als Untergenze der Energie für die Monte-Carlo-Generierung der sehr kleine Wert von 2 GeV festgelegt, jeweils für Elektron und Photon.
Zur Festlegung der Schnitte in den x- und y-Koordinaten der Elektronen und Photonen (bei z=-308 cm, entsprechend der Mitte der Kalorimeter) geht man zunächst von der Größe der aktiven Bereiche der VLQ-Kalorimeter aus: 12,4 cm in der Breite und 9,4 cm in der Höhe. Der Abstand zum Strahl beträgt in y-Richtung jeweils 4,06 cm (siehe Abbildung 3.1).
Es ist aber vorteilhaft, diesen Minimalabstand nicht vollständig auszunutzen, da es am Rand des Kalorimeters zu sogenannten "Leakage-Effekten" kommt: In diesem Fall verlässt ein Teil des elektromagnetischen Schauers das aktive Volumen, sodass die Genauigkeit der Energiemessung und Ortsbestimmung verschlechtert wird. Dieser Effekt lässt sich zwar (teilweise) in der Rekonstruktions-Software ausgleichen; da dies aber noch nicht befriedigend implementiert ist, wird hier ein zusätzlicher Abstand zum Rand von 1,2 cm in x- und 0,5 cm in y-Richtung berücksichtigt.
Auf diese Weise erhält man Schnitte in den x- und y-Koordinaten:

$$\begin{aligned} & |x| && < 6{,}10\,\mathrm{cm}\ , \\ 4{,}56\,\mathrm{cm} < \ & |y| && < 12{,}96\,\mathrm{cm}\ . \end{aligned}$$

Zusätzlich muss noch die Abschattung durch das Spacal-Insert berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 1.3.2), was zu einem Schnitt im Polarwinkel θ führt:

$$\theta^{\min} = 178{,}3^\circ.$$

Da die Generatoren zur Definition des Phasenraums keine Vorgabe der x- und y-Koordinaten der Teilchen zulassen, wird stattdessen der kleinstmögliche Polarwinkelbereich angegeben, der den Phasenraum noch vollständig abdeckt, entsprechend dem grauen Bereich in Abbildung 3.1. Die so erzeugten Ereignisse werden dann in einem zweiten Schritt, innerhalb des Analyseprogramms, hinsichtlich des exakten x-y-Bereichs selektiert.

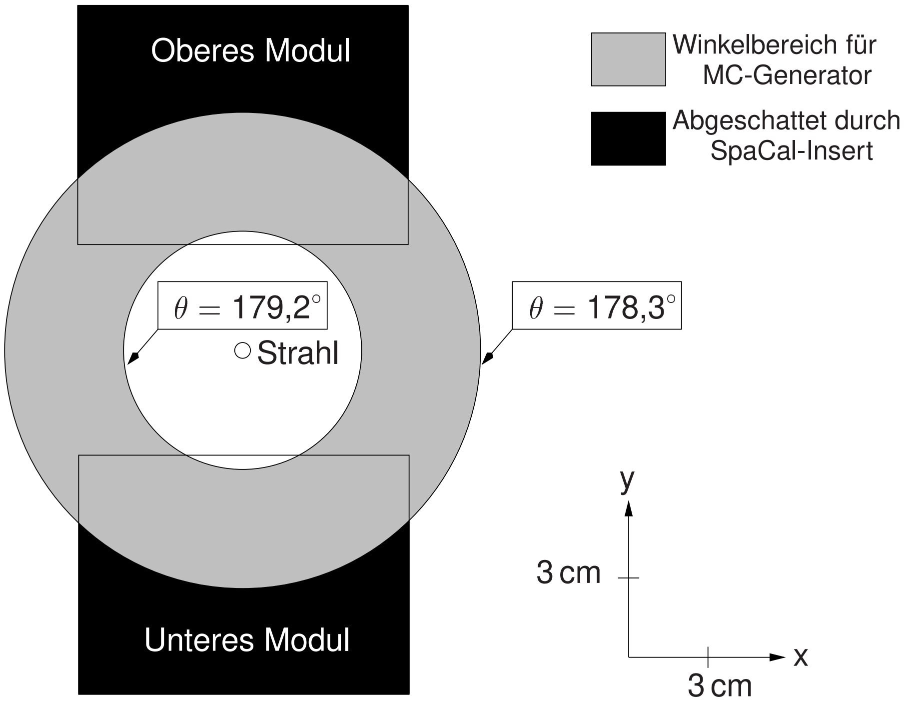


Abb. 3.1: Die Akzeptanz der VLQ-Kalorimeter in der x-y-Koordinatenebene. Die Querschnittsfläche der Kalorimeter, dargestellt durch die Rechtecke, wird durch das davorliegende Spacal-Insert zu kleinen Werten von θ abgedeckt. Mit den Monte-Carlo-Generatoren wird eine Übermenge des resultierenden Akzeptanzbereichs erzeugt.

Die Begrenzung zu großen Polarwinkeln ergibt sich aus der unteren Grenze in der y-Koordinate:

$$4{,}56\,\mathrm{cm} < |y| \qquad \Rightarrow \qquad \theta_{\max} = 179{,}2^\circ.$$

Die Grenzen der invarianten Masse des Elektron-Photon-Systems $M_{e\gamma}$ errechnen sich aus den Winkelschnitten und der Elektronstrahlenergie E_0 durch die Beziehung

$$M_{e\gamma}^{\min/\max} \cong 2E_0 \sqrt{\frac{1+\cos\theta^{\min/\max}}{1-\cos\theta^{\min/\max}}}.$$

Aus technischen Gründen ist für COMPTON eine Begrenzung der Akomplanarität auf 45° notwendig. Für die Transversalimpulse werden keine Grenzen vorgegeben. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Variable	Formelzeichen	unterer Wert	oberer Wert
Energie Elektronstrahl	E_0	27,555 GeV	
Energie Protonstrahl	E_p	920 GeV	
Polarwinkel	θ	178,3°	179,152°
Azimutalwinkel	ϕ	0°	360°
Energie Elektron	E_e	2 GeV	
Energie Photon	E_γ	2 GeV	
Sichtbare Energie	$E_e + E_\gamma$	4 GeV	
Invariante Masse $e\gamma$-System	$M_{e\gamma}$	0,1 GeV	0,82 GeV
Akomplanarität	$\lvert\Delta\phi - 180°\rvert$	0°	45°

Tab. 3.2: Verwendete Parameter für die generierten QED-Compton-Ereignisse von WABGEN und COMPTON

Prozess	WabGen (ohne ISR)		Compton (ohne ISR)		Compton (mit ISR)	
	Wirkungsquerschnitt in pb					
elastisch	3756	±56	3702	±20	3903	±21
quasielastisch	121	±4	39	±2	37	±2
tiefinelastisch	k.A.		267	±5	262	±6
Summe	3877	±56	4008	±21	4202	±22

Tab. 3.3: Der berechnete Wirkungsquerschnitt der QED-Comptonstreuung für den Phasenraum des VLQ-Spektrometers.

3.2.2 Resultate

Die Anzahl der von WABGEN generierten QED-Compton-Ereignisse beträgt für den elastischen und den quasielastischen Bereich jeweils 100.000, ISR ist dabei nicht berücksichtigt. Tiefinelastische Ereignisse konnten nicht generiert werden, da Probleme bei der Erzeugung des Integrationsgitters für den hier verwendeten Phasenraum auftraten.
Mit COMPTON wurden je 120.000 Ereignisse generiert, mit und ohne Berücksichtigung von ISR. Die Ereignismengen enthalten sowohl die elastischen, als auch die quasielastischen und tiefinelastischen Anteile der Streuung.
In einem zweiten Schritt wurden sämtliche Ereignisse hinsichtlich der Akzeptanz des VLQ-Spektrometers in der x-y-Ebene selektiert, was die Anzahl der Ereignisse ungefähr auf ein Drittel reduziert.
Tabelle 3.3 zeigt die auf diese Weise berechneten Wirkungsquerschnitte. Die Fehler werden von den Generatoren unterschiedlich behandelt. COMPTON errechnet keine explizite Fehler-

abschätzung, man verwendet hier den relativen Fehler gemäß der Poisson-Statistik ($1/\sqrt{N}$, mit N als der Anzahl der Ereignisse nach den Schnitten in den x-y-Koordinaten).
WABGEN integriert in einem separaten Programmschritt den Wirkungsquerschnitt über den vorgegebenen Phasenraum, wobei der Fehler explizit angegeben wird und unabhängig von der Anzahl der erzeugten Ereignisse ist. In diesem Fall muss von dem Fehler, der für den Wirkungsquerschnitt der Generierung berechnet ist, auf den Fehler nach der x-y-Selektion geschlossen werden. Für das Endergebnis in Tabelle 3.3 wird als konservative Abschätzung der absolute Fehler des gesamten Wirkungsquerschnitts der Generierung verwendet.
Im elastischen Bereich, der für die folgende Analyse entscheidend ist, stimmen beide Generatoren, ohne Berücksichtigung von ISR, innerhalb der Fehler überein. Im Gegensatz dazu sieht man eine deutliche Abweichung für den quasielastischen Fall, die unter Umständen auf die unterschiedliche Definition von tiefinelastischen und quasielastischen Ereignissen bei WABGEN und COMPTON zurückzuführen ist. Hier wäre ein Vergleich der Summe der beiden nicht elastischen Anteile aussagekräftiger.
Verwendet man bei COMPTON die Berücksichtigung von ISR, wächst der Wirkungsquerschnitt des elastischen Anteils um ca. 5%, wohingegen die nicht elastischen Anteile unverändert bleiben. In allen Fällen überwiegt mit über 90% der elastische Anteil des Wirkungsquerschnitts.
Die in Kapitel 4 folgende Analyse verwendet H1-Daten der ersten Datennahmeperiode des Jahres 1999, entsprechend einer integrierten Luminosität von ca. $14\,\mathrm{pb}^{-1}$. Man wird also, als grobe Abschätzung[2], einige zehntausend elastische QED-Compton-Ereignisse erwarten, was für das Alignment der VLQ-Kalorimeter ausreicht.
Im Folgenden werden Verteilungen einiger charakteristischer Teilchengrößen der von WABGEN und COMPTON generierten Ereignisse verglichen. Dabei ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt als Funktion verschiedener Observablen aufgetragen. Die Verteilungen entsprechen der Summe der elastischen und inelastischen Anteile, falls nicht anders angegeben wurde keine ISR berücksichtigt.
Die Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen Verteilungen von grundlegenden Teilchenobservablen: Energie und Polarwinkel des Elektrons bzw. Photons. Die Energieverteilungen nehmen ihre größten Werte jeweils bei der halben Elektronstrahlenergie an (ca. 13,8 GeV). Da die Summe beider Energien nahezu erhalten ist, kann man die Graphen durch Spiegelung an der y-Achse zur Deckung bringen. Man erkennt außerdem, dass der bei der Generierung angewandte Schnitt auf eine Minimalenergie von 2 GeV pro Teilchen ausreichend niedrig ist, da nur sehr wenige Teilchen Energien kleiner als 10 GeV besitzen.
Der tiefinelastische Anteil der von COMPTON erzeugten Ereignisse weist hohe Elektron- und niedrige Photonenergien auf, ansonsten stimmen die Verteilungen beider Generatoren gut überein. Dies gilt ebenso für die Polarwinkel; hierbei ist der Überschuss im Wirkungsquerschnitt von COMPTON nahezu gleichmäßig über den gesamten Winkelbereich verteilt.

[2] Triggereffizienzen, L1-Prescalefaktoren und Abweichungen von den Sollpositionen, die die Ereignisrate reduzieren, sind dabei vernachlässigt.

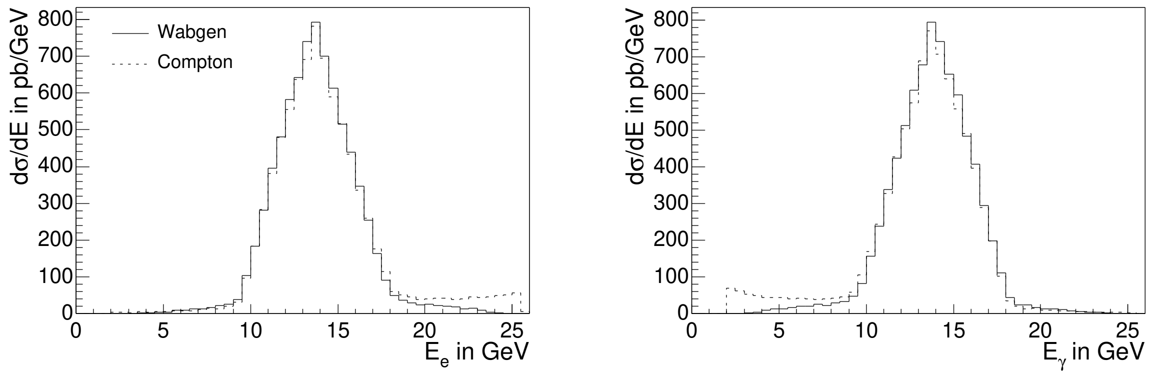


Abb. 3.2: Energie der generierten Elektronen (links) und Photonen (rechts). Das Maximum beider Verteilungen liegt ungefähr bei halber Elektronstrahlenergie.

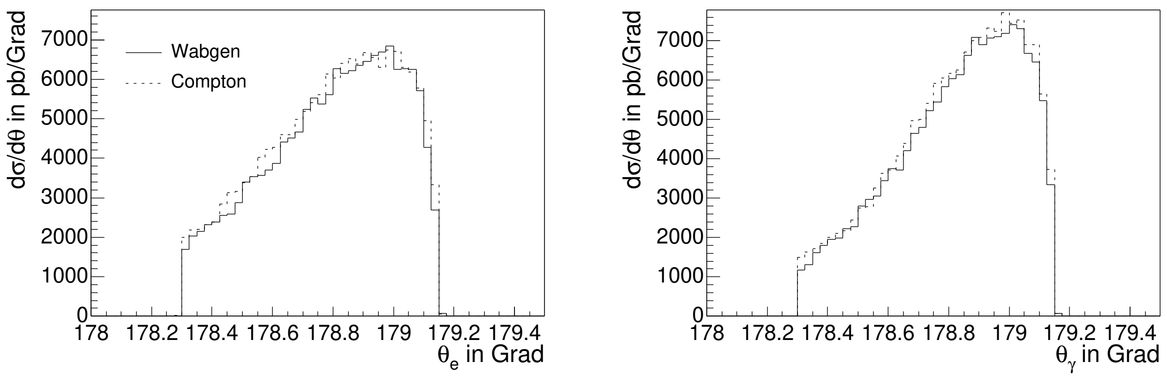


Abb. 3.3: Polarwinkel der generierten Elektronen und Photonen. Der Abfall zu großen Werten von θ ist ein Effekt der geometrischen Akzeptanz.

Die Form der Winkelverteilungen erklärt sich durch zwei entgegengesetzte Effekte: einerseits steigt der differenzielle Wirkungsquerschnitt der QED-Compton-Streuung stark zu großen Winkeln an, andererseits nimmt die geometrische Akzeptanz des VLQ-Spektrometers in dieser Richtung ab, da mit zunehmenden Winkeln ein immer kleinerer Bereich im Azimutalwinkel ϕ abgedeckt wird (vergleiche Abbildung 3.1). Der Rückgang des Wirkungsquerschnitts bei Winkeln größer als 179° ist also ein Effekt der Schnitte in den x-y-Koordinaten.
Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der Energiesumme von Elektronen und Photonen, die y-Achse ist dabei logarithmisch geteilt. Lässt man ISR außer acht, ergibt sich ein extrem scharfes Maximum bei der Elektronstrahlenergie; selbst die tiefinelastischen Ereignisse, wie sie von COMPTON generiert werden, weichen hiervon nur sehr gering ab. Im Gegensatz dazu weist das Energiesummenspektrum unter Berücksichtigung von ISR einen Ausläufer zu geringeren Werten auf, was man aufgrund der verminderten Schwerpunktsenergie auch

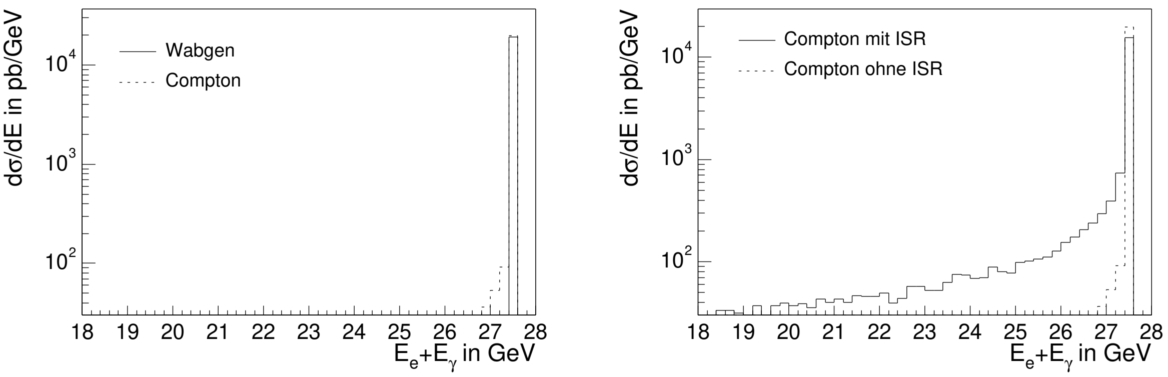


Abb. 3.4: Energie der generierten Elektronen und Photonen. Dargestellt ist die Summe der Energien von gestreutem Elektron und abgestahltem Photon. ISR führt aufgrund der reduzierten Schwerpunktsenergie zu Abweichungen von dem ansonsten sehr scharfen Maximum.

erwartet. Allerdings tragen größere Abweichungen nur noch sehr wenig zum Wirkungsquerschnitt bei, es handelt sich hierbei also nur um einen kleinen Effekt.
Schließlich zeigt Abbildung 3.5 die Verteilung der Akomplanarität (abzüglich 180°) und der $\vec{p}_\perp$-Balance von Elektron und Photon. Für die Akomplanarität erkennt man ein sehr stark ausgeprägtes Maximum bei $\Delta\phi = 180°$, die $\vec{p}_\perp$-Balance zeigt das zu erwartende Maximum bei einem Wert von null. Die Monte-Carlo-Ereignisse sind also sehr gut in $\vec{p}_\perp$ balanciert. Die größeren Werte von COMPTON in den Ausläufern der Verteilung erklären sich dadurch, dass im Falle von tiefinelastischen Ereignissen das Elektron-Photon System für sich genommen nicht mehr notwendigerweise in $\vec{p}_\perp$ balanciert ist.
Die hier betrachteten Monte-Carlo-Ereignisse stellen natürlich eine Idealisierung dar, da durch Energie- und Ortsauflösungseffekte experimentelle Daten breitere Verteilungen ergeben werden. Trotzdem legen es die deutlich ausgeprägten Maxima in den Verteilungen der Energiesumme und der Akomplanarität nahe, Schnitte auf diese Größen zur Reduktion von Untergrund zu verwenden. Beliebige Teilchenpaare, z.B. aus Strahl-Gas-Ereignissen, werden im Allgemeinen nicht die hohe Korrelation der Elektron-Photon-Paare aus elastischen QED-Compton-Ereignissen aufweisen.
Ein Vorteil der Größen Energiesumme und Akomplanarität zur Verwendung in der Ereignisselektion besteht darin, dass die Polarwinkel und Energien der Elektronen und Photonen symmetrisch eingehen. Es ist also nicht zwingend notwendig, das Elektron durch eine zugehörige Spur im VLQ-Spursystem zu identifizieren, um es vom Photon zu unterscheiden.

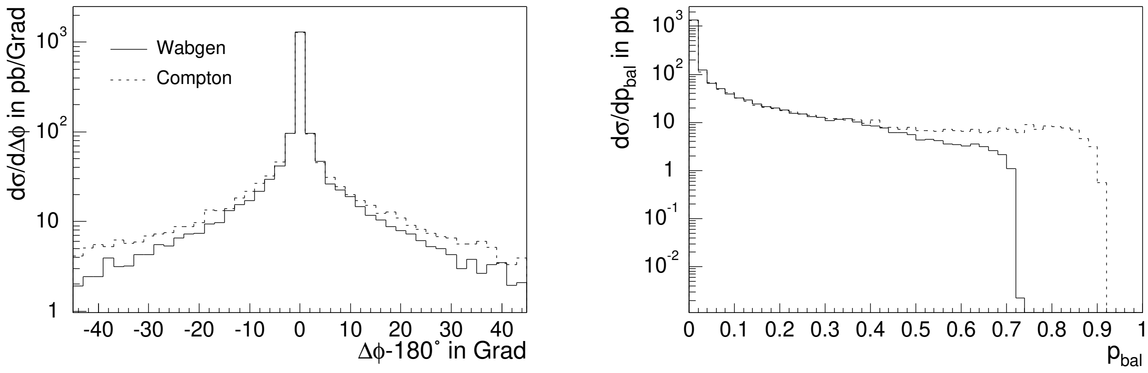


Abb. 3.5: Die Akomplanarität (links) und $\vec{p}_{\perp}$-Balance (rechts) der generierten Elektronen und Photonen. Die Ereignismenge wird deutlich von im Transversalimpuls balancierten Ereignissen dominiert.

Kapitel 4

Analyse der Daten

Das Ziel dieses Kapitels ist die relative Positionsbestimmung (das Alignment) der VLQ-Kalorimeter relativ zum H1-Koordinatensystem, bzw. zur Strahlachse. Zunächst wird die Selektion der elastischen QED-Compton-Ereignisse beschrieben. Die so gewonnene Datenmenge wird dann dazu genutzt, mittels der Akomplanarität die Positionen der VLQ-Module zu bestimmen. Abschließend erfolgt ein Vergleich der gemessenen Daten mit Monte-Carlo Ereignissen.

4.1 Datenselektion

Die Auswahl der QED-Compton-Ereignisse aus dem Datenstrom beginnt mit Triggerbedingungen der ersten und vierten Triggerstufe (L1 bzw. L4). Die Stufen zwei und drei verhalten sich transparent, d.h. dort gehen keine möglichen QED-Compton-Ereignisse verloren.
Schnitte auf Ereignisgrößen innerhalb der Trigger müssen so gewählt werden, dass die Ereignisrate des jeweiligen Subtriggers vorgegebene Obergrenzen nicht übeschreitet. Diese Obergrenzen ergeben sich aus der Aufteilung der maximalen Rate, die eine Stufe verarbeiten kann (siehe Abschnitt 1.3.3), auf die Budgets der einzelnen Detektoren bzw. physikalischen Ereignisklassen. Im Gegensatz dazu steht die Forderung, eine möglichst hohe Effizienz zu erreichen, d.h. es sollen möglichst wenige QED-Compton-Ereignisse irrtümlich verworfen werden. Hier muss also ein Kompromiss gefunden werden.
Sind die Ereignisse auf Magnetband geschrieben, verfolgt die weitergehende (Offline-) Selektion das Ziel einer Erhöhung der "Reinheit" der Datenmenge, d.h. einer Verminderung der Anzahl von Untergrundereignissen; dabei soll die Effizienz möglichst wenig beeinträchtigt werden. In diesem Schritt kann auch der Betriebszustand der verwendeten Subdetektoren überprüft werden (z.B. auf eingeschaltete Hochspannung), außerdem schränkt man häufig den Phasenraum auf einen Bereich ein, der eine gute Messung gewährleistet.

Triggerelement	Energieschwelle in GeV	Rate in Hz
`VLQ_top_noise`	4,5	3000
`VLQ_top_low`	8	1100
`VLQ_top_high`	10	800
`VLQ_top_SDE`	5	450
`VLQ_bot_noise`	4,5	2200
`VLQ_bot_low`	8	770
`VLQ_bot_high`	10	550
`VLQ_bot_SDE`	5	410

Tab. 4.1: Triggerelemente des VLQ-Kalorimeters. Die Triggerraten und Energieschwellen, ab der ein Triggerelement auslöst, beziehen sich auf die erste Datennahmeperiode im Jahr 1999.

4.1.1 Die Triggerstufe L1

Tabelle 4.1 führt die Triggerelemente des VLQ-Kalorimeters auf [16]. Die Abkürzungen "`top`" und "`bot`" stehen dabei für das obere bzw. untere Modul. Die "`noise`", "`low`" und "`high`" Triggerelemente fordern jeweils die angegebene Energieschwelle für die Rohenergie in einem Teilbereich des Kalorimeters. Für beide Kalorimeter sind dazu jeweils zwei horizontale, sich überlappende Streifen definiert, über die die Energie von 12 horizontalen Szintillatoren aufsummiert wird. Die Anwendung eines Clusteralgorithmus innerhalb des L1-Triggers wäre zu aufwändig.

Zur Unterdrückung von "single diode events" (siehe Abschnitt 1.3.2) werden die `VLQ_top_SDE` und `VLQ_bot_SDE`-Triggerelemente als Veto verwendet. Diese Triggerelemente fangen den Fall ab, dass zwar die Summe der Energie eines Streifens die Schwelle überschreitet, aber auf einer Seite, links oder rechts, die "`noise`" Schwelle von 4,5 GeV nicht überschritten wurde.

Man erkennt die zu erwartende abnehmende Triggerrate mit steigender Energieschwelle. Auffällig ist hingegen, dass das untere Modul durchgängig niedrigere Raten als das obere zeigt. Geht man davon aus, dass die Triggerlogik für beide Module gleich effizient ist, so bleiben zwei nahe liegende Erklärungsmöglichkeiten: Entweder es befindet sich unterschiedlich viel totes Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den beiden Modulen, oder aber der Abstand zur Strahlachse ist ungleich. Die Klärung dieser Fragestellung erfolgt in Abschnitt 4.2.1.

Die erste Triggerstufe fällt Entscheidungen auf Basis von Subtriggern, die als logische Kombinationen aus Triggerelementen gebildet werden. Aus den VLQ-Triggerelementen wurden zehn Subtrigger gebildet (zum Teil auch unter Verwendung von Triggerelementen anderer H1-Subdetektoren), die für unterschiedliche Streuprozesse ausgelegt sind.

Im Falle von QED-Compton-Ereignissen kommen zwei Subtrigger in Frage: s46 und s47. Die

Subtrigger	s46 (VLQ_high_OR)	s47 (VLQ_low_AND)
Definition	(VLQ_top_high && !VLQ_top_SDE) || (VLQ_bot_high && !VLQ_bot_SDE)	(VLQ_top_low && !VLQ_top_SDE) && (VLQ_bot_low && !VLQ_bot_SDE)
L1-Eingangsrate	20 Hz	0,05 Hz
L1-Prescale	200	1
L1-Ausgangsrate	0,1 Hz	0,05 Hz

Tab. 4.2: Geeignete Subtrigger für QED-Compton-Ereignisse. Für Raten und Prescales sind typische Werte angegeben, die aber stark von der Luminosität abhängen. Die logischen Operatoren entsprechen C-Notation: && =UND, || =ODER, ! =NICHT.

Eigenschaften dieser beiden Subtrigger sind in Tabelle 4.2 gegenübergestellt. Die Definitionen beider Subtrigger beinhalten die Unterdrückung von “single diode events”. Ereignisse mit Energiedeposition in mindestens einem Modul können durch den Subtrigger s46 getriggert werden, s47 erfordert dagegen Energie in beiden Modulen. Die L1-Ausgangsrate ergibt sich aus der Eingangsrate geteilt durch den L1-Prescalefaktor. Im Falle des s46 wird die hohe Eingangsrate von 20 Hz auf einen akzeptablen Wert reduziert, indem nur jedes zweihundertste getriggerte Ereignis an die nächste Stufe weitergegeben wird.
Der Subtrigger s46 akzeptiert als sogenannter vollständig inklusiver Trigger nahezu jedes Ereignis mit mindestens einem Teilchen im VLQ, vorausgesetzt die Energie ist hinreichend hoch. Aus Abbildung 3.2 geht hervor, dass die Energieschwelle des Subtriggers s46 von 10 GeV niedrig genug wäre, um elastische QED-Compton-Ereignisse zu triggern.
Dagegen spricht eine geringe Effizienz: Aufgrund des relativ großen inklusiven Elektron-Proton Wirkungsquerschnitts (≈ 1000 nb im Vergleich zu 4 nb für QED-Compton-Ereignisse) muss der Subtrigger s46 einen hohen Prescalefaktor erhalten. Ein Prescalefaktor reduziert aber unspezifisch die Raten aller physikalischen Prozesse, sodass auch nur jedes zweihundertste QED-Compton-Ereignis vom Subtrigger s46 getriggert wird.
Ausgehend von einer geschätzten Luminosität von $\mathcal{L} \approx 10^{-2}\,\mathrm{nb}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ zu Beginn einer Strahlfüllung ergibt sich eine QED-Compton-Produktionsrate (bezogen auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt im VLQ-Spektrometer) von 0,04 Hz, was einer L1-Ausgangsrate des Subtriggers s46 von 0,0002 Hz entspricht, wobei hier die Ineffizienzen der Triggerelemente noch nicht berücksichtigt sind. Diese Rate ist zu klein, um in einer annehmbaren Zeit eine ausreichende Zahl von Ereignissen aufzunehmen.
Der Koinzidenz-Subtrigger s47 erweist sich als günstiger, da hier die spezifische Eigenschaft der QED-Compton-Ereignisse ausgenutzt wird, je ein Teilchen in beiden Modulen aufzuweisen. Aus diesem Grund ist auch trotz der niedrigeren Energieschwelle die Eingangsrate dieses Triggers deutlich geringer, sodass im Regelfall ein Prescalefaktor von eins zur Anwendung kommt. Man erwartet also aufgrund von QED-Compton-Streuung für diesen Subtrigger eine maximale Rate von 0,04 Hz, was einen akzeptablen Wert darstellt.

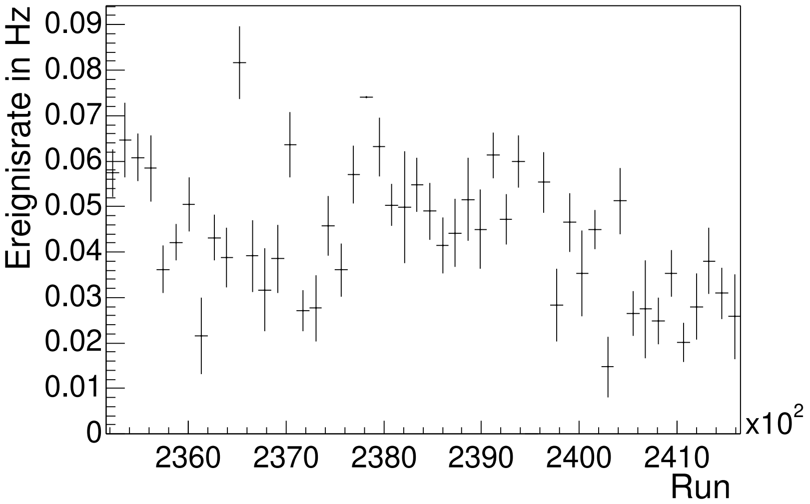


Abb. 4.1: Rate des Subtriggers s47 aufgetragen gegen die laufende Nummer des Runs. Der dargestellte Bereich entspricht dem dieser Analyse zugrundeliegenden Zeitraum.

Die im Experiment beobachtete Rate des s47 von 0,02 Hz - 0,07 Hz besitzt dieselbe Größenordnung wie diese Abschätzung, obwohl der Einfluss von Untergrundereignissen und Triggerelementineffizienzen nicht berücksichtigt ist. Abbildung 4.1 zeigt die durchschnittliche Rate des Subtriggers s47, aufgetragen gegen die laufende Nummer des Runs (entsprechend einer nichtlinearen Zeitachse). Das Diagramm deckt einen Zeitraum von ungefähr vier Monaten ab, beginnend im Februar 1999. Man erkennt einen leichten Abfall der Rate mit der Zeit, was vermutlich auf veränderte Strahlbedingungen zurückzuführen ist. Ein entscheidenderes Kriterium für die zeitliche Stabilität der Messung ist das Verhältnis von selektierten, von Untergrund befreiten Ereignissen und der entsprechenden integrierten Luminosität, das weiter unten (Abschnitt 4.1.3) vorgestellt wird.
Unter der Effizienz eines Triggers versteht man das Verhältnis aus der Anzahl der Ereignisse die den Trigger ausgelöst haben und der Anzahl der Ereignisse, die den Trigger hätten auslösen sollen. Im Allgemeinen besitzt ein Trigger eine Effizienz kleiner als eins.
Die Bestimmung der Effizienz erfordert eine Ereignismenge, die von einem anderen, möglichst unabhängigen Trigger[1] selektiert wurde, aber trotzdem viele Ereignisse enthält, die ebenfalls zu einem positiven Triggerentscheid im untersuchten Trigger führen müssten.

[1]Man spricht dann in diesem Zusammenhang von einem Monitortrigger. Dessen Effizienz muss dabei nicht bekannt sein.

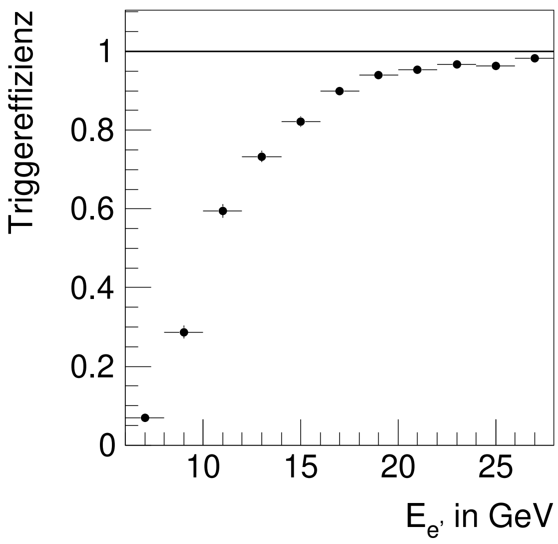


Abb. 4.2: Die Effizienz des Subtriggers s46 für das obere Modul. Bei großen Energien wird eine Effizienz von nahezu 100% erreicht.

Im Falle des Subtriggers s46, kann man dazu einen Trigger wählen, der den hadronischen Endzustand verwendet und z.B. Jets erkennt. Die energieabhängige Effizienz ergibt sich dann zu:

$$\eta_i(E) = \frac{N_{\text{ist}}^{(i)}(E)}{N_{\text{soll}}^{(i)}(E)}.$$

i : oberes (1) bzw. unteres (2) VLQ-Modul

$N_{\text{ist}}^{(i)}(E)$: Anzahl der Ereignisse mit gesetztem s46

$N_{\text{soll}}^{(i)}(E)$: Anzahl der Ereignisse mit $E_{\text{top}} \geq 10\,\text{GeV}$ bzw. $E_{\text{bot}} \geq 10\,\text{GeV}$

Für den Subtrigger s47 gestaltet sich die Effizienzbestimmung deutlich schwieriger, da die elastischen QED-Compton-Ereignisse, die den größten Teil der Rate ausmachen, in keiner anderen Detektorkomponente außer dem VLQ-Spektrometer ein Signal auslösen, sodass kein unabhängiger Trigger zur Verfügung steht.

Abbildung 4.2 zeigt die gemessene Effizienz des Subtriggers s46, aufgetragen gegen die Energie im VLQ-Kalorimeter. Man erwartet, dass sich bei hohen Energien eine Effizienz von nahezu 100% ergibt.

4.1.2 Die Triggerstufe L4

Der Programmcode der L4-Triggerstufe setzt sich aus einer Reihe von Modulen zusammen, die "L4-Saver" genannt werden. Jeder Saver kann auf die rekonstruierten Ereignisgrößen Schnitte anwenden, um einen bestimmten physikalischen Ereignistyp zu selektieren. Passiert das Ereignis die Schnitte, wird ihm eine Ereignisklasse zugewiesen. Ereignisse können auf diese Weise mehrere Klassen erhalten, Ereignisse die am Ende keine Klassifikation besitzen werden verworfen.
Damit im VLQ-Spektrometer gemessene QED-Compton-Ereignisse die L4-Triggerstufe passieren, muss ein L4-Saver implementiert sein, der im allereinfachsten Falle einfach alle Ereignisse selektiert, die vom Subtrigger s47 getriggert wurden. Die L4-Ausgangsrate entspräche in diesem Fall also der L1-Ausgangsrate des Subtriggers s47 von ca. 0,05 Hz. Dieser Wert wäre aber zu hoch, da für alle VLQ-basierten Trigger innerhalb der L4-Stufe insgesamt nur eine Bandbreite von 0,2 Hz zur Verfügung steht. Man muss hier also weitere Schnitte vornehmen.
L4-Saver können Entscheidungen auf Grundlage von rekonstruierten Größen treffen, im Falle der VLQ-Kalorimeter liegen Clusterinformationen vor. Daraus ergibt sich als eine grundlegende L4-Triggerbedingung die Forderung nach minimalen Clusterenergien in beiden Modulen. Diese Bedingung schließt Ereignisse aus, die zwar hinreichend hohe Rohenergien in beiden Modulen aufweisen (und deshalb vom Subtrigger s47 getriggert wurden), bei denen aber aus diesen Rohenergien keine Cluster gebildet werden konnten.
Wie im vorigen Kapitel erläutert, bietet es sich weiterhin an, Schnitte auf die Energiesumme und die Akomplanarität vorzunehmen. Hierbei ist es wichtig, die Grenzen der Schnitte möglichst weit zu wählen, da beide Größen innerhalb des L4-Triggers noch mit relativ hohen Unsicherheiten behaftet sind:

- Die in diesem Stadium verwendete Energiekalibration beruht auf Ergebnissen von Teststrahlmessungen, die bei einer Strahlenergie von nur 6 GeV durchgeführt wurden. Eine genauere Kalibration kann erst im weiteren Verlauf der Analyse angewandt werden.

- Die Unsicherheit der Akomplanaritätsbestimmung rührt daher, dass das Alignment in diesem Stadium der Analyse noch nicht vorliegt: die Abstände der Module zum Strahl sind nicht exakt bekannt, wodurch die Genauigkeit der Winkelmessung und somit auch die Angabe der Akomplanarität verschlechtert wird.

Zur Bestimmung geeigneter Schnittparameter werden Daten aus einem sogenannten "L4 transparent run" verwendet. In so einem Run verhält sich die L4-Triggerstufe neutral, d.h. jedes Ereignis wird akzeptiert. Auf diese Weise kann die Funktion des Triggers indirekt überprüft werden, indem alle Ereignisse im Nachhinein mit einer Offlineversion des L4-Programmcodes verarbeitet werden. Man simuliert auf diese Weise das Onlineverhalten des Triggers, mit dem Vorteil, dass man im Gegensatz zu den Bedingungen beim Echtzeitbetrieb

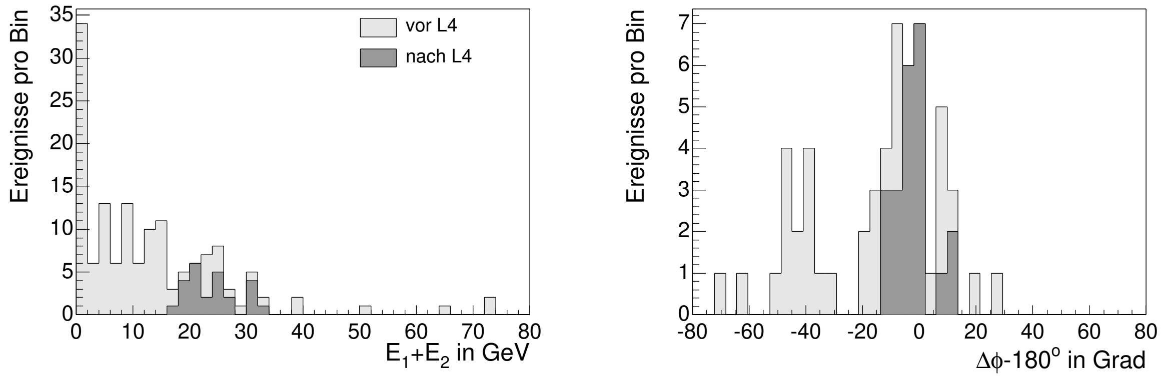


Abb. 4.3: Energiesumme (links) und Akomplanarität (rechts) vor und nach Anwendung der L4-Triggerstufe. E_1 ist die Clusterenergie im oberen, E_2 die im unteren Modul. Die Verteilung der Akomplanarität enthält weniger Ereignisse, da diese Größe nur dann definiert ist, falls in beiden Modulen Cluster vorliegen.

Bedingung	Anzahl Ereignisse
s47 gesetzt	145
$E_1 > 0\,\mathrm{GeV}$ und $E_2 > 0\,\mathrm{GeV}$	55
$16\,\mathrm{GeV} > E_1 + E_2 > 38\,\mathrm{GeV}$	30
$\lvert\Delta\phi - 180°\rvert < 20°$	22

Tab. 4.3: Anzahl der Ereignisse nach Anwendung der verschiedenen L4-Triggerbedingungen. Jede Zeile der Tabelle bezieht sich auf die zusätzliche Anwendung einer Bedingung. Die Werte resultieren aus einem speziellen Test-Run.

im Experiment nicht nur jedes akzeptierte, sondern auch jedes zurückgewiesene Ereignis untersuchen kann.

Auf diese Weise kann jeder L4-Saver daraufhin getestet werden, dass keine eigentlich gewünschten Ereignisse verworfen werden; zudem kann man eine Abschätzung der L4-Ausgangsrate für die einzelnen Saver vornehmen.

Für das VLQ-Spektrometer wurde ein spezieller L4-Transparent-Run aufgenommen, entsprechend einer integrierten Luminosität von ca. $12\,\mathrm{nb}^{-1}$. Im Folgenden werden die Ereignisse dieses Runs betrachtet, die vom Subtrigger s47 getriggert wurden.

Abbildung 4.3 zeigt die Verteilungen von Energiesumme und Akomplanarität dieser Ereignisse, jeweils vor und nach den L4-Schnitten, Tabelle 4.3 listet die Schnitte selber auf, sowie die Anzahl der übriggebliebenen Ereignisse nach Anwendung der einzelnen Bedingungen.

Der Abbildung entnimmt man, dass beide Verteilungen vor Anwendung der L4-Triggerbedingungen nur wenig den Erwartungen entsprechen:

- Die Verteilung der Energiesumme zeigt anstelle eines Maximums bei 27,5 GeV viele Einträge bei sehr kleinen Energien. Bei diesen Ereignissen wurde in einem der Module aus der Rohenergie kein Cluster gebildet. Die Einträge bei null sind Ereignisse ohne rekonstruierte Cluster.

- Die Akomplanarität ist nur dann definiert, falls es jeweils einen Cluster in beiden Modulen gibt. Aus diesem Grund sind im Diagramm der Akomplanarität weniger Ereignisse aufgetragen als in dem der Energiesumme. Die Verteilung zeigt neben der erwarteten Häufung bei 0° eine Reihe von Ereignissen bei Werten um $-40°$.

Offensichtlich beinhaltet die betrachtete Datenmenge noch einen großen Anteil an Untergrundereignissen. Die erste und einfachste L4-Bedingung besteht darin, Cluster in beiden Modulen zu fordern: $E_1 > 0\,\text{GeV}$ und $E_2 > 0\,\text{GeV}$, wodurch die Anzahl der Ereignisse bereits um den Faktor drei reduziert wird. Die in Tabelle 4.3 aufgeführten Schnitte auf Energiesumme und Akomplanarität ergeben dann insgesamt eine Reduktion der Rate um den Faktor sechs.
Abbildung 4.4 zeigt beispielhaft ein akzeptiertes und ein verworfenes Ereignis. Das zurückgewiesene Ereignis besitzt eine geringe Energiesumme, viele Single-Diode Kanäle und eine stark von 180° abweichende Akomplanarität: offensichtlich handelt es sich hierbei nicht um ein elastisches QED-Compton-Ereignis. Im Gegensatz dazu ist bei dem akzeptierten Ereignis die Summe der Energie nahe bei 27,5 GeV, und beide Cluster besitzen eine Akomplanarität von ungefähr 180°.
Der hier vorgestellte L4-Saver erreicht eine Reduktion der maximalen Ereignisrate auf geschätzte 0,01 Hz, was den Anforderungen genügt.
Im Experiment ist die Angabe der L4-Ausgangsrate für einen bestimmten Saver nicht mehr ohne weiteres möglich, da ein Ereignis zwar von jedem L4-Saver eine bestimmte Klasse erhält, die umgekehrte Zuordnung aber nicht eindeutig möglich ist. Im Falle eines QED-Compton-Ereignisses im VLQ wird die Klasse “Photon” verwendet, die z.B. auch QED-Compton-Ereignisse im Spacal markiert.

4.1.3 Offline Selektion

Die weitere Selektion wird auf die permanent gespeicherten Ereignisse angewandt, die Cluster in beiden VLQ-Kalorimetern aufweisen. Es wird eine Energiekalibration verwendet, die mithilfe von so genannten “kinematic peak” Ereignissen angefertigt wurde [13]. Dabei nutzt man aus, dass die Verteilung der Energie aller im VLQ-Kalorimeter gemessenen Elektronen (nicht beschränkt auf QED-Compton-Ereignisse) ein Maximum bei der Elektronstrahlenergie besitzt. Vorhandene Abweichungen von diesem Sollwert werden durch Multiplikation der Energien mit Faktoren, abhängig vom Auftreffpunkt innerhalb der Kalorimeter, korrigiert. Man gewinnt auf diese Weise eine Kalibration, die notwendigerweise bei Teilchenenergien um

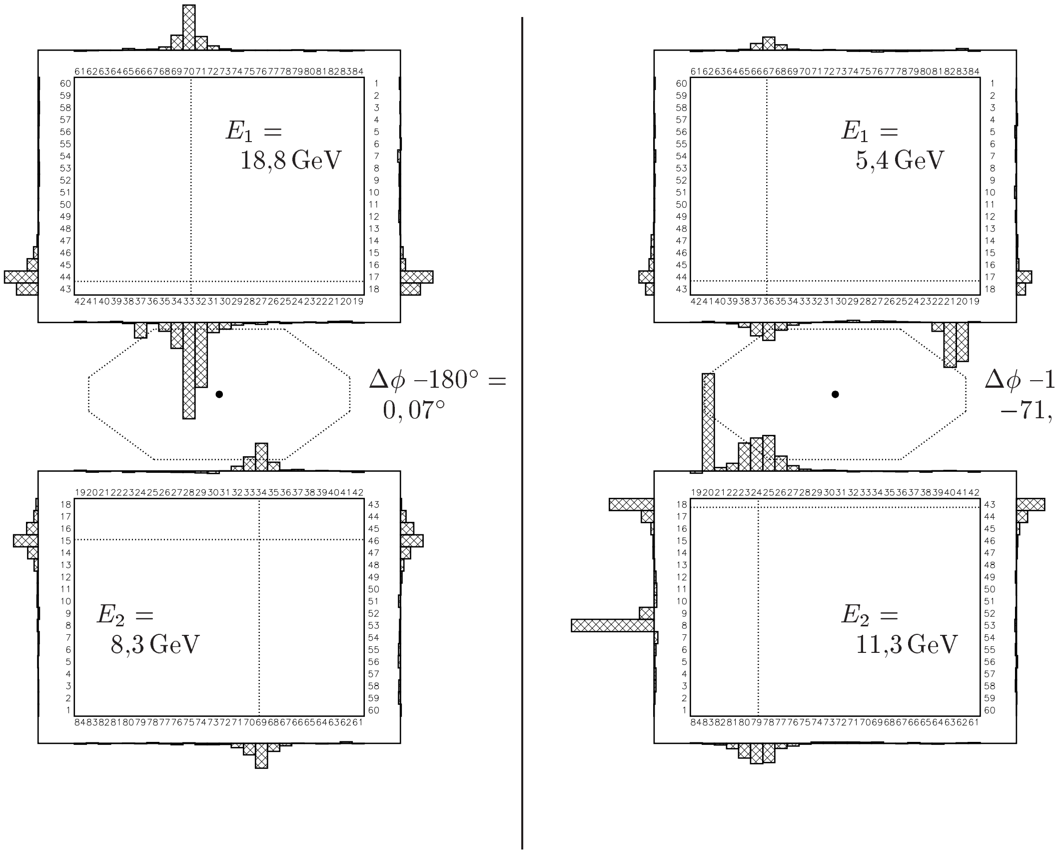


Abb. 4.4: Ein von L4 akzeptiertes (links) und ein zurückgewiesenes Ereignis (rechts). Zwischen den beiden Kalorimetern ist das Strahlrohr im Querschnitt abgebildet. Die Geraden innerhalb der Kalorimeter geben die horizontale und vertikale Position der Clusterschwerpunkte wieder.

27,5 GeV gute Resultate liefert. Unter der Annahme eines linearen Verhaltens der Energiemessung erhält man auch für die Teilchenenergien der elastischen QED-Compton-Streuung, die ungefähr die halbe Strahlenergie betragen (siehe Abbildung 3.2), die korrekten Werte. Eine Überprüfung der Energiesumme von elastischen QED-Compton-Ereignissen auf den Sollwert von 27,5 GeV stellt also einen Test der Linearität des VLQ-Kalorimeters dar.
Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, ist es sinnvoll, einen Mindestabstand der Cluster vom Rand der Kalorimeter zu fordern. Hier wurde ein Abstand von der Dicke des jeweils äußersten Szintillatorstabes gewählt, entsprechend 0,7 cm, woraus folgende Selektionsschnitte folgern:

$$\begin{array}{rcccl} 0{,}7\,\mathrm{cm} & < & x_{1,2} & < & 11{,}7\,\mathrm{cm}\ , \\ & & y_1 & < & 8{,}7\,\mathrm{cm}\ , \\ 0{,}7\,\mathrm{cm} & < & y_2 . & & \end{array}$$

Die Koordinaten x_i und y_i sind dabei lokal für das jeweilige Kalorimeter definiert, der Ursprung liegt in der oberen rechten Ecke des aktiven Volumens, und die Achsen sind zu den

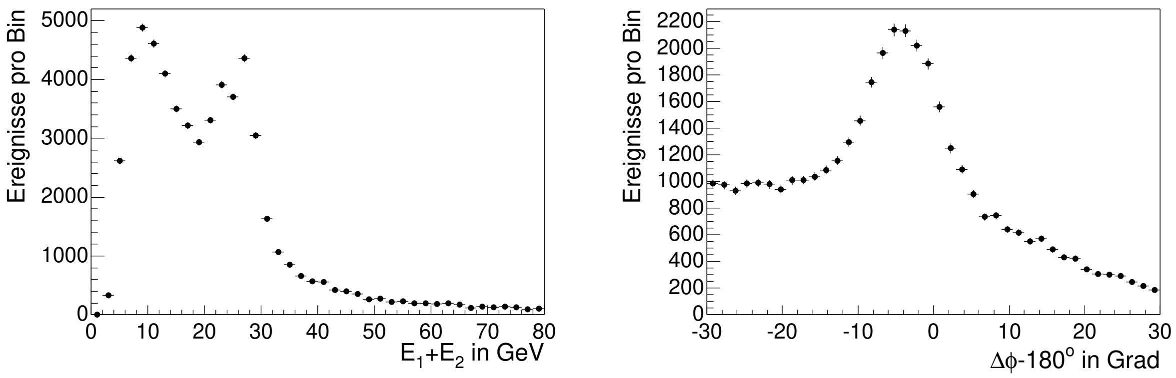


Abb. 4.5: Energiesumme (links) und Akomplanarität (rechts) vor Anwendung des Schnitts auf die hadronische Energie. Die Verteilungen zeigen einen großen Anteil von Untergrundereignissen, gekennzeichnet durch eine Energiesumme ungleich 27,5 GeV und eine Akomplanarität verschieden von 180°.

x- und y-Achsen des H1-Koordinatensystems entgegengerichtet.
Zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen bzw. Ereignissen mit ISR wurden weiterhin Schnitte auf die Energien in den Elektrontaggern und dem Photondetektor von H1 vorgenommen:

$$\begin{aligned} E_{\text{etag}} &< 2 \text{ GeV} , \\ E_{\text{etag44}} &< 2 \text{ GeV} , \\ E_{\text{PD}} &< 2 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Schließlich wird verlangt, dass die Messwerte der Fahrmechanik der beiden Module weniger als einen Zentimeter von den Sollwerten abweichen.
Abbildung 4.5 zeigt die Verteilungen der Energiesumme und Akomplanarität der so gewonnenen Datenmenge. Die Energiesumme zeigt neben dem erwarteten Maximum bei 27,5 GeV eine durch Untergrundereignisse hervorgerufene kontinuierliche Verteilung, die zu großen Energien hin abnimmt. Der Rückgang bei sehr kleinen Energien erklärt sich aus der in diesem Falle abnehmenden Triggereffizienz.
Die Verteilung der Akomplanarität besitzt zwar ein Maximum bei ungefähr 180°, anstelle einer gaußförmigen Verteilung (aufgrund der endlichen Ortsauflösung der Kalorimeter) erhält man aber auch bei großen Abweichungen noch eine hohe Anzahl von Einträgen. Die Asymmetrie der Verteilung deutet auf einen Überschuss von Ereignissen hin, bei denen beide Teilchen in der linken Hälfte der Kalorimeter liegen. Offensichtlich ist das Signal der elastischen QED-Compton-Streuung in der Datenmenge durch Untergrundereignisse überlagert.
Einen Hinweis auf die Art des Untergrundes gibt Abbildung 4.6, die die Verteilung der hadronischen Energie zeigt. Unter der hadronischen Energie versteht man die Summe über die Energien aller Cluster hadronischen Ursprungs, in sämtlichen Kalorimetern des H1-

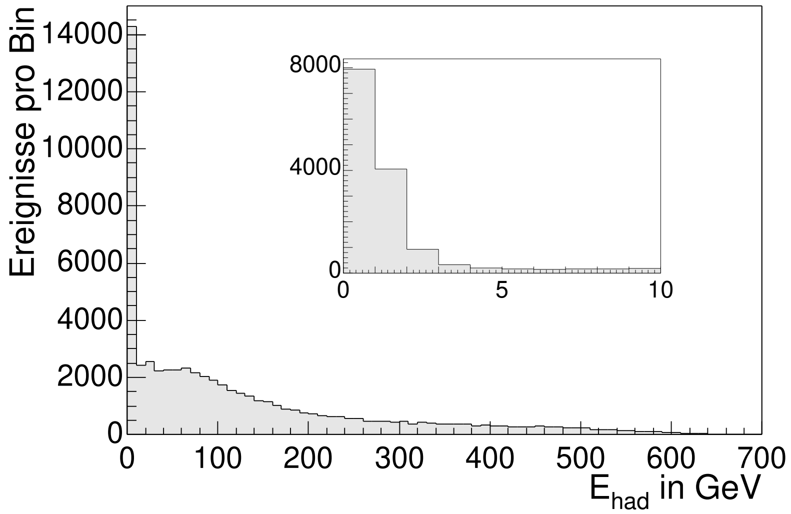


Abb. 4.6: Die hadronische Energie. Die Mehrzahl der selektierten Ereignisse zeigt eine z.T. sehr große Energiedeposition in den H1-Kalorimetern, die hadronischen Schauern zugeordnet wurde. Dies ist auf inelastische Prozesse zurückzuführen.

Detektors. Ein hoher Anteil der Ereignisse besitzt große hadronische Energie, was ausschließt, dass es sich hierbei um elastische Streuprozesse handelt. Als Quelle für diese Ereignisse kommt tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung oder protoninduzierter Untergrund in Frage; die inelastischen QED-Compton-Prozesse besitzen ja nur einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 3.2.2).
Zur Selektion der elastischen Ereignisse bietet sich ein Schnitt auf die hadronische Energie an; das Ergebnis für eine Schwellenwert von 2 GeV ist in Abbildung 4.7 dargestellt.
Die hierdurch erreichte Trennung von Signal und Untergrund ist deutlich zu erkennen. Die dunkel schattierten Verteilungen entsprechen nun besser den Erwartungen, allerdings sind beide relativ breit. Das Maximum der Akomplanarität weicht um ca. 5° vom Sollwert ab, die Energiesumme zeigt ein zweites, kleineres Maximum bei ungefähr 22 GeV. Letzteres erklärt sich durch ein falsches Triggertiming bei der Datenauslese der Kalorimeterkanäle:

- Das Triggersystem muss die Auslese der Analog-Digital-Wandler der Datenkanäle innerhalb desjenigen HERA-Zeittaktes starten, der zu dem Ereignis korrespondiert, das den Trigger ausgelöst hat. Dies wird dadurch erschwert, dass bei der Bildung der Triggersumme im Trailer das Triggersignal sehr breit wird, was es erforderlich macht, die Signalverzögerung der VLQ-Triggerelemente exakt auf die Mitte einer Strahlkreuzung

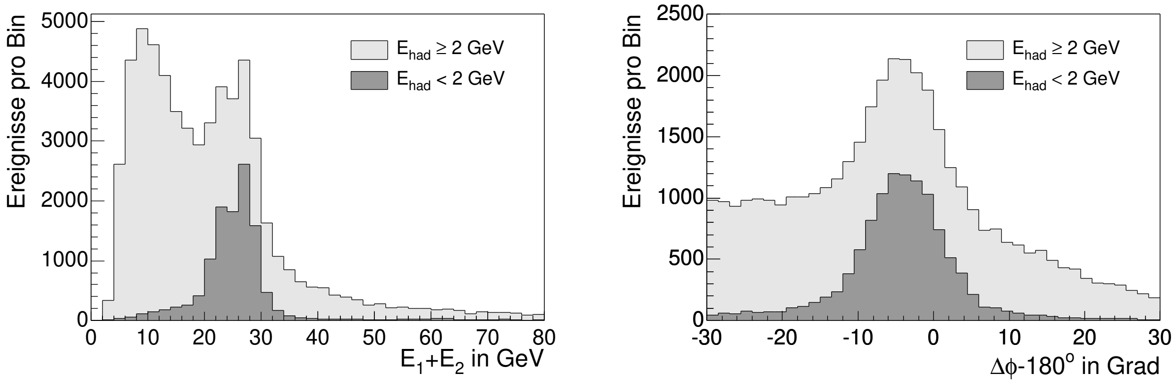


Abb. 4.7: Energiesumme (links) und Akomplanarität (rechts). Durch die Schattierung hervorgehoben sind die Anteile an der gesamten Verteilung, die großer bzw. kleiner hadronischer Energie entsprechen. Der dunkel dargestellte Anteil entspricht in seinen Eigenschaften der elastischen QED-Compton-Streuung.

einzustellen. Bei nicht optimaler Einstellung kann es vermehrt zu einer um eine Strahlkreuzung verschobenen Auslese kommen, entsprechend einer zeitlichen Differenz von 96 ns. Die Auslese zum falschen Zeitpunkt bewirkt, dass das analoge Signal der Kalorimeterkanäle noch anwächst, bzw. wieder abklingt, sodass ein zu geringer Wert ausgelesen wird. In der Folge besitzt ein bestimmter Anteil aller Ereignisse, abhängig von der genauen Einstellung des Timings der Triggerelemente, um einen bestimmten Faktor erniedrigte Energien.

Eine Möglichkeit diese Ereignisse zu identifizieren besteht darin, das VLQ-ToF mit seiner hohen Zeitauflösung zu verwenden. Dabei nutzt man aus, dass ein elektromagnetischer Schauer in den VLQ-Kalorimetern im Allgemeinen auch ein Signal im Flugzeitsystem erzeugt[2]. Ereignisse, die zum richtigen Zeitpunkt ausgelesen wurden, weisen deshalb überwiegend auch ein Signal im ToF auf. Dabei wird dann noch weiterhin verlangt, dass der exakte Zeitpunkt des Signals *innerhalb* des HERA-Zeittaktes dem eines Ereignisses aus dem Wechselwirkungspunkt entspricht (siehe auch Abschnitt 1.3.2).
Abbildung 4.8 zeigt die Auswirkung eines Schnittes auf die entsprechende Aktivität im VLQ-ToF. Der Überschuss an Ereignissen mit niedrigeren Energien ist offensichtlich eine Folge des falschen Triggertimings, der sich mithilfe des ToF beseitigen lässt.
Abbildung 4.9 zeigt die Anzahl der Ereignisse, die die Schnitte passiert haben, aufgetragen gegen die korrespondierende gemessene Luminosität. Dem Diagramm lassen sich zwei Aussagen entnehmen: Einerseits ist die Steigung der Kurve relativ konstant, was auf ein grundsätzlich stabiles Verhalten der Triggerkette schließen lässt. Den Wirkungsquerschnitt

[2]Die Effizienz beträgt bei den Energien der QED-Compton-Ereignisse fast 90%

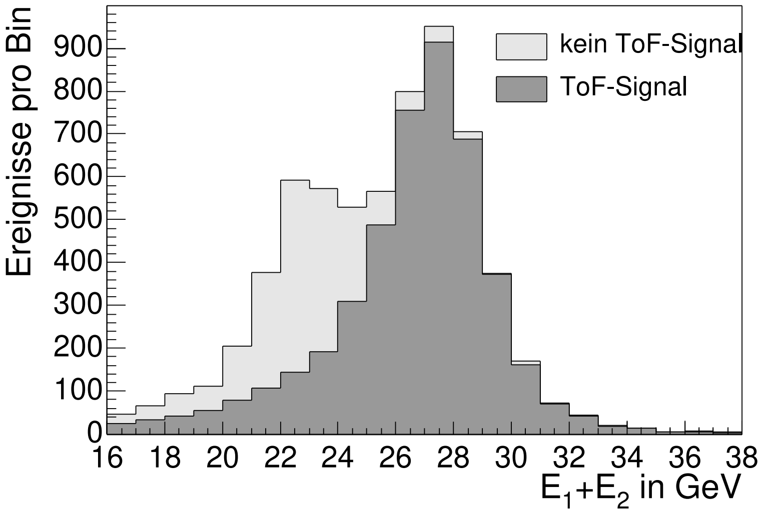


Abb. 4.8: Die Energiesumme bei Auslese der Kalorimeterkanäle innerhalb des falschen bzw. richtigen HERA-Zeittaktes. Abweichungen vom richtigen Zeitpunkt resultieren in zu geringen Energiemessungen.

liest man an der Größe der Steigung zu ungefähr 1 nb ab, was größenordnungsmäßig mit dem in Abschnitt 3.2.2 berechneten Wert von ungefähr 4 nb übereinstimmt. Eine genaue Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus den gemessenen Daten erfordert die Kenntnis der Triggereffizienzen und wird im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit nicht vorgestellt.

Eine weitere Darstellung der Energiesumme, mit statistischem Fehler, ist in Abbildung 4.10 gegeben. Die Breite der Bins wurde hier so gewählt, dass sie nie kleiner als die Energieauflösung der Kalorimeter ist. Der größte Eintrag liegt nun, wie erwartet, bei 27,5 GeV. Die Verteilung ist noch ein wenig asymmetrisch (siehe auch den Vergleich mit Monte-Carlo-Verteilungen in Abschnitt 4.3).
In Abbildung 4.11 ist neben der Akomplanarität eine weitere auf das richtige Alignment sensitive Größe dargestellt: die $\vec{p}_\perp$-Balance p_{bal} (zur Definition siehe Abschnitt 2.3). Beide Verteilungen legen den Schluss nahe, dass sich die VLQ-Module nicht exakt an den vorgesehenen Positionen befinden: Das Maximum der Akomplanarität ist um einige Grad zu niedrigeren Werten verschoben, die Verteilung der $\vec{p}_\perp$-Balance besitzt ihren maximalen Eintrag bei einem Wert größer null.
Ebenfalls auf eine Verschiebung der Module weisen die Verteilungen der gemessenen Energien in den einzelnen Kalorimetern hin, die in Abbildung 4.12 dargestellt sind.
Der Mittelwert von E_1, der Energie im oberen Kalorimeter, liegt um einige GeV höher als der Mittelwert von E_2, der Energie im unteren Kalorimeter. Dies könnte durch ein weiter

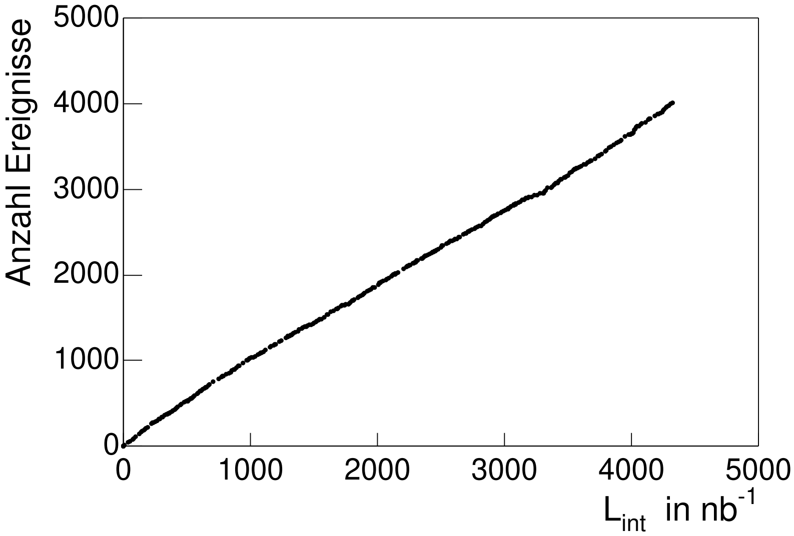


Abb. 4.9: Anzahl der elastischen QED-Compton-Ereignisse pro integrierte Luminosität. Grundlage sind die Ereignisse in der Datenmenge nach den im Text erwähnten Schnitten.

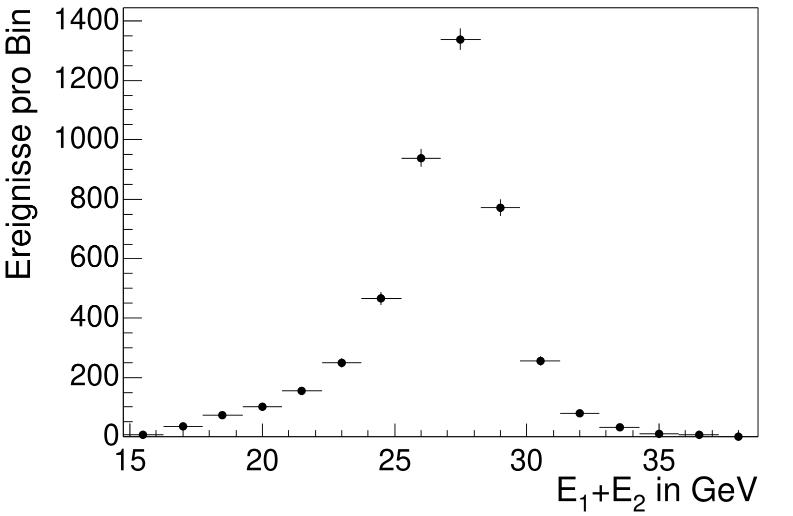
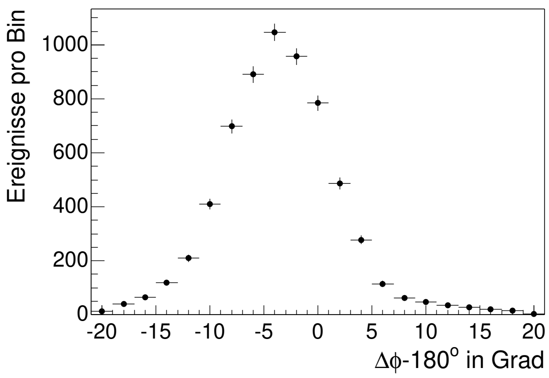


Abb. 4.10: Die Energiesumme nach Anwendung der Schnitte. Die Verteilung ist leicht asymmetrisch und nimmt ihr Maximum bei dem zu erwartenden Wert von 27,5 GeV an.



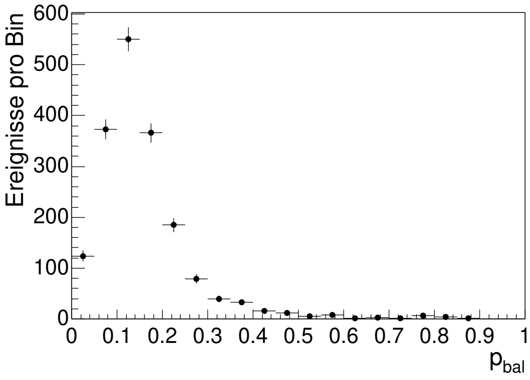


Abb. 4.11: Akomplanarität und $\vec{p}_\perp$-Balance nach Anwendung der Schnitte. Die Maxima liegen nicht bei 180° (links) bzw. 0 (rechts), was auf von den Sollwerten abweichende Positionen der Module schließen lässt.

vom Strahl entferntes unteres Modul hervorgerufen werden[3]:
Beide Teilchen müssen betragsmäßig das gleiche $\vec{p}_\perp$ besitzen, um einander zu balancieren, größere Abstände können dabei durch geringere Energien kompensiert werden, da unter Vernachlässigung von Ruhemassen gilt:

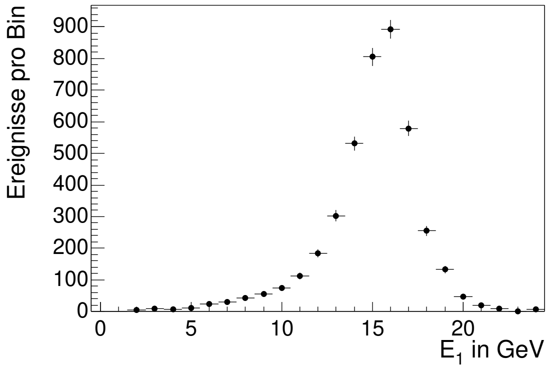
$$\vec{p}_\perp = E \cdot \frac{\vec{r}}{|\vec{x}|},$$

dabei ist E die Energie und $\vec{x}$ der Ortsvektor des Clusters (mit Koordinatenursprung im Vertex) sowie $\vec{r}$ die Projektion von $\vec{x}$ in die x-y-Ebene ($|\vec{r}|$ ist also der Abstand zur Strahlachse). Zur Veranschaulichung der Bedeutung der Vektoren siehe auch Abbildung 4.13.
Für Cluster in den VLQ-Kalorimetern ist $|\vec{x}|$ näherungsweise konstant, da die z-Koordinate der Cluster durch die Position der Module fest bei -308 cm liegt und die x- und y-Koordinaten im Vergleich dazu nur kleine Werte annehmen (≤ 12 cm).
Die genaue Bestimmung der Positionen der Module, d.h. das Alignment, wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

4.2 Alignment der VLQ-Kalorimeter

Die von einem Subdetektor gelieferten Ortskoordinaten sind zunächst immer nur Angaben relativ zur jeweiligen Detektorgeometrie. Ausgehend von der Einbauposition und der Lage des Strahls kann man innerhalb des Rekonstruktions- bzw. Analyseprogramms dann auf

[3]Unterschiedliche Abstände von der Strahlachse könnten auch die in Abschnitt 4.1.1 erwähnten Differenzen in der Ereignisrate der Module erklären.



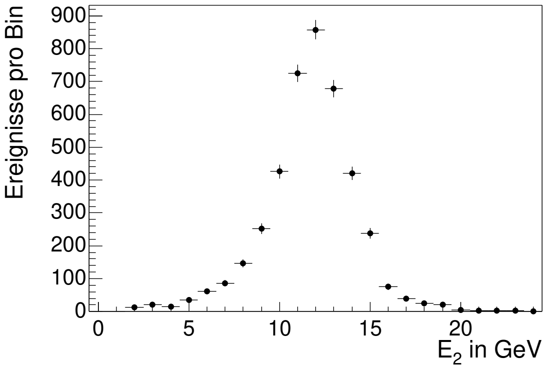


Abb. 4.12: Gemessene Energien im oberen (linkes Diagramm) und unteren (rechtes Diagramm) VLQ-Kalorimeter. Entgegen der Erwartung findet man im oberen Modul größere Energien.

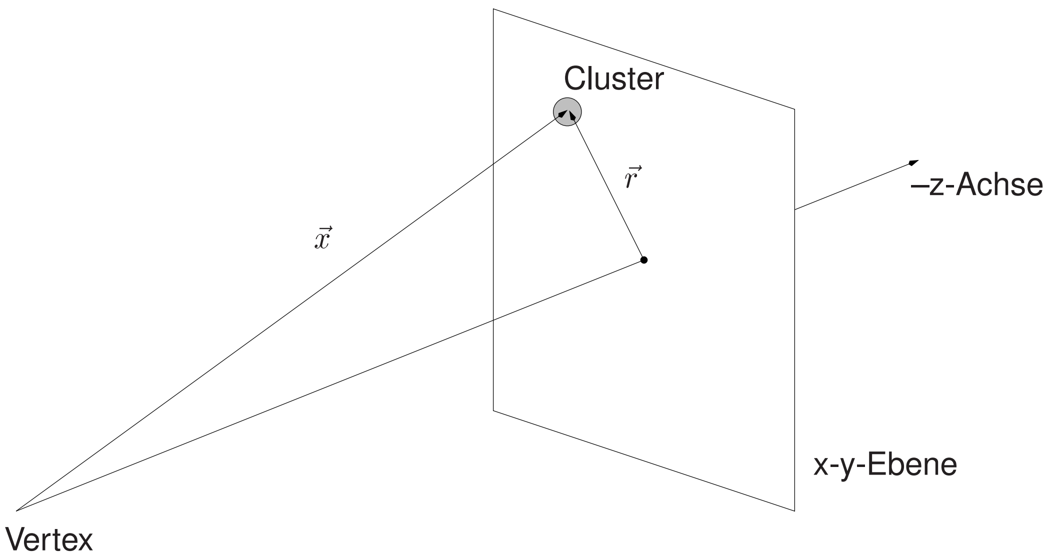


Abb. 4.13: Der Transversalimpuls $\vec{p}_\perp$ lässt sich aus der Energie E des Clusters sowie den Ortsvektoren $\vec{x}$ und $\vec{r}$ bestimmen (siehe Text).

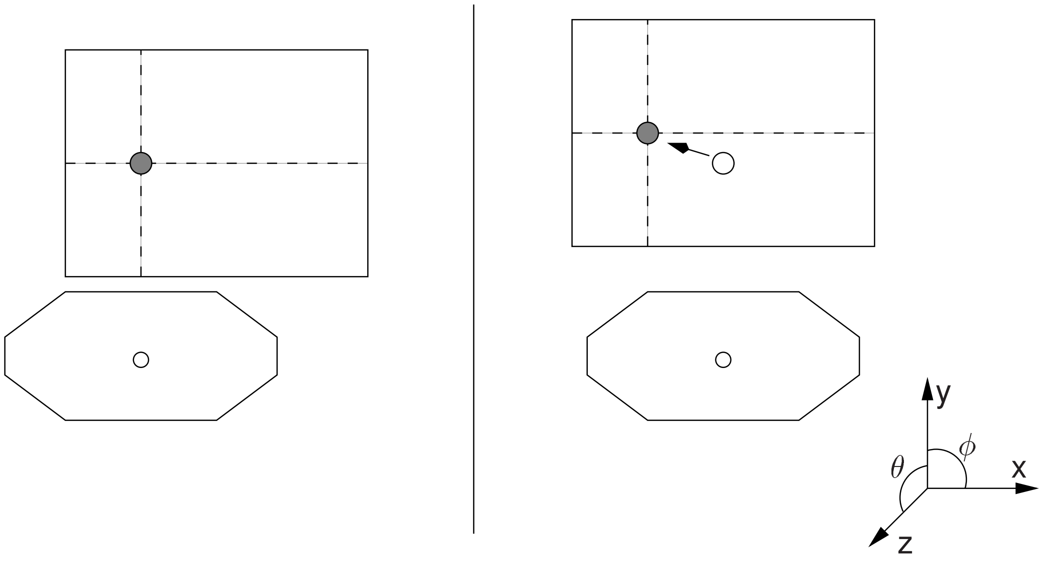


Abb. 4.14: Beispiel einer fehlerhaften Rekonstruktion der Clusterkoordinaten aufgrund unzureichenden Alignments. Falls die Position eines Moduls vom Sollwert abweicht, dies ist links dargestellt, werden die Cluster verschoben rekonstruiert (rechts), da das Rekonstruktionsprogramm die Sollposition für die Berechnung der Clusterkoordinaten zu Grunde legt. In der Folge wird auch der Polarwinkel zur Strahlachse θ und somit der Viererimpulsübertrag Q^2 falsch bestimmt.

Abstände relativ zum Strahl schließen, wie sie für die Bestimmung physikalischer Ereignisgrößen, z.B. Q^2, benötigt werden. Sind die Einbaupositionen nicht genau bekannt, kann es bei der Rekonstruktion der Ortskoordinaten zu Fehlern kommen (siehe Abbildung 4.14). Mithilfe von gewöhnlichen Vermessungen lassen sich absolute Einbaupositionen innerhalb des H1-Detektors mit einer Genauigkeit von einigen Millimetern bestimmen, was im Allgemeinen nicht zufriedenstellend ist. Bessere Ergebnisse erhält man durch eine Vorgehensweise, die Teilchenobservable physikalischer Ereignisse auswertet.

4.2.1 Das Verfahren

Im H1-Experiment wird das Koordinatensystem durch die zentralen Jetkammern definiert, da diese eine hohe Ortsauflösung besitzen und die Möglichkeit bieten, die Position des Strahls zu bestimmen[4]. Die genauen Positionen der restlichen Detektoren bestimmt man dadurch, dass deren Signaturen (Cluster oder ebenfalls Spuren) konsistent zu Spuren der Jetkammern

[4]Die Strahllage ist über längere Zeiträume nicht konstant; z.B. können Änderungen der HERA-Betriebsparameter zur Optimierung von Untergrundbedingungen erforderlich sein.

sein müssen. Diese Vorgehensweise ist beim VLQ-Detektor nicht möglich, da die geometrische Akzeptanz mit keinem anderen Subdetektor überlappt. Aus diesem Grunde ist man zum Alignment dieses Detektors darauf angewiesen, Ereignisse zu verwenden, die in ihrer Kinematik überbestimmt sind. Elastische QED-Compton-Ereignisse besitzen diese Eigenschaft, da der Azimutalwinkel des Elektrons den des Photons vorgibt (und vice versa).
Die Koordinaten von Clustern in den VLQ-Kalorimetern berechnen sich wie folgt:

$$\begin{aligned} x_i^{(\mathrm{wahr})} &= x_i^{(\mathrm{Cluster})} - \Delta x^{(\mathrm{Strahl})} + \Delta x_i^{(\mathrm{align})} \\ y_i^{(\mathrm{wahr})} &= y_i^{(\mathrm{Cluster})} - \Delta y^{(\mathrm{Strahl})} + \Delta y_i^{(\mathrm{align})} + \Delta y_i^{(\mathrm{VLQ})}. \end{aligned}$$

i:	oberes (1) bzw. unteres (2) VLQ-Modul
$x_i^{(\mathrm{wahr})}$, $y_i^{(\mathrm{wahr})}$:	Clusterkoordinaten relativ zur Strahlachse
$x_i^{(\mathrm{Cluster})}$,$y_i^{(\mathrm{Cluster})}$:	Clusterkoordinaten relativ zum VLQ-Kalorimeter
$\Delta x^{(\mathrm{Strahl})}$, $\Delta y^{(\mathrm{Strahl})}$:	Koordinaten der Strahlachse (Run-abhängig)
$\Delta y_i^{(\mathrm{VLQ})}$:	Verschiebung der Module aufgrund der Fahrmechanik (Run-abhängig)
$\Delta x_i^{(\mathrm{align})}$, $\Delta y_i^{(\mathrm{align})}$:	Position der Module im H1-Koordinatensystem, Ergebnis des Alignments

Die Strahlachse kann nicht nur im H1-Koordinatensystem verschoben, sondern auch gekippt sein, man spricht hierbei vom sogenannten "beamtilt" (siehe Abbildung 4.15).
Die für die betrachtete Datennahmeperiode von den Spurkammern gemessenen Werte sind in Abbildung 4.16 aufgetragen. Man erkennt, dass die Verschiebungen an der Position der VLQ-Module bis zu 1 mm betragen und deshalb nicht vernachlässigt werden dürfen.
Abbildung 4.17 zeigt die Verschiebungen durch die Fahrmechanik der Module $\Delta y_i^{(\mathrm{VLQ})}$, ermittelt von einem optischen Messsystem. Die Schwankungen liegen hier ebenfalls in der Größenordnung Millimeter (z.T. zurückzuführen auf ein Leck in der Hydraulik, das zum Ende des betrachteten Zeitraums behoben werden konnte), sodass auch diese bei der Berechnung der Clusterkoordinaten berücksichtigt werden müssen.
Für die Größen $\Delta x_i^{(\mathrm{align})}$ und $\Delta y_i^{(\mathrm{align})}$ werden zunächst die Sollwerte verwendet.
Abbildung 4.18 verdeutlicht, wie aus einem elastischen QED-Compton-Ereignis genauere Informationen über die Position der Module gewonnen werden können. Im linken Teilbild ist der Fall dargestellt, dass die realen Kalorimeterpositionen im Experiment sich deutlich von den Sollwerten unterscheiden. Infolgedessen erhält das rekonstruierte Ereignis fälschlich eine Akomplanarität verschieden von 180°. Man kann nun beide Module so verschieben[5], dass beide Cluster wieder "back-to-back" in der x-y-Ebene liegen (rechte Teilabbildung).
Mittels nur eines Ereignisses lassen sich auf diese Weise die realen Detektorpositionen nicht

[5] "Verschiebung" meint hier eine Variation der Detektorpositionen $\Delta x_i^{(\mathrm{align})}$ und $\Delta y_i^{(\mathrm{align})}$ bei der Berechnung der Clusterkoordinaten.

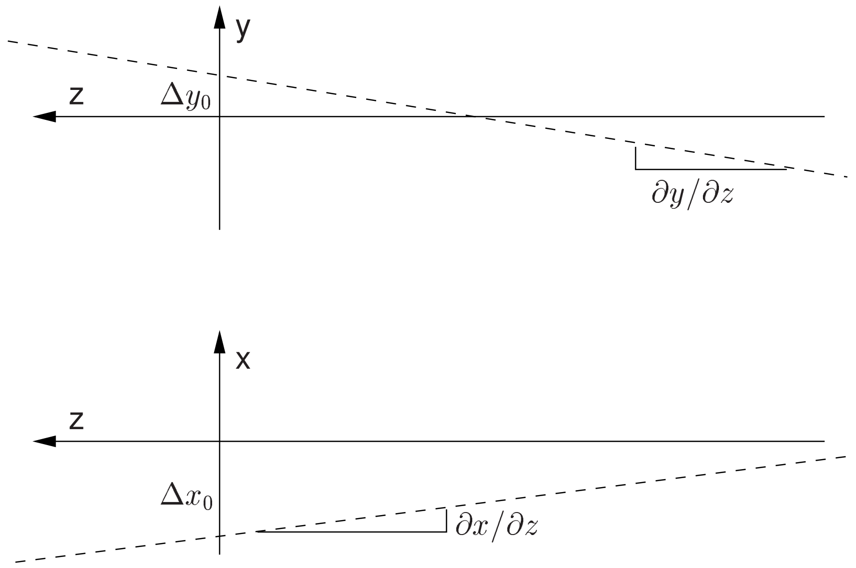


Abb. 4.15: Die Lage der Strahlachse (gestrichelt) im H1-Koordinatensystem, von der Seite und von oben betrachtet. Das Koordinatensystem ist durch die zentralen Spurkammern definiert. Sowohl die Verschiebungen Δx_0 und Δy_0 (bei $z = 0$) als auch die Steigungen $\partial x/\partial z$ und $\partial y/\partial z$ werden von den Spurkammern bestimmt und liegen jeweils über einen Run gemittelt vor.

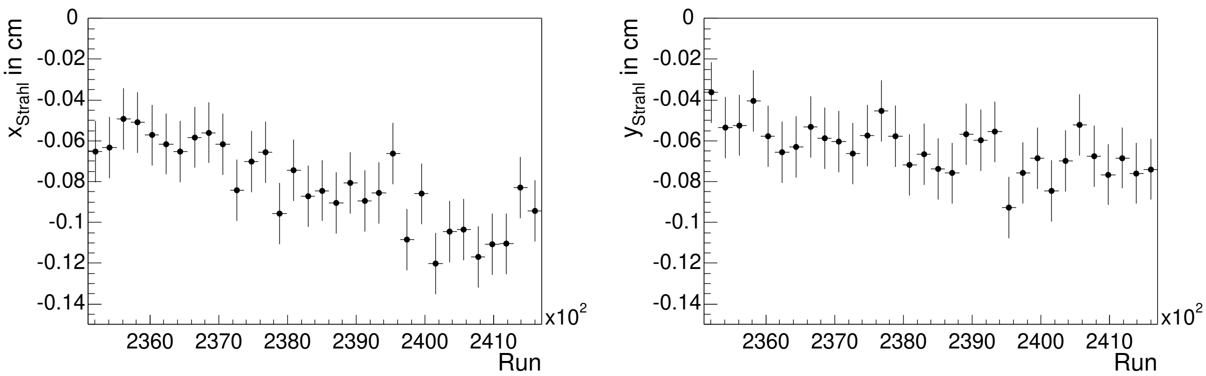


Abb. 4.16: X-Position (links) und Y-Position (rechts) des Strahls an der Stelle des VLQ-Spektrometers ($z = -308$ cm), aufgetragen gegen die laufende Nummer des Runs.

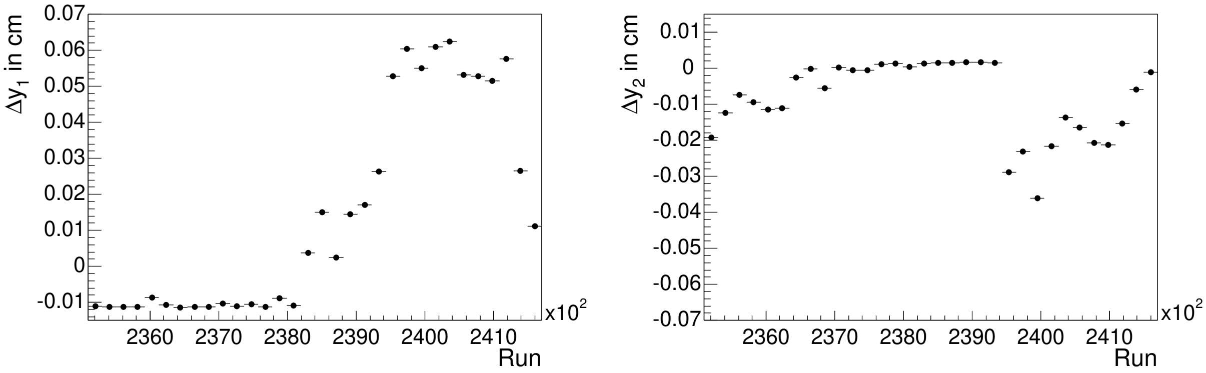


Abb. 4.17: Die y-Verschiebung der VLQ-Module aufgrund der Fahrmechanik. Die größeren Sprünge sind vermutlich auf Lecks im hydraulischen Teil des Systems zurückzuführen.

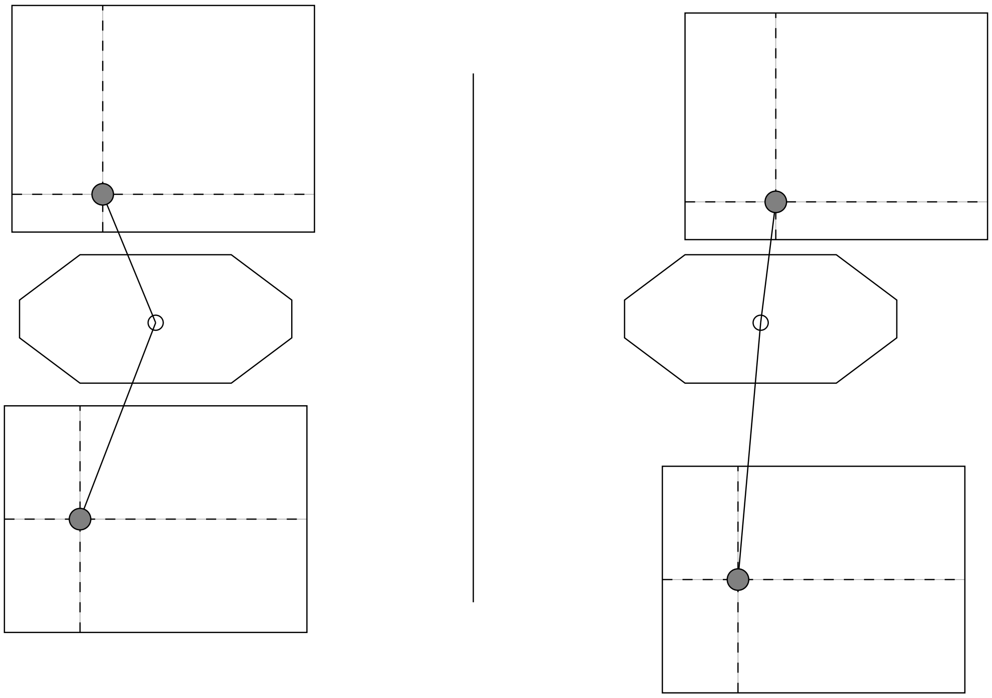


Abb. 4.18: Ein elastisches QED-Compton-Ereignis im VLQ-Kalorimeter unter der Annahme, dass die Position der Module stark von den Sollwerten abweicht. Links wurden die Clusterkoordinaten auf Grundlage der Sollwerte für die Kalorimeterpositionen bestimmt, deshalb ergeben sich falsche Ergebnisse für die Azimutalwinkel und somit auch für die Akomplanarität. Rechts ist eine mögliche Position der Module dargestellt, die den richtigen Wert von 180° für die Akomplanarität liefert.

eindeutig bestimmen, da Verschiebungen der Module, die parallel zur Verbindungslinie der Cluster erfolgen, bzw. diese Verbindungslinie um die Strahlachse drehen, ebenfalls zu einer Akomplanarität von 180° für das betrachtete Ereignis führen. Mithilfe mehrerer Ereignisse lässt sich aber ein Minimierungsproblem formulieren:

- Die Detektorpositionen $\Delta x_i^{(\mathrm{align})}$ und $\Delta y_i^{(\mathrm{align})}$ werden variiert, bis folgende Größe[6] ein Minimum annimmt:

$$\sum_{i=1}^{\mathrm{N}} \left(\Delta\phi^{(i)} - 180^\circ\right)^2.$$

$$\begin{aligned} N &: \text{Anzahl der Ereignisse} \\ \Delta\phi^{(i)} &: \text{Akomplanarität des i-ten Ereignisses} \end{aligned}$$

Die Akomplanarität $\Delta\phi$ hängt über

$$\phi = \arctan \frac{y^{(\mathrm{wahr})}}{x^{(\mathrm{wahr})}}$$

von den Detektorpositionen ab. Zur Lösung dieser Minimierungsaufgabe wurde das Programm `MINUIT` [10] eingesetzt. `MINUIT` verwendet zur Bestimmung des Minimums der vorgegebenen mehrdimensionalen Funktion ein Gradientenabstiegsverfahren, basierend auf dem Newtonverfahren. Der Anwender gibt dabei einen Startpunkt im Parameterraum vor; für das hier behandelte Problem wurden die Sollwerte verwendet:

$$\begin{aligned} \Delta x_1^{(\mathrm{align})} &= +0,00 \text{ cm} \quad & \Delta y_1^{(\mathrm{align})} &= +3,61 \text{ cm} \\ \Delta x_2^{(\mathrm{align})} &= +0,00 \text{ cm} \quad & \Delta y_2^{(\mathrm{align})} &= -3,61 \text{ cm}. \end{aligned}$$

4.2.2 Resultate

Bei Anwendung des oben beschriebenen Verfahrens auf den Datensatz zeigte sich zunächst folgendes Problem:
Die Größen $\Delta y_i^{(\mathrm{align})}$ divergieren, für das obere Modul nach $+\infty$, für das untere nach $-\infty$. Diese "Lösungen" erfüllen zwar die Anforderung insofern, dass alle Ereignisse eine Akomplanarität von 180° erhalten, sind aber physikalisch sinnlos. Eine Einschränkung des Lösungsraums für die $\Delta y_i^{(\mathrm{align})}$ auf z.B. einige Zentimeter Abweichung von den Sollwerten führt nicht weiter, da man dann als Ergebnis Werte an den vorgegebenen Intervallgrenzen erhält.
Lösen lässt sich dieses Problem, indem man einen Freiheitsgrad eliminiert. Dies geschah durch sorgfältiges Ausmessen des Abstandes zwischen den beiden Kalorimetern, bei gleichzeitiger Ablese der Positionsanzeige der Fahrmechanik. Auf diese Weise kann man sich innerhalb von `MINUIT` auf die Variation der y-Position $\Delta y_1^{(\mathrm{align})}$ des oberen Moduls beschränken, die des unteren errechnet sich dann daraus über den gemessenen Abstand. Der Abstand zwischen den

[6]Statt der Akomplanarität könnte man natürlich auch die $\vec{p}_\perp$-Balance minimieren. Zu dem Zeitpunkt, als die vorliegende Analyse durchgeführt wurde, war aber die Energiekalibration noch in einem vorläufigen Stadium, sodass es ratsam schien, eine Größe zu verwenden, die unabhängig von der Energiekalibration ist.

aktiven Volumina der VLQ-Kalorimeter, bezogen auf die die Nullposition der Fahrmechanik, wurde zu

$$\Delta y_{1,2} = (7,85 \pm 0,04)\,\mathrm{cm}$$

bestimmt.
Eine weitere Verbesserung der Stabilität des Verfahrens konnte dadurch erzielt werden, dass in einem ersten Optimierungsschritt die x-Positionen zunächst fixiert bleiben. Man erhält auf diese Weise y-Verschiebungen, die als Startwerte für den zweiten Schritt verwendet werden, in dem dann auch die x-Positionen variieren können. Als Gesamtergebnis erhält man:

$$\begin{array}{ll} \Delta x_1^{(\mathrm{align})} = (-0,05 \pm 0,07)\ \mathrm{cm} & \Delta y_1^{(\mathrm{align})} = (+3,21 \pm 0,07)\ \mathrm{cm} \\ \Delta x_2^{(\mathrm{align})} = (+0,09 \pm 0,07)\ \mathrm{cm} & \Delta y_2^{(\mathrm{align})} = (-4,64 \pm 0,07)\ \mathrm{cm}. \end{array}$$

Zur Kontrolle sind in den Abbildungen 4.19 und 4.20 die Verteilungen der Akomplanarität und $\vec{p}_\perp$-Balance dargestellt. In beiden Fällen erhält man nach Anwendung des Alignments deutlich bessere Ergebnisse. Die Verteilung der Akomplanarität lässt sich gut durch eine Gaußfunktion beschreiben, deren Mittelwert nahezu null beträgt. Zudem ist die Breite der Verteilung schmaler als zuvor. Das Histogramm der $\vec{p}_\perp$-Balance besitzt nun im niedrigstwertigen Bin die meisten Einträge, entsprechend der Erwartung. Beide Verteilungen zeigen, dass das Alignment erfolgreich war.
Bemerkenswert ist das Resultat insofern, dass im Gegensatz zu den x-Positionen die y-Verschiebungen stark von den Sollwerten +3,61 cm bzw. –3,61 cm abweichen. Zudem sind die Module asymmetrisch zum Strahl bezüglich der y-Achse angeordnet (siehe Abbildung 4.21). Das Ergebnis des Alignments erklärt qualitativ die höhere Rate der Triggerelemente des oberen Moduls, sowie die höhere gemessene Energie der Teilchen im oberen Modul für QED-Compton-Ereignisse.
Die unerwartet hohe Abweichung von den Sollwerten ließ sich auch im geöffneten H1-Detektor mit bloßem Auge nachvollziehen: Der Kompensationsmagnet, an dem das Strahlrohr und der mechanische Aufbau des VLQ-Spektrometers befestigt ist, ist leicht nach unten geneigt. Aus diesem Grund erscheint die Strahlachse nach oben verschoben.

4.3 Detektorsimulation

In diesem Abschnitt wird ein erster Vergleich von realen und simulierten QED-Compton-Ereignissen vorgestellt. Die Verteilungen der gemessenen Daten sind dem vorherigen Abschnitt entnommen. Mit WABGEN wurden 100.000 elastische Ereignisse generiert, die Parameter entsprechen dabei Tabelle 3.2. Die Geometrie innerhalb der Detektorsimulation `H1SIM` entspricht den Ergebnissen des Alignments: Das Strahlrohr ist abgesenkt und die VLQ-Module sind entsprechend asymmetrisch zum Strahl positioniert. Die Abweichung der

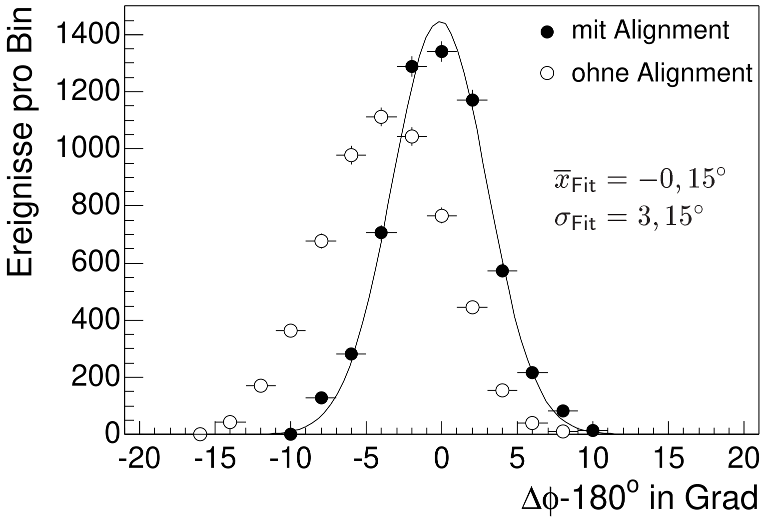


Abb. 4.19: Die Verteilung der Akomplanarität vor und nach Anwendung des Alignments.

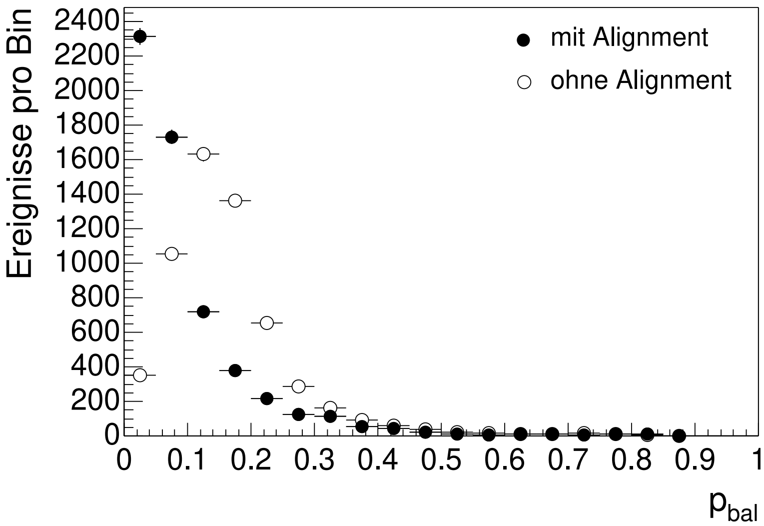


Abb. 4.20: Die Verteilung der $\vec{p}_{\perp}$-Balance, vor und nach Anwendung des Alignments.

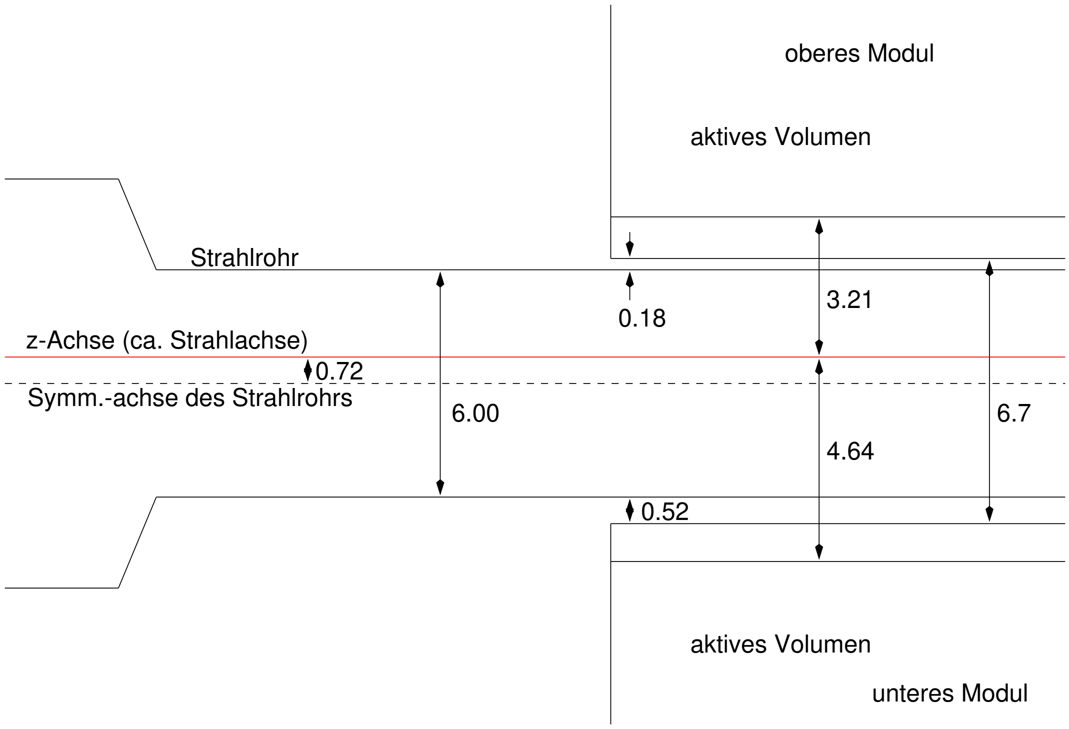


Abb. 4.21: Seitenansicht der resultierenden Anordnung von Strahl, Strahlrohr und VLQ-Modulen. Alle Angaben besitzen die Einheit 1 cm. Durch eine Verschiebung des Strahlrohrs gegen die Strahlachse von ca. 7 mm ist das untere VLQ-Modul ca. 1,4 cm weiter vom Strahl entfernt als das obere. Die Lage der Strahlachse hängt von den Betriebsparametern des HERA-Speicherrings ab, entspricht aber in etwa der z-Achse.

Module in x-Richtung konnte dabei nicht berücksichtigt werden.
Die simulierte Strahllage entspricht den gemessenen Werten (siehe Abbildung 4.16), die Schwankungen der y-Positionen der Module aufgrund der Fahrmechanik wurden nicht berücksichtigt.
Der Vergleich von gemessenen und simulierten Ereignissen kann folgende Fragen beantworten:

- Inwieweit beschreibt die Simulation Detektoreffekte der VLQ-Kalorimeter, z.B. Energie- und Ortsauflösung?

- Reproduziert das oben beschriebene Alignmentverfahren die Detektorpositionen, die für die Definition der Geometrie in der Simulation verwendet wurden?

- Entsprechen die Kontrollverteilungen von realen und simulierten Daten einander?

Abbildung 4.22 zeigt die relativen Abweichungen der Energie und des Polarwinkels der simulierten Teilchen, jeweils geteilt durch die "wahren" generierten Größen. Im Falle des

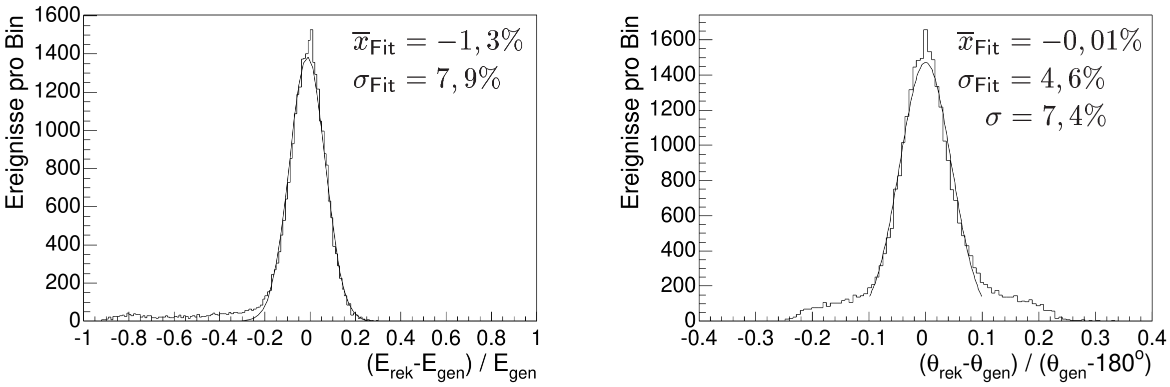


Abb. 4.22: Der Einfluss der Detektorsimulation auf generierte Energien und Polarwinkel. Aufgetragen ist die relative Abweichung der rekonstruierten Größen von den Werten des Monte-Carlo-Generators (WABGEN). Die Teilchenenergien werden im Mittel etwas zu gering rekonstruiert.

Polarwinkels erfolgt der Bezug auf den Elektronstreuwinkel $\theta_{\text{gen}} - 180°$, da θ_{gen} im H1-Koordinatensystem relativ zum Protonstrahl definiert ist.
Dem linken Graphen entnimmt man, dass die Energien etwas zu gering rekonstruiert werden. Die Standardabweichung des Gauß-Fits von 7,9 % stimmt gut mit dem Wert von 8,2 % aus der experimentell bestimmten Energieauflösung (bei einer Teilchenenergie gleich der halben Elektronstrahlenergie) überein. Zur Berechnung der Energie- und Ortsauflösung siehe Abschnitt 1.3.2.
Die Abweichungen bei der Rekonstruktion der Polarwinkel, dargestellt im rechten Graphen, lassen sich nicht allein durch einen Gauß-Fit beschreiben, die Standardabweichung der gesamten Verteilung von 7,4 % ist deshalb größer als die des Fits von 4,6 %. Die experimentell bestimmte Ortsauflösung bei halber Elektronenstrahlenergie von ca. 0,5 mm würde zu einer Unsicherheit im Polarwinkel θ von ca. 8 % führen.
Insgesamt lassen sich zwei Schlüsse ziehen: Die Simulation beschreibt die Auflösungen des Detektors gut, und die in der Rekonstruktion verwendeten Algorithmen liefern richtige Mittelwerte für die Teilchenobservablen.
Das im vorigen Abschnitt beschriebene Minimierungsverfahren wurde ebenfalls auf die simulierten Ereignisse angewandt. Der Startwert für das obere Modul beträgt +3,61 cm, genauso wie bei den realen Daten, entprechend dem (falschen) Sollwert. Für den Abstand der aktiven Volumina der Kalorimeter wird der (gemessene) Wert 7,85 cm verwendet.
Als Ergebnis erhält man die Positionen in Tabelle 4.4 rechts. Die Abweichung von der exak-

Verschiebung	Vorgabe in H1SIM	Startwert	Resultat des Alignments
$\Delta y_1^{(\mathrm{align})}$	+3,21 cm	+3,61 cm	+3,27 cm
$\Delta y_2^{(\mathrm{align})}$	−4,64 cm	−4,24 cm	−4,58 cm

Tab. 4.4: Alignment mit Monte-Carlo-Ereignissen, die die Detektorsimulation durchlaufen haben. Die Definition der Geometrie innerhalb der Simulation entspricht den y-Verschiebungen in der linken Spalte. Die mittlere Spalte gibt die Startwerte für das Minimierrungsverfahren wieder. In der rechten Spalte ist das Ergebnis dargestellt, dass sich aus der Bestimmung der Positionen mittels ca. 7500 Monte-Carlo-Ereignissen ergibt.

ten Detektorgeometrie ist gering und beträgt 0,06 cm. Die gute Übereinstimmung zeigt, dass das Verfahren geeignet ist, aus den realen Daten die Kalorimeterpositionen zu bestimmen. Der Fehler der Positionen, der sich für die simulierten Ereignisse ergibt, ist konsistent mit der Fehlerabschätzung für das Gesamtergebis der realen Daten von $\pm 0{,}07$ cm.
Die weiteren Abbildungen dieses Abschnitts stellen Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen im Vergleich dar. Die Monte-Carlo-Histogramme wurden dabei so normiert, dass sie die gleiche Ereignisanzahl wie die Daten-Histogramme besitzen.
Auffällig an der Energiesumme (Abbildung 4.23) ist die größere Breite der Daten-Verteilung. Als Erklärung für diesen Effekt kommt in Frage, dass die Detektorsimulation keine "single diode"-Kanäle erzeugt. Falls sehr viele solcher Kanäle in einem gemessenen Ereignis auftreten, kann die Energie nicht mehr exakt korrigiert werden, und in der Folge ergeben sich zudem auch ungenau bestimmte Clusterschwerpunkte.
Weiterhin enthält die Monte-Carlo-Datenmenge keine Untergrundereignisse; für den realen Datensatz wird dies mit Sicherheit nicht zutreffen. Man erkennt hier also zwei Möglichkeiten für eine Verbesserung der Monte-Carlo-Datenmenge: einerseits könnten "single diode"-Kanäle innerhalb der Detektorsimulation für die VLQ-Kalorimeter berücksichtigt werden, außerdem wäre eine Beimischung von Untergrund zu den elastischen QED-Compton-Ereignissen sinnvoll.
Die Akomplanaritätsverteilung in Abbildung 4.24 zeigt ebenfalls eine etwas größere Breite bei den realen Daten. Die Position der Maxima, sowohl vor als auch nach dem Alignment, wird aber gut beschrieben.
Fehler in der Energie- und Ortsbestimmung des Elektrons bzw. Photons eines elastischen QED-Compton-Ereignisses spiegeln sich in höheren Werten der $\vec{p}_\perp$-Balance wider. Entsprechend finden sich in Abbildung 4.25 bei größeren Einträgen mehr reale als simulierte Ereignisse. Dies ist konsistent mit den breiteren Verteilungen der Energiesumme und Akomplanarität.
Insgesamt zeigt sich, dass die Detektorsimulation gut die Eigenschaften der gemessenen Daten beschreibt, aber etwas zu "idealisierte" Ereignisse liefert.

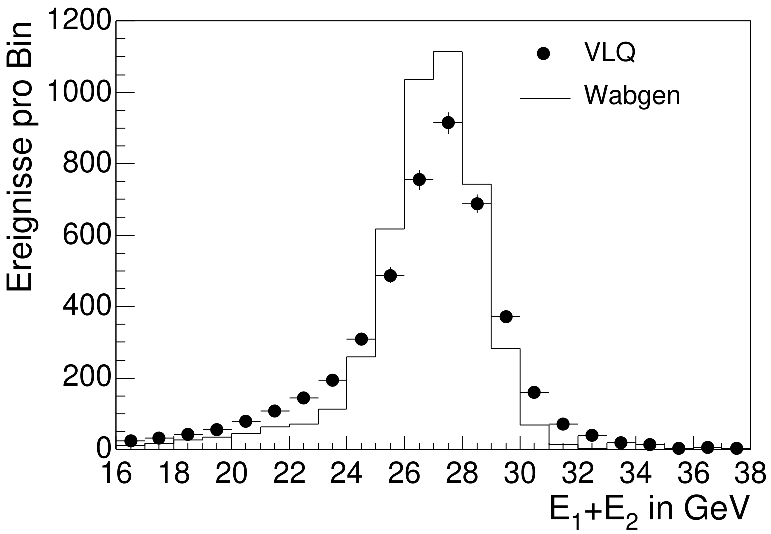


Abb. 4.23: Ein Vergleich der Energiesumme von realen und Monte-Carlo QED-Compton-Ereignissen. Bei dieser und den folgenden Abbildungen wurde das Monte-Carlo-Histogramm so normiert, dass sich dieselbe Ereignisanzahl wie für die realen Daten ergibt. Die Verteilung der Monte-Carlo-Ereignisse ist schmaler als die der realen Ereignisse.

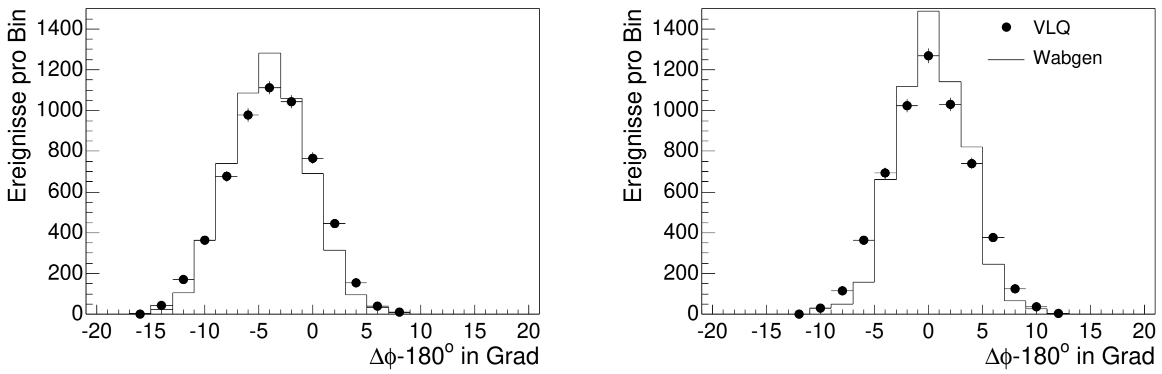


Abb. 4.24: Ein Vergleich der Akomplanarität von realen und Monte-Carlo QED-Compton-Ereignissen, mit (links) und ohne (rechts) Alignment.

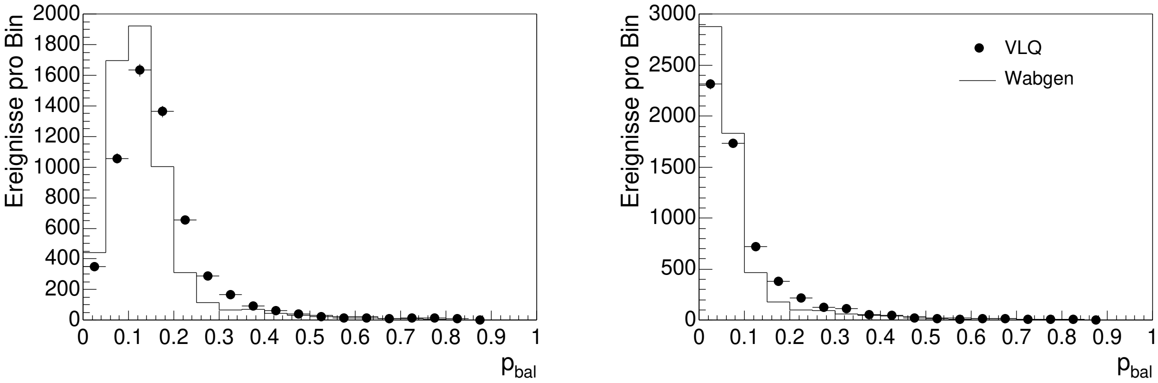


Abb. 4.25: Vergleich der $\vec{p}_\perp$-Balance von realen und Monte-Carlo QED-Compton-Ereignissen, mit (links) und ohne (rechts) Alignment. Ein Wert von null entspricht einem exakt in $\vec{p}_\perp$ balancierten Ereignis.

Zusammenfassung

Das Ziel der Arbeit ist die Analyse von QED-Bremsstrahlungsereignissen mithilfe des VLQ-Spektrometers des H1-Detektors sowie das Alignment der VLQ-Kalorimeter.
Dazu mussten zunächst geeignete Trigger für QED-Compton-Ereignisse entwickelt werden. Zu diesem Zweck wurden mit den Monte-Carlo-Generatoren COMPTON und WABGEN QED-Compton-Ereignisse im Phasenraum des VLQ-Spektrometers erzeugt. Mithilfe der generierten Ereignisse konnten Ratenabschätzungen für die Trigger durchgeführt und Selektionsschnitte bestimmt werden. Auf diese Ergebnisse aufbauend wurde ein Selektionsmodul als Teil der L4-Triggerstufe entwickelt (ein L4-Saver), das die Erfassung der elastischen QED-Compton-Ereignisse im VLQ-Spektrometer gewährleistet.
Dadurch wurde die eigentliche Datennahme der QED-Compton-Ereignisse im Frühjahr 1999 möglich, entsprechend einer integrierten Luminosität von ca. $5\,\mathrm{pb}^{-1}$. Offline wurden weitere Selektionskriterien festgelegt, durch die eine hohe Reduktion des Untergrundes in der Datenmenge erzielt wurde. Die Verteilungen der Teilchenobservablen für die selektierten Ereignisse entsprachen dabei den Vorhersagen der Monte-Carlo-Generatoren.
Die Eigenschaft der elastischen QED-Compton-Ereignisse, bei Messung von gestreutem Elektron und abgestrahltem Photon kinematisch überbestimmt zu sein, wurde zur exakten Bestimmung der Einbaupositionen der VLQ-Module im H1-Detektor genutzt. Es wurde dabei ein Minimierungsverfahren eingesetzt, basierend auf der Ereigniseigenschaft Akomplanarität. Ein Freiheitsgrad des Problems wurde durch eine Abstandsmessung eliminiert. Das Ergebnis brachte große Abweichungen in y-Richtung zu Tage, wonach sich das obere VLQ-Modul ca. 1,4 cm näher an der Strahlachse befindet. Diese Asymmetrie erklärt den Unterschied zwischen den beiden Modulen bezüglich inklusiver Triggerrate und Energie von QED-Compton-Teilchen. Als Ursache der großen Abweichung kommt eine Verschiebung von mechanischen Bestandteilen im Rückwärtsbereich des H1-Detektors in Frage, die sogar mit bloßem Auge zu erkennen ist.
Die neu gewonnenen Informationen über die Geometrie im Rückwärtsbereich wurden in die Detektorsimulation integriert; eine Kontrolle erfolgte dabei durch Simulation von WABGEN-Ereignissen, wobei ebenfalls die Konsistenz des oben erwähnten Minimierungsverfahrens gezeigt wurde.
Ein Resultat dieser Arbeit, das erfolgreiche Alignment, ermöglicht die genauere Bestimmung der kinematischen Variablen x, Q^2 und y (mittels der Elektronmethode im VLQ-

Akzeptanzbereich), die z.B. bei der Messung der Protonstrukturfunktion F_2 benötigt werden. Dadurch, dass die Ergebnisse auch Eingang in die Detektorsimulation gefunden haben, ist nun eine zuverlässigere Bestimmung von Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen für andere Analysen möglich geworden.
In Zukunft ließe sich das vorgestellte Verfahren noch verbessern, indem man das VLQ-Spursystem mit seiner hohen Ortsauflösung zusatzlich in die Analyse einbindet.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] A. Courau et al. *Quasi-Real QED Compton Monte Carlo for HERA*. Interner Bericht H1-01/92-207, 1992.

[2] A. Courau. *Quasi-Real QED Compton at HERA*. Interner Bericht H1-07/91-186, 1991.

[3] C. Duprel. *Untersuchungen an Halbleiterstreifendetektoren für das VLQ-Spektrometer im Rahmen des H1-Experimentes mit einem Diodenlaser*. Diplomarbeit, Aachen PITHA 98/39, 1998.

[4] R. Gerwin. *HERAs Herausforderung*. DESY, 1992.

[5] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. The European Physical Journal C3, 1998.

[6] H1 Collaboration. *Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers*. DESY, 1996.

[7] H1 Collaboration, H. Behrend et al. *Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H1*. Interner Bericht H1-0692-226, 1992.

[8] H1 Collaboration, I. Abt et al. *The H1 Detector at HERA*. Interner Bericht DESY H1-96-01, 1996.

[9] I. Gorelov, M. Weber. *Performance of the H1 Lead/Scintillating Fibre-Calorimeter*. Interner Bericht H1-0696-483, 1996.

[10] F. James. *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*. CERN Program Library Long Writeup D506, 1994.

[11] P. Kandel. *Monte-Carlo-Untersuchungen zur Weitwinkelbremsstrahlung im H1-Detektor*. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1998.

[12] C. Krauss. *Untersuchungen an einem Halbleiterdetektor für das H1 Experiment*. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1998.

[13] P.-O. Meyer. Dissertation, in Vorbereitung.

[14] D. H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley, Menlo Park, 1987.

[15] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber. *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, 1996.

[16] A. Stellberger. Persönliche Mitteilung.

[17] A. Stellberger. *Entwicklung und Bau eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters*. Dissertation, Universität Heidelberg, 1998.

[18] M. Wobisch. *Untersuchung von QED-Prozessen mit harter Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung im H1-Experiment bei HERA*. Diplomarbeit, Aachen PITHA 95/38, 1995.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Günter Flügge dafür, dass er mir die Möglichkeit gab, meine Diplomarbeit an seinem Institut zu erstellen.

Besonderer Dank gilt meinem Betreuer Peer-Oliver Meyer, da seine Anregungen entscheidend für das Gelingen der Arbeit waren.

Hervorheben möchte ich die stets gute Arbeitsatmosphäre, die meinen Bürokollegen Carlo Duprel, Peer-Oliver Meyer, Martin Wessels und Markus Wobisch zu verdanken ist.

Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Dr. Herbert Gräßler, ohne den die H1-Arbeitsgruppe des III. Physikalischen Instituts nicht denkbar wäre.

Ich bedanke mich bei Herrn Dr. Herbert Gräßler, Carlo Duprel, Peer-Oliver Meyer, Tim Welters und Markus Wobisch für das sorgfältige Korrekturlesen meiner Diplomarbeit und die vielfältigen Verbesserungsvorschläge.

Meiner Mutter danke ich für ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums.