Der VLQ-Detektor bei H1: Inbetriebnahme, Spurrekonstruktion und Messung der elastisch diffraktiven J/ψ-Produktion bei kleinem Q^2

von

Stephan Hurling

Der VLQ-Detektor bei H1: Inbetriebnahme, Spurrekonstruktion und Messung der elastisch diffraktiven J/ψ-Produktion bei kleinem Q^2

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Stephan Hurling

aus Wedel

Hamburg
2000

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. W. Bartel
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. G. Heinzelmann
Datum der Disputation:	19.10.2000
Dekan des Fachbereiches Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. F. W. Büßer

The VLQ Detector at H1: Construction, Operation, Track Reconstruction and Measurement of Elastic, Diffractive J/ψ Production at Low Q^2

Kurzfassung

Zur Untersuchung von Lepton-Nukleon Streuprozessen bei kleiner Virtualität Q^2 des ausgetauschten Photons wurde im Mai 1998 ein spezielles Detektorsystem — der VLQ-Detektor (***V**ery **L**ow **Q**^{2}*) — in das H1-Experiment integriert. Dieser Detektor besteht aus zwei identischen Modulen, die jeweils aus einem Silizium-Spurdetektor und einem Szintillator-Wolfram Kalorimeter bestehen. Die Module sind oberhalb und unterhalb des Strahlrohres montiert. Der VLQ-Detektor ermöglicht den Nachweis und die Vermessung des Strahlleptons unter kleinen Streuwinkeln. Die vorliegende Arbeit beschreibt und dokumentiert die Verfahren der Spurrekonstruktion und der Ortskalibration der Silizium-Spurdetektoren.

Der VLQ-Detektor wird hier verwendet, um bei diffraktiv elastischer J/ψ-Produktion das gestreute Strahllepton nachzuweisen. Der Wirkungsquerschnitt für diffraktiv elastische J/ψ-Produktion wird für einen kinematischen Bereich von $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ und $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ gemessen. Das Ergebnis ist $\sigma(\gamma p \longrightarrow J/\Psi p) = 65.3 \pm 11.1\,(\text{stat.}) \pm 7.4\,(\text{sys.})\,\text{nb}$. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit bisherigen Messungen, die im Grenzfall $Q^2 \longrightarrow 0$ (Photoproduktion) und für $Q^2 > 2\,\mathrm{GeV}$ durchgeführt wurden.

Abstract

A special detector, the VLQ (***V**ery **L**ow **Q**^{2}*) was installed in the H1 experiment in May 1998. It is intended for the investigation of lepton-nucleon scattering processes with low virtualities Q^2 of the exchanged photon. This detector comprises two identical modules, which each consist of a silicon-tracking detector and a scintillator-tungsten calorimeter. The modules are mounted above and below the beampipe. The VLQ detector allows the beam lepton to be tagged and measured at small scattering angles. In this thesis the procedure of track reconstruction and the alignment of the VLQ tracking system is described.

The VLQ detector is then used to tag the scattered beam lepton in diffractive, elastic J/ψ-production. The cross section for diffractive, elastic J/ψ-production, is measured in the kinematic region $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ and $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ to be $\sigma(\gamma p \longrightarrow J/\Psi p) = 65.3 \pm 11.1\,(\text{stat.}) \pm 7.4\,(\text{sys.})\,\text{nb}$. This result is found to be in good agreement with former measurements which have been made in the limit $Q^2 \longrightarrow 0$ (photoproduction) and for $Q^2 > 2\,\mathrm{GeV}$.

Inhaltsverzeichnis

Es handelt sich um eine sehr interessante Spielart von Phantasie, die ganz anders ist als die eines Künstlers.
Die große Schwierigkeit besteht darin, daß man versuchen muß, sich etwas vorzustellen, das man nie gesehen hat, das jedoch in allen Einzelheiten zu dem paßt, was man bereits gesehen hat, und das sich von allem unterscheidet, was bislang gedacht worden ist; darüber hinaus muß es präzise formuliert und nicht nur eine verschwommene Theorie sein.

RICHARD P. FEYNMAN

Kapitel 1

Einleitung

Das J/ψ-Meson wurde 1974 am Brookhaven National Laboratory in Wechselwirkungen von Protonen an Beryllium als Resonanz im Massenspektrum von e^+ und e^- entdeckt. Gleichzeitig wurde das J/ψ-Meson am Stanford Linear Accelerator als Resonanz im totalen e^+e^--Wirkungsquerschnitt beobachtet. Bei dem J/ψ-Meson handelt es sich um ein schweres Vektormeson, das ein gebundener $c\bar{c}$-Zustand ist und die Quantenzahlen[1] $J^{PC} = 1^{--}$ besitzt. Es hat eine Masse von $m_{J/\psi} = 3.097\,\mathrm{GeV}$ und eine gesamte Zerfallsbreite von $87 \pm 5\,\mathrm{keV}$. Das J/ψ-Meson zerfällt zu $\approx 12\,\%$ in leptonischen und zu $\approx 88\,\%$ in hadronischen Zerfallskanälen. Die geringe hadronische Zerfallsbreite und die daraus resultierende lange Lebensdauer des J/ψ-Mesons ist darauf zurückzuführen, daß die hadronischen Zerfallsprozesse nach der Zweig-Regel stark unterdrückt sind.

In dieser Arbeit wird die J/ψ-Produktion bei HERA (***H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage*) untersucht. HERA ist die weltweit erste und einzige Speicherringanlage, in der Elektronen[2] und Protonen zur Kollision gebracht werden. Der HERA Elektronenstrahl kann als eine Quelle virtueller Photonen mit breitem Energiespektrum angesehen werden, die mit den Protonen wechselwirken. Bei Strahlenergien von $27.6\,\mathrm{GeV}$ für die Elektronen und $920\,\mathrm{GeV}$ für die Protonen können Schwerpunktsenergien bei Photon-Nukleon Wechselwirkungen von maximal $W_{\gamma p} \approx 318\,\mathrm{GeV}$ erreicht und ein größerer Bereich in Q^2 erschlossen werden (typisch $Q^2 \approx 0 - 30000\,\mathrm{GeV}^2$), als das bei den sogenannten *Fixed-Target*-Experimenten möglich war. In solchen Experimenten, bei denen die Nukleonen im Laborsystem ruhen, betrug die erreichte Schwerpunktsenergie des Systems aus Photon und Nukleon $W_{\gamma N} \approx 20\,\mathrm{GeV}$. Die Virtualität Q^2 der Photonen umfaßte den Bereich der Photoproduktion ($Q^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$) bis hin zu $Q^2 \approx 25\,\mathrm{GeV}^2$.

Die Untersuchungen an Fixed-Target-Experimenten bei niedrigen Schwerpunktsenergien haben gezeigt, daß die elastische J/ψ-Erzeugung ($\gamma p \longrightarrow J/\psi p$) bzw. die J/ψ-Erzeugung mit Proton-Dissoziation ($\gamma p \longrightarrow J/\psi Y$) als diffraktiver Prozeß aufgefaßt werden kann. Die diffraktive Produktion von Vektormesonen wurde mit Hilfe der Regge-Theorie und des Vektormeson Dominanz Modells beschrieben. Im Rahmen dieser Modelle wird die diffraktive J/ψ-Erzeugung unter Austausch eines farbneutralen Pomerons zwischen dem J/ψ-Meson und dem Protonrest erklärt.

Messungen bei HERA zeigten, daß der Wirkungsquerschnitt für diffraktive J/ψ-Produktion mit zunehmender Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ stärker ansteigt, als dies durch die phänomenologischen Ansätze vorhergesagt wird. Zur Beschreibung dieses stärkeren Anstiegs diffraktiver J/ψ-Wirkungsquerschnitte mit $W_{\gamma p}$ können Methoden der störungstheoretischen Quantenchromodynamik (pQCD)

[1] Die Quantenzahl J bezeichnet den Gesamtspin des Vektormesons. P und C geben an, wie sich das Vorzeichen der Gesamtwellenfunktion eines Systems unter Anwendung von Paritätsoperatoren bzw. bei Ladungskonjugation verhält.

[2] In den Jahren $1995 - 1997$, sowie in der zweiten Datennahmeperiode 1999 wurden *Positronen* verwendet. Soweit nicht anders erwähnt, wird der Ausdruck *Elektronen* generell als Synonym für das einlaufende oder gestreute Lepton verwendet.

erfolgreich angewendet werden. Im Rahmen der auf pQCD-Rechnungen basierenden Ansätze wird die diffraktive Streuung durch den Austausch eines farbneutralen Gluonsystems zwischen dem J/ψ-Meson und dem Protonrest beschrieben. In diesem Bild ist der Wirkungsquerschnitt für diffraktive J/ψ-Produktion proportional zum Quadrat der Gluondichte im Proton. Dadurch ist es möglich, Zugang zu der Verteilung der Gluonen innerhalb des Protons zu erhalten.

Der H1-Detektor wurde zur Beobachtung von *ep*-Wechselwirkungen an einem der zwei Punkte erbaut, an dem der Elektronenstrahl mit dem Protonstrahl zur Kollision gebracht wird. Der als Universaldetektor konzipierte H1-Detektor deckt fast den gesamten Raumwinkelbereich um den *ep*-Wechselwirkungspunkt mit seinen Spursystemen und Kalorimetern ab.

Im Jahr 1998 wurde der H1-Detektor um den VLQ-Detektor (***V**ery **L**ow* $\boldsymbol{Q}^2$) ergänzt. Der VLQ-Detektor ermöglicht den Nachweis und die Vermessung des unter kleinen Winkeln gestreuten Strahlelektrons. Der Detektor umfaßt zwei identisch aufgebaute Module, die jeweils aus einem kompakten elektromagnetischen Kalorimeter und einem Silizium-Spurdetektor bestehen. Die Module sind oberhalb und unterhalb des Strahlrohres $\approx 3\,\text{m}$ hinter dem Wechselwirkungspunkt in bezug zur Elektronenflugrichtung montiert. Das VLQ-System wird durch einen Detektor zur Flugzeitmessung ergänzt.

Der VLQ-Detektor ermöglicht die Untersuchung von Elektron-Proton Streuprozessen bei einem mittleren Viererimpulsquadrat $\langle Q^2 \rangle \approx 0.26\,\text{GeV}^2$ im Übergangsbereich von Photoproduktion zu unelastischer Leptonstreuung. In diesem Bereich sind mit dem VLQ-Detektor bereits Messungen der Proton-Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ durchgeführt worden.

In dieser Arbeit wird der VLQ-Detektor genutzt, um den Wirkungsquerschnitt für diffraktiv elastische J/ψ-Produktion im kinematischen Bereich von $0.15\,\text{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\text{GeV}^2$ und $40\,\text{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\text{GeV}$ zu messen. Unter Verwendung früherer HERA-Ergebnisse wird die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 wird eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der Analyse gegeben. Nach einer Vorstellung der Ereigniskinematik am Speicherring HERA, werden die für die Beschreibung diffraktiver J/ψ-Produktion benötigten Modelle eingeführt.

Den Schwerpunkt von Kapitel 3 bildet die Beschreibung des H1-Detektors. Nach einer allgemeinen Übersicht über den gesamten Detektor wird detaillierter auf diejenigen Komponenten des H1 Detektors eingegangen, die zur Durchführung des Analyseteils dieser Arbeit von besonderer Bedeutung sind. Des weiteren wird das Datennahmesystem des H1 Experiments erläutert und die für diese Analyse wichtigen Trigger vorgestellt.

In Kapitel 4 wird die neue Detektorkomponente von H1, der VLQ-Detektor beschrieben. Der Aufbau des Kalorimeters und des Silizium-Spurdetektors, sowie die Auslese und die Trigger werden erklärt. Für beide Systeme, Kalorimeter und Spurdetektor, wird die Simulation und Rekonstruktion von Ereignissen vorgestellt. Detaillierter wird auf den Aufbau der Spurrekonstruktion eingegangen, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Das Verfahren zur Ortskalibration der Silizium-Detektoren wird erläutert und die Effizienz und die Auflösung des Spurdetektors analysiert.

Das Kapitel 5 beschreibt die Selektion von Ereignissen der diffraktiv elastischen Produktion von J/ψ-Mesonen im Zerfallskanal $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$. Die Selektionskette wird erläutert sowie die Effizienzen der Selektionsbedingungen und deren systematische Fehler bestimmt.

In Kapitel 6 erfolgt die Messung der Wirkungsquerschnitte auf der Grundlage der in Kapitel 5 bereitgestellten J/ψ-Signale und Werte für die Luminosität.

Kapitel 7 gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt zunächst einen Überblick über die Ereigniskinematik bei HERA. Die grundlegenden Variablen zur kinematischen Beschreibung von Ereignissen werden eingeführt und ihre Rekonstruktion erläutert. Anschließend wird die diffraktive Produktion von J/ψ-Mesonen aus der Sichtweise mehrerer theoretischer Modelle dargestellt. Der den Modellen zu Grunde liegende Ansatz wird vorgestellt und ihre Vorhersagen für das Verhalten der J/ψ-Wirkungsquerschnitte als Funktion kinematischer Variablen gezeigt. Abschließend wird der Monte Carlo Generator DIFFVM beschrieben, der in dieser Arbeit zur Korrektur der Daten bei den Akzeptanz- und Effizienzstudien verwendet wird.

2.1 Ereigniskinematik bei HERA

Die Streuung eines Elektrons an einem Proton wird durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Mögliche Austausch-Bosonen dieser *elektroschwachen* Wechselwirkung, sind die drei massiven Bosonen W^+, W^-, Z^0, sowie das masselose Photon γ. Entsprechend der Ladung des ausgetauschten Bosons wird zwischen *ungeladenen Strömen* (***N**eutral **C**urrents*) bei einem Z^0 oder γ Austausch und *geladenen Strömen* (***C**harged **C**urrents*) bei einem $W^\pm$ Austausch unterschieden. Durch direkte Messung des gestreuten Strahl-Elektrons oder durch einen indirekten, durch Betrachtung der Impulssumme des Endzustandes gewonnenen Nachweis eines Neutrinos, kann zwischen Wechselwirkungen mit neutralen und geladenem Strom unterschieden werden. Aufgrund der hohen Masse der Eichbosonen $W^\pm$ und Z^0 ist der Austausch dieser Bosonen im Bereich kleiner quadratischer Viererimpulsüberträge stark unterdrückt. In diesem Bereich werden die *ep*-Wechselwirkungen dominant durch Photonen vermittelt. Weiterhin unterscheidet man je nach Endzustand des Protons zwischen *(quasi-) elastischen* Streuungen, bei dem das Proton auch nach der Wechselwirkung als gebundener Zustand vorliegt und sogenannten *(tief) unelastischen* (***D**eep **I**nelastic **S**cattering*) Ereignissen, bei denen das Proton aufbricht. In Abbildung 2.1 wird die elektroschwache Wechselwirkung unter Austausch von neutralen und geladenen Bosonen dargestellt. In der Abbildung bezeichnet P_e den Viererimpuls $(E_e, \boldsymbol{p}_e)$ des einlaufenden Elektrons, $P_{e'}$ den Viererimpuls $(E_{e'}, \boldsymbol{p}_{e'})$ des auslaufenden Leptons, P_p den Viererimpuls $(E_p, \boldsymbol{p}_p)$ des Protons, q den Viererimpuls $(E_q, \boldsymbol{p}_q)$ des ausgetauschten Bosons und X den hadronischen Endzustand der *ep*-Wechselwirkung. Die Kinematik der *ep*-Streuung läßt sich bei bekannter Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ des *ep*-Systems durch zwei kinematische Variablen vollständig beschreiben. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s einer *ep*-Wechselwirkung ist bei Vernachlässigung der Proton- und Elektronmasse gegeben durch:

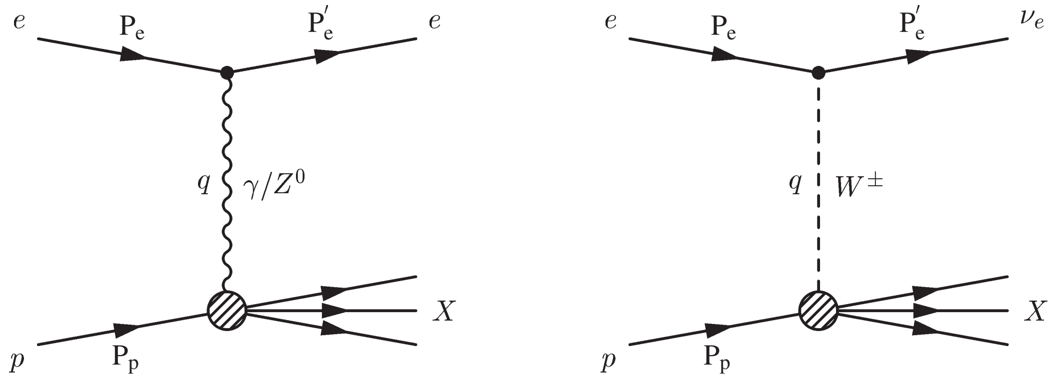


Abbildung 2.1: *Die Feynmangraphen für die ep-Wechselwirkung. Links: Austausch von neutralen Bosonen. Rechts: Austausch von geladenen Bosonen. Aufgrund ihrer hohen Masse tritt der Austausch von $W^\pm$ und Z^0-Bosonen im Bereich der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0\,GeV^2$) und für DIS-Ereignisse mit kleinen Werten von Q^2 vernachlässigbar selten auf.*

$$s = (P_p + P_e)^2 \approx 4\,E_p\,E_e. \tag{2.1}$$

Für die beiden Variablen zur kinematischen Beschreibung eines Ereignisses wird neben dem Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2 häufig eine der beiden dimensionslosen Skalenvariablen x oder y gewählt. Mit den in Abbildung 2.1 eingeführten Viererimpulsen lassen sich diese Lorentz-invarianten Größen folgendermaßen bilden:

$$Q^2 = -q^2 = -(P_e - P_e^{'})^2 \tag{2.2}$$

$$x = \frac{Q^2}{2\,P_p \cdot q} \tag{2.3}$$

$$y = \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot P_e}. \tag{2.4}$$

Die Variable x wird auch als *Bjorken*-Skalenvariable x bezeichnet und gibt im Rahmen des Quark-Parton Modells denjenigen Bruchteil am Gesamtimpuls des Protons an, den das wechselwirkende Parton trägt. Die zweite von Bjorken definierte Skalenvariable ist die Unelastizität y des Streuprozesses. Im Ruhesystem des Protons entspricht y dem Anteil der Energie des einfallenden Leptons, den das Austausch-Boson erhält. Die Variablen x und y können Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Die Variablen Q^2, x und y sind nicht unabhängig voneinander, sondern bei Vernachlässgung der Protonmasse über folgende Relation miteinander verknüpft:

$$Q^2 = x\,y\,s$$

In dieser Arbeit werden Ereignisse bei kleinen Viererimpulsquadraten $Q^2 \ll m_{W^\pm,Z^0}$ untersucht, für die der Austausch von $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen stark unterdrückt ist und daher vernachlässigt werden kann. Für die hier untersuchten Ereignisse wird nur das Photon als Austausch-Boson angenommen. Eine wichtige Variable ist die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des Photon-Proton-Systems. Sie entspricht der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes. Für die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des Photon-Proton-Systems gilt die folgende Beziehung:

$$W_{\gamma p}^2 \quad = \quad (P_p + q)^2 = y\, s - Q^2 + m_p^2. \tag{2.5}$$

Für große Werte von $W_{\gamma p}$ ($W_{\gamma p}^2 \gg m_p^2$) bricht das Proton im allgemeinen auf und der hadronische Endzustand besteht aus einer Vielzahl von Teilchen. Dann spricht man von tief unelastischen Prozessen. Für den Fall $Q^2 \longrightarrow 0$ wird das vom Lepton emittierte Photon (quasi-) reell und die Streuung des Leptons findet unter kleinen Winkeln statt. Unter dieser Bedingung spricht man der *Photoproduktion* ($Q^2 = 0$).

Abschließend sei noch das Quadrat des Impulsübertrags am Protonvertex t eingeführt. Ist $P_p^{'}$ der Viererimpuls $(E_p^{'}, \boldsymbol{p}_p^{'})$ des Protons bzw. des Protonrestes nach der Streuung, dann ist t ist folgendermaßen definiert:

$$t \quad = \quad (P_p - P_p^{'})^2.$$

2.1.1 Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Die Kinematik eines *ep*-Ereignisses kann sowohl aus den Teilchen des hadronischen Endzstandes, als auch aus dem Streuwinkel und der Energie des gestreuten Strahlleptons berechnet werden. Kann der hadronische Endzustand und das gestreute Strahllepton für ein Ereignis rekonstruiert werden, so ist die Ereigniskinematik überbestimmt. Für die Berechnung der Kinematik eines *ep*-Ereignisses aus den experimentellen Daten stehen dann mehrere Methoden mit verschiedenen Vor- und Nachteilen zur Verfügung. Die in dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik werden im folgenden vorgestellt und ihre Vor- und Nachteile kurz erläutert. Eine detailliertere Darstellung für die hier vorgestellten Methoden findet sich in [1, 2].

Die Elektronmethode
Bei der Elektronmethode wird die Ereigniskinematik allein aus den Meßgrößen des gestreuten Elektrons bestimmt. Diese Methode ist daher vollkommen unabhängig vom hadronischen Endzustand des Ereignisses. Die Auflösung dieser Methode in der Variablen y ist gut für $y > 0.1$ und nimmt für kleinere Werte von y stark ab. Bezeichnen E_e und E_e' die Energie des Strahlelektrons vor bzw. nach der Streuung und θ_e den Polarwinkel des gestreuten Elektrons relativ zur Flugrichtung des Protons, so gelten die folgenden Zusammenhänge:

$$Q_e^2 \quad = \quad 4\, E_e\, E_e' \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \tag{2.6}$$

$$y_e \quad = \quad 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \tag{2.7}$$

Die Jacquet-Blondel Methode

Bei dieser von Jacquet und Blondel [3] vorgeschlagenen Methode wird nur der hadronische Endzustand zur Rekonstruktion der Kinematik verwendet. Sie findet Anwendung, wenn das gestreute Elektron gar nicht oder wenn seine Energie nur mit großer Unsicherheit vermessen werden kann. Im Fall von Ereignissen mit geladenem Strom, bei denen ein Neutrino im Endzustand auftritt, ist es die einzige Methode die Ereigniskinematik zu rekonstruieren. Die Auflösung von Q^2_{JB} nimmt mit $y \longrightarrow 1$ schnell ab, weshalb diese Methode bei Ereignissen mit neutralem Strom nur für $y < 0.2$ sinnvoll ist. Es ist:

$$Q^2_{\text{JB}} = \frac{1}{1-y_{\text{JB}}}(\sum_i p^2_{x,i}) + (\sum_i p^2_{y,i}) \tag{2.8}$$

$$y_{\text{JB}} = \frac{1}{2E_e}\sum_i (E_i - p_{z,i}) \tag{2.9}$$

Die Summen werden dabei über alle Teilchen i des hadronischen Endzustandes gebildet, die im H1-Detektor nachgewiesen werden konnten. Die Variablen E_i, $p_{z,i}$ bzw. $p_{x,i}$ und $p_{y,i}$ bezeichnen die Energie, sowie den longitudinalen Impuls, bzw. die x- und y-Komponente des Impulses der einzelnen Hadronen.

Da in dieser Arbeit Ereignisse untersucht werden, bei denen das gestreute Strahlelektron im VLQ-Detektor rekonstruiert werden kann, wird die Variable Q^2 aus den Elektrongrößen Streuwinkel und Energie mit Hilfe der Beziehung 2.6 berechnet. Die Unsicherheit in der Energierekonstruktion für die rekonstruierten Werte der Variablen y von $y < 0.3$ führen jedoch zu einer starken Verschlechterung der Auflösung von y bei Verwendung der Elektronmethode (vergleiche Abschnitt 5.1.3). Die Variable y wird daher in dieser Arbeit aus dem hadronischen Endzustand nach Gleichung 2.9 bestimmt. Weitere Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik werden in [1, 2, 4] vorgestellt.

2.2 Die Weizsäcker-Williams Approximation

Bei der *Weizsäcker-Williams Approximation* [5, 6] wird der Prozeß der *ep*-Streuung als Fluß virtueller Photonen vom Elektron angesehen, die mit dem Proton wechselwirken. Der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt einer Reaktion im *ep*- und denen im γp-System ist gegeben durch [7]:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\,dQ^2} = \mathcal{F}^T(y,Q^2)\ \sigma^T_{\gamma p}(W^2_{\gamma p},Q^2) + \mathcal{F}^L(y,Q^2)\ \sigma^L_{\gamma p}(W^2_{\gamma p},Q^2), \tag{2.10}$$

wobei $\mathcal{F}^T$ und $\sigma^T_{\gamma p}$ bzw. $\mathcal{F}^L$ und $\sigma^L_{\gamma p}$ der Photon-Flußfaktor und Wirkungsquerschnitt der γp-Wechselwirkung für transversale bzw. longitudinale Polarisation der virtuellen Photonen sind. Durch Umformung von Gleichung 2.10 erhält man:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\,dQ^2} = \mathcal{F}^T\ (\sigma^T_{\gamma p} + \epsilon(y)\ \sigma^L_{\gamma p}),$$

wobei sich $\mathcal{F}^T$ und der Polarisationsfaktor $\epsilon(y)$ wie folgt definiert sind:

$$\mathcal{F}^T = \frac{\alpha_{em}}{\pi\, y\, Q^2}\left(1 - y + \frac{1}{2}\,y^2 - \frac{m_e^2\, y^2}{Q^2}\right), \qquad \epsilon(y) = \frac{\mathcal{F}^L}{\mathcal{F}^T} = \frac{1-y}{1-y+\frac{1}{2}\,y^2}. \tag{2.11}$$

Die Größe α_{em} bezeichnet dabei die elektromagnetische Feinstrukturkonstante, die von der Größenordnung $1/137$ ist. Definiert man die Größe R als das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von γp-Wechselwirkungen mit longitudinaler zu transversaler Polarisation der Photonen sowie $\sigma_{\gamma p}$ als den Gesamtwirkungsquerschnitt für γp-Wechselwirkungen [8]:

$$R = \frac{\sigma^L_{\gamma p}}{\sigma^T_{\gamma p}}, \qquad \sigma_{\gamma p} = \sigma^T_{\gamma p} + \sigma^L_{\gamma p}$$

so läßt sich Gleichung 2.10 weiter vereinfachen:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\, dQ^2} = \mathcal{F}^T\, \sigma_{\gamma p}\, \frac{1+\epsilon\, R}{1+R}$$

Für die in dieser Arbeit auftretenden Werte von $y < 0.3$ beträgt der Wert der Größe $\epsilon \approx 1$. Daher läßt sich als gute Näherung:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\, dQ^2} \approx \mathcal{F}^T\, \sigma_{\gamma p} \tag{2.12}$$

setzen. Anschaulich gesehen entspricht diese Näherung der Tatsache, daß Effekte aufgrund longitudinaler Polarisation der Photonen mit zunehmender Realität der Photonen (bei $Q^2 \longrightarrow 0$) abnehmen müssen. Der Fehler durch diese Näherung ist für diese Analyse im Mittel $< 1\%$. Gleichung 2.12 wird in Kapitel 6 verwendet, um die gemessenen *ep*-Wirkungsquerschnitte in γp-Wirkungsquerschnitte umzurechnen und sie dann mit theoretischen Vorhersagen zu vergleichen.

2.3 Diffraktive Produktion von J/ψ-Mesonen

Charakteristisch für Ereignisse mit diffraktiver Produktion von J/ψ-Mesonen ist, daß der hadronische Endzustand nur aus den bei der *ep*-Wechselwirkung erzeugten Vektormesonen bzw. deren Zerfallsprodukten besteht. Zwischen dem gestreuten Protonrest und dem Vektormeson kommt es nicht zur Erzeugung weiterer Teilchen. Diese Ereignistopologie läßt sich erklären, wenn man annimmt, daß eine farbneutrale Wechselwirkung zwischen dem J/ψ-Meson und dem Protonrest stattgefunden hat. Bei diffraktiven Prozessen unterscheidet man zwischen dissoziativen Ereignissen, bei denen das Proton aufbricht und elastisch diffraktiven Prozessen, bei denen das Proton erhalten bleibt. Die Untersuchung der diffraktiv elastischen J/ψ-Produktion im Bereich kleiner Werte von Q^2 soll Gegenstand dieser Arbeit sein. Bei diffraktiven Ereignissen sind die Transversalimpulse typischerweise klein, weshalb sie auch als *weiche* Prozesse bezeichnet werden. Die diffraktiven Prozesse können im Rahmen des *Vektormeson Dominanz Modells* und der für Hadron-Hadron-Streuung entwickelten *Regge*-Theorie [9] beschrieben werden. Abbildung 2.2 zeigt eine Darstellung diffraktiver Produktionsmechanismen.

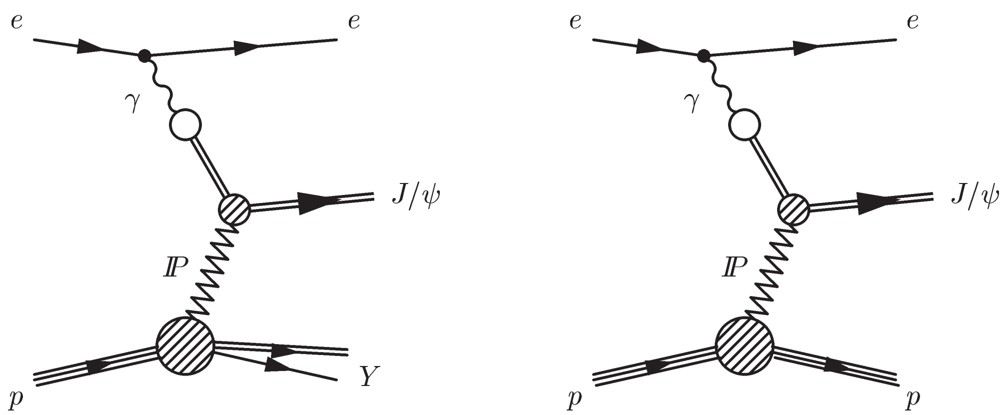


Abbildung 2.2: *Die Feynmangraphen für diffraktive J/ψ-Produktion. Das Photon fluktuiert nach dem Vektor Dominanz Modell (siehe Abschnitt 2.3.1) in ein virtuelles J/ψ-Meson welches durch die Streuung am Proton über Pomeron Austausch (siehe Abschnitt 2.3.3) reell wird. Links: Diffraktive J/ψ-Produktion mit Dissoziation des Protons. Rechts: Elastisch diffraktive J/ψ-Produktion, bei der das Proton erhalten bleibt.*

2.3.1 Das Vektormeson Dominanz Modell

Der Grundansatz des ***V**ektormeson **D**ominanz **M**odells* [10, 11, 12] ist es, das Photon als eine Überlagerung eines reinen QED Photonzustandes und eines hadronischen Zustandes anzusehen:

$$|\gamma\rangle \quad = \quad N_1|\gamma_{QED}\rangle + N_2|h\rangle \tag{2.13}$$

wobei N_1 und N_2 Normierungskonstanten sind. Der Zustand $|h\rangle$ muß dieselben Quantenzahlen wie das Photon besitzen ($J^{PC} = 1^{--}, Q = B = S = 0$), was für neutrale Vektormesonen wie dem J/ψ-Meson der Fall ist. Der hadronische Zustand $|h\rangle$ läßt sich demnach als eine Überlagerung von Vektormesonzuständen interpretieren:

$$N_2|h\rangle \quad = \quad \sum_V \frac{e}{f_V}|V\rangle.$$

Die Größe f_V bezeichnet die Kopplungskonstante des Vektormesons V an das Photon, die als unabhängig von dem Viererimpulsübertrag Q^2 angenommen wird. Die Kopplung f_V ergibt sich mit der Masse m_V und der elektronischen Zerfallsbreite Γ_{ee} des Vektormesons zu:

$$\left(\frac{e}{f_V}\right)^2 \quad = \quad \frac{3\,\Gamma_{ee}}{\alpha_{em}\,m_V}.$$

Dieser Ansatz setzt voraus, daß für die Zeit t_f der Fluktuation eines Photons in ein virtuelles $q\bar{q}$-Paar verglichen mit der Wechselwirkungszeit t_{int} gilt $t_{int} \ll t_f$ [13]. Es darf dann auch angenommen werden, daß das Photon in der γp-Wechselwirkung eine ausreichend lange Zeit als Vektormeson vorliegt, um der Reaktion den Charakter einer Hadron-Hadron-Streuung zu verleihen. Mit Hilfe des VDM ist es möglich, eine Photon-Proton Streuung auf eine Hadron-Hadron Streuung zurückzuführen. Im Bereich der Photoproduktion ($Q^2 \ll m^2_{J/\psi}$) wird die Möglichkeit, daß das Vektormeson V nach der Streuung als Meson V' vorliegt, vernachlässigt (*Diagonalnäherung*). Daher gilt:

$$\sigma(\gamma p \longrightarrow Vp) = \alpha_{em} \frac{4\pi}{f_V^2} \sigma(Vp \longrightarrow Vp). \tag{2.14}$$

Im Falle des J/ψ-Mesons ist $4\pi/f_V^2 = 0.095$. Bei diesem Vorgang wird vorausgesetzt, daß die Photonhelizität an das virtuelle Vektormeson übergeben wird und bei der Wechselwirkung mit dem Proton erhalten bleibt (*S-Channel Helicity Conservation*). Die Diagonalnäherung wird für die Abweichung der Vorhersagen des VDM im Vergleich zu J/ψ- und ψ'-Wirkungsquerschnitten von Fixed-Target Experimenten verantwortlich gemacht [14]. Für höhere Werte von Q^2 ($Q^2 \geq m_V^2$) sind die Auswirkungen des Vektormeson-Propagators bei dem Ansatz 2.13 und folglich in Gleichung 2.14 nicht mehr vernachlässigbar. Die longitudinale Polarisation der Photonen gewinnt an Einfluß, und die Wirkungsquerschnitte werden folgendermaßen modifiziert:

$$\frac{\sigma^T_{\gamma p}(Q^2)}{\sigma^T_{\gamma p}(0)} = \left(\frac{1}{1+\frac{Q^2}{m_V^2}}\right)^2, \qquad \frac{\sigma^L_{\gamma p}(Q^2)}{\sigma^T_{\gamma p}(0)} = \xi \frac{Q^2}{m_V^2}\left(\frac{1}{1+\frac{Q^2}{m_V^2}}\right)^2. \tag{2.15}$$

Das Verhältnis beider Beiträge ist dann gegeben durch:

$$R(Q^2) \;=\; \frac{\sigma^L_{\gamma p}(Q^2)}{\sigma^T_{\gamma p}(Q^2)} = \xi \frac{Q^2}{m_V^2}, \tag{2.16}$$

wobei ξ ein phänomenologischer Parameter ist, der berücksichtigen soll, daß der γp-Wirkungsquerschnitt für transversale und longitudinale Polarisation der Photonen verschieden sein kann. Mit den Beziehungen 2.15 ergibt sich die Q^2-Abhängigkeit des γp-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma p} = \sigma^T_{\gamma p} + \sigma^L_{\gamma p}$ zu:

$$\sigma_{\gamma p} \;\propto\; \left(\frac{1}{1+\frac{Q^2}{m_V^2}}\right)^2 \left(1 + \xi \frac{Q^2}{m_V^2}\right). \tag{2.17}$$

Der Parameter ξ kann aus einer Anpassung an Messungen von $\sigma_{\gamma p}$ bei verschiedenen Q^2 Werten gewonnen werden.

2.3.2 Die Regge-Theorie

Die Regge-Theorie [9, 15, 16] beschreibt die Hadron-Hadron Streuung mit Hilfe des Wellenformalismus. Die an der Streuung beteiligten Teilchen werden als Materiewellen angesehen. Die Teilchen werden als punktförmig ohne weitere Substruktur angesehen. In dieser Theorie wird die Streuung

$A + B \longrightarrow C + D$ für den Grenzfall $s \longrightarrow \infty$ bei festem t behandelt. Bei diesem Prozeß im sogenannten s-*Kanal* ist $s = (P_A + P_B)^2$ die Schwerpunktsenergie und $t = (P_A - P_C)^2$ der Impulsübertrag. Eng mit der Streuung $A + B \longrightarrow C + D$ verknüpft ist der Prozeß $A + \bar{C} \longrightarrow \bar{B} + D$ (*Crossing Symmetry*). Bei dieser Reaktion im t-*Kanal* ist t die Schwerpunktsenergie und das Austauschteilchen mit Viererimpuls P, das im s-Kanal virtuell war, ist hier reell ($P^2 = t > 0$). Die beiden Prozesse besitzen die gleiche Streuamplitude $f(s,t)$, mit der sich der Wirkungsquerschnitt der elastischen Reaktion $A + B \longrightarrow C + D$ zu:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}|f(s,t)|^2 \tag{2.18}$$

ergibt. Bei der Berechnung von $f(s,t)$ müssen sämtliche Austauschteilchen (und auch Mehrfachaustausch) berücksichtigt werden, sofern sie die benötigten Quantenzahlen besitzen. Das Problem bei der Berechnung von $f(s,t)$ ist, daß jede Singularität wie ein gebundener Zustand oder eine Resonanz zu einer divergenten Partialwellenentwicklung im t-Kanal führt. Um die Reihe aller Austauschmesonen summieren zu können, werden sogenannte *Regge-Trajektorien* verwendet. Die Regge-Trajektorien sind lineare Funktionen von t der folgenden Form:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' \, t.$$

Dabei heißen α_0 Achsenabschnitt und α' Steigung der Trajektorie. Im Fall der t-Kanal Reaktion bezeichnen die ganzzahligen Werte von $\alpha(t)$ den Spin J eines reellen Teilchens mit der Masse $m = \sqrt{t}$. Die Regge-Trajektorien sind demnach lineare Parametrisierungen von Austauschteilchen in der (t, J)-Ebene (*Chew-Frautschi-Darstellung*). Wird der elastische Prozeß $A + B \longrightarrow A + B$ durch eine einzige Trajektorie vermittelt, so gilt im Grenzfall $s \longrightarrow \infty$:

$$f(s,t) = \beta_A(t)\, \beta_B(t)\, s^{\alpha(t)} \exp\left(-\frac{1}{2}\, i\, \pi\, \alpha(t)\right), \tag{2.19}$$

woraus sich für das Betragsquadrat der Streuamplitude ergibt:

$$|f(s,t)|^2 = \beta_A^2(t)\, \beta_B^2(t)\, s^{2\alpha(t)}. \tag{2.20}$$

Die Funktionen $\beta_A^2(t)$ und $\beta_B^2(t)$ können nicht explizit mit Hilfe der Regge-Theorie berechnet werden. Für sie wird eine exponentielle Abhängigkeit von t angesetzt:

$$\beta_A^2(t) = \beta_B^2(t) = \beta_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\, b_0\, |t|\right). \tag{2.21}$$

Die Konstanten β_0 und b_0 sowie α_0 und α' der Trajektorien werden durch Anpassung an experimentelle Daten gewonnen. Mit Hilfe solcher Anpassungen ergaben sich für die Trajektorien aller möglichen Austauschmesonen ein Achsenabschnitt von $\alpha_0 < 1$. Mit Hilfe des optischen Theorems erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt einer Reaktion $A + B \longrightarrow A + B$:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s}\mathrm{Im}f(s,t=0) = \frac{1}{16\pi}\beta_0^2\, s^{\alpha_0 - 1},$$

was bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $A + B \longrightarrow A + B$ bei $\alpha_0 < 1$ mit steigendem s abnehmen müßte. Dies entspricht aber nicht den experimentellen Beobachtungen wie zum Beispiel bei pp-Wechselwirkungen, wo der Wirkungsquerschnitt mit zunehmenden s wieder ansteigt. Um das Regge-Bild zu retten, wurde 1961 die sogenannte *Pomeron*-Trajektorie postuliert, deren Achsenabschnitt mit $\alpha_{I\!P}(0) = 1 + \epsilon > 1$ angesetzt wurde [17]. Die Pomeron-Trajektorie läßt sich in der (t, J)-Ebene keinem bekannten Austauschteilchen zuordnen. Unter Verwendung einer solchen Trajektorie steigt der totale Wirkungsquerschnitt mit s^ϵ bei zunehmenden s auf unendliche Werte. Es läßt sich allerdings zeigen, daß der Partialwellenformalismus eine obere Schranke für den totalen Wirkungsquerschnitt einer Reaktion besitzt (*Froissart-Schranke* [18] bzw. *Pumplin-Schranke* [19]). Diese Schranken werden für γp-Streuung erst bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10^{24}$ GeV verletzt.

2.3.3 Das Pomeron

Die Pomeron-Trajektorie wurde postuliert, um das beobachtete Ansteigen der elastischen und totalen Wirkungsquerschnitte bei zunehmender Schwerpunktsenergie im Rahmen der Regge-Theorie beschreiben zu können. Sie sollte einen Achsenabschnitt $\alpha_{I\!P}(0) = 1 + \epsilon > 1$ und die Quantenzahlen des Vakuums ($I = S = B = 0$ und $P = C = G = +$) besitzen. Die Trajektorie erhielt ihren Namen aufgrund der Tatsache, daß alle durch Pomeron-Austausch dominierten Streuprozesse das *Pomeranchuk-Theorem* erfüllen. Dieses Theorem ist eine Vorhersage aus der Quantenfeldtheorie, die besagt, daß die Wirkungsquerschnitte für Streuungen von Teilchen und Antiteilchen an einem dritten Teilchen (z.B. $\pi^- p$ und $\pi^+ p$) für hohe Energien gleich werden [20]. Der Ansatz von Donnachie und Landshoff [21, 22] parametrisiert die Energieabhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte aller Hadron-Hadron- und der γp-Streuung wie folgt:

$$\sigma_{tot} = X\, s^{\epsilon_1} + Y\, s^{-\eta}.$$

In diesem Ansatz beschreibt der erste Term die Hadron-Hadron- bzw. γp-Streuung unter Austausch eines Pomerons mit Achsenabschnitt $\alpha_{I\!P}(0) = 1 + \epsilon_1$. Der zweite Term beschreibt den Austausch eines sogenannten *Reggeons*, welcher den Pomeron-Austausch überlagert. Das Reggeon ist eine Trajektorie mit Achsenabschnitt $\alpha_{I\!R}(0) = 1 - \eta < 1$, welche als effektive Trajektorie stellvertretend für den Austausch aller Trajektorien bei der Streuung steht, für die der Achsenabschnitt $\alpha_0 < 1$ ist. Durch eine gemeinsame Anpassung an Daten für den totalen Wirkungsquerschnitt von pp, $\bar{p}p$, $\pi^\pm$, $K^\pm p$, pn, $\bar{p}n$ und γp wurde der Wert für den Pomeron-Austausch zu $\epsilon_1 = 0.0808$ sowie für den Reggeon-Austausch zu $\eta = 0.45$ bestimmt. Zusammen mit der Steigung der Pomeron-Trajektorie von $\alpha'_{I\!P} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ ist die auch als das *weiche* Pomeron benannte Trajektorie $\alpha_{I\!P}(t)$ gegeben durch:

$$\alpha_{I\!P}(t) = 1 + \epsilon_1 + \alpha'_{I\!P}\, t = 1.0808 + 0.25\, t$$

Mit der Schwerpunktsenergie $s = W_{\gamma p}^2$ des γp-Systems und den Gleichungen 2.18,2.20 und 2.21 ergibt sich der Zusammenhang:

$$\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt} = \left.\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt}\right|_{t=0,\, W_{\gamma p}=W_0} \left(\frac{W_{\gamma p}}{W_0}\right)^{4\epsilon} \exp\left(-b\,|t|\right), \tag{2.22}$$

mit:

$$b = b_0 + 2\alpha'_{I\!P} \ln\left(\frac{W_{\gamma p}}{W_0}\right). \tag{2.23}$$

Die Vorhersagen des Pomeron Modells von Donnachie und Landshoff in bezug auf den Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Photoproduktion lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- ▷ Nach Gleichung 2.22 folgt eine exponentielle Abnahme des Wirkungsquerschnitts für zunehmende Werte $|t|$. Sieht man den elastischen Steigungsparameter b in Anlehnung an die Diffraktion in der Optik als Maß für die Größe der Teilchen einer Streuung an, so kann man $b = (R_P^2 + R_V^2)/4$ setzen [23]. Mit einem Protonradius von $R_P \approx 4\text{GeV}^{-2}$ und gemessenen Steigungsparametern von $b \approx 4 - 5\,\text{GeV}^{-2}$ für J/ψ-Mesonen bei HERA ergibt sich ein nahezu punktförmiges Verhalten des J/ψ-Mesons im Gegensatz zu ρ-Mesonen mit $b \approx 10\,\text{GeV}^{-2}$. Dissoziiert das Proton bei der J/ψ-Produktion, ist der Steigungparameter erheblich kleiner ($b \approx 2\,\text{GeV}^{-2}$).
- ▷ Gleichung 2.23 sagt eine logarithmische Zunahme des Steigungsparameters b mit $W_{\gamma p}$ voraus. Die mit einer Zunahme von $W_{\gamma p}$ verbundene Abnahme des Wirkunsquerschnitts als Konsequenz des wachsenden Steigungsparameters b wird als *Shrinkage* bezeichnet.
- ▷ Gleichung 2.22 sagt eine Zunahme des totalen Wirkungsquerschnitts gemäß $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{0.22}$ voraus. Diese Vorhersage ist im Widerspruch zu den experimentellen Beobachtungen für J/ψ-Produktion bei HERA Energien für die $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{0.8}$ gefunden wurde [24].
- ▷ Im Fall von Proton-Dissoziation wird dieselbe Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ wie im elastischen Fall erwartet. Des weiteren wird eine Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit $1/M_Y^{2\,(1+\epsilon)} \approx 1/M_Y^2$ erwartet [23], wobei M_Y die Masse des dissoziierten Protonsystems im Endzustand ist.

2.4 Diffraktive J/ψ-Produktion in der pQCD

Im Rahmen der *störungstheoretischen Quantenchromodynamik* (pQCD) wird die diffraktive Vektormesonenproduktion als ein Austausch eines farblosen Zwei-Gluon Systems angesehen. Ein grundlegendes Prinzip, das bei der Berechnung diffraktiver Prozesse mit Hilfe der pQCD Anwendung findet, ist das *Faktorisierungstheorem* [25]. Auf der Basis dieses Theorems unterteilt man die diffraktive Streuung in einen kurzreichweitigen harten Subprozess, der innerhalb der pQCD berechenbar ist und langreichweitige weiche Prozesse, die außerhalb der pQCD behandelt werden müssen. Im Bild des Faktorisierungstheorems macht man folgende Annahmen für die diffraktive Streuung im γp-System:

- ▷ Das Photon fluktuiert in ein $q\bar{q}$-Paar, lange bevor es zu einem Gluonaustausch mit dem Proton kommt.

▷ Der Gluonaustausch des $q\bar{q}$-Paares mit dem Proton findet in einer kurzen Zeitspanne statt, die erheblich kürzer als der Bildungsprozess des Vektormesons ist.

▷ Das $q\bar{q}$-Paar bindet sich zu einem Vektormeson lange nach der Wechselwirkung mit dem Proton.

Berechnungen in der pQCD verwenden gewöhnlich Entwicklungen in führender logarithmischer Ordnung (***L**eading **L**ogarithmic **A**pproximation*), wobei die ganze Vielfalt von LLA Leiterdiagrammen Berücksichtigung findet. Eine Darstellung eines solchen Diagramms findet sich in Abbildung 2.3. Als ein gemeinsames Resultat verschiedenster pQCD-Berechnungen ergibt sich, daß der diffraktive γp-Wirkungsquerschnitt mit dem Quadrat der Gluondichte im Proton zunimmt:

$$\sigma_{\gamma p} \quad \propto \quad [\bar{x}\, g(\bar{x}, \bar{Q}^2)]^2,$$

wobei die Definition der Größen $\bar{x}$ und $\bar{Q}$ modellabhängig ist. Die Untersuchung diffraktiver Produktion von Vektormesonen kann daher Aufschluß über die Gluondichte des Protons geben. Eine Voraussetzung für die Anwendung von pQCD Entwicklungen ist, daß die Bedingung $\bar{Q}^2 \gg \Lambda^2_{QCD}$ erfüllt ist, wobei der mit der starken Kopplungskonstante $\alpha_S(Q^2)$ verknüpfte Skalenparameter Λ_{QCD} nicht in der QCD berechnet werden kann. Aus tief unelastischen Lepton-Nukleon-Streuungen und der e^+e^--Annihilation erhält man Werte von $\Lambda_{QCD} \approx 100 - 500$ MeV [26]. Die Bedingung $\bar{Q}^2 \gg \Lambda_{QCD}$ ist für diffraktive Prozesse bei hohem Q^2 oder bei der Erzeugung schwerer Vektormesonen erfüllt. Im folgenden sollen die beiden wichtigsten Ansätze der QCD zur Beschreibung diffraktiver Vektormesonproduktion vorgestellt werden.

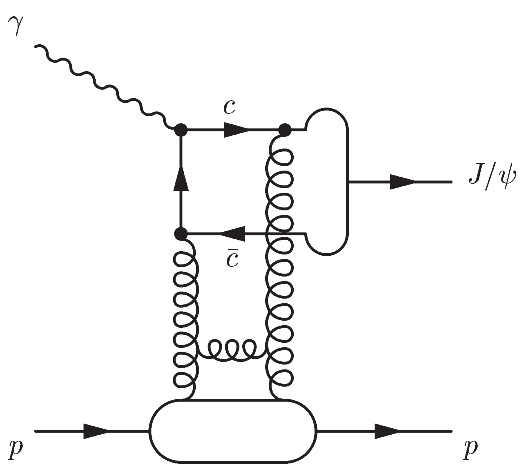


Abbildung 2.3: *Feynmangraph für die J/ψ-Produktion durch den Austausch von Gluonen. Gezeigt ist ein Prozeß höherer Ordnung, in dem das Pomeron durch eine Gluonenleiter angenähert wird. Die Prozesse niedrigster Ordnung erhält man, wenn man das Gluon innerhalb der Gluonenleiter entfernt. Die zwei mit dem Proton ausgetauschten Gluonen können dann sowohl beide am $\bar{c}$-Quark, c-Quark oder, wie dargestellt, am $\bar{c}$- und am c-Quark koppeln.*

2.4.1 Die Näherung von Ryskin

In dem Ansatz von Ryskin [27] wird für das J/ψ-Meson eine nichtrelativistische Wellenfunktion angesetzt, wobei dem c- bzw. $\bar{c}$-Quark je die Hälfte des ursprünglichen Photonimpulses zugeordnet wird. Bei der anschließenden Integration über die Gluonschleife werden nur Terme führender Ordnung in $\alpha_S(\bar{Q}^2)\ln(\bar{Q}^2/\Lambda^2_{QCD})$ berücksichtigt. Für die Berechnungen wird angenommen, daß für den Transversalimpuls k_T der beteiligten Gluonen $k_T^2 \ll \bar{Q}^2$ gilt. Der γp-Wirkungsquerschnitt in führender Ordnung bei $t = 0$ ist dann gegeben durch:

$$\left.\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt}\right|_{t=0} = \frac{\Gamma_{ee} m_V^3 \pi^3}{48\alpha_{em}} \frac{1}{\bar{Q}^8} \left[\alpha_S(\bar{Q}^2)\, \bar{x}\, g(\bar{x}, \bar{Q}^2)\right]^2 \left(1 + \frac{Q^2}{m_V^2}\right), \tag{2.24}$$

wobei Γ_{ee} die elektronische Zerfallsbreite des Vektormesons ist und die Größen $\bar{x}$ und $\bar{Q}^2$ folgendermaßen definiert werden:

$$\bar{Q}^2 = \frac{Q^2 + m_V^2}{4} \approx 2.4\,\mathrm{GeV}^2, \qquad \bar{x} = \frac{Q^2 + m_V^2}{W_{\gamma p}^2} \approx 5 \cdot 10^{-4} \ldots 5 \cdot 10^{-3}.$$

Die angegebenen Abschätzungen von $\bar{Q}^2$ und $\bar{x}$ gelten für J/ψ-Produktion in einem Bereich von $Q^2 \approx 0$ und $W_{\gamma p} \approx 40 - 140\,\mathrm{GeV}$. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag t am Protonvertex wird wie in Gleichung 2.22 exponentiell fallend mit $|t|$ angesetzt. Nach einer Integration über t ist der γp-Wirkungsquerschnitt gegeben durch:

$$\sigma_{\gamma p} = \frac{1}{b} \left.\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt}\right|_{t=0}.$$

Die quadratische Abhängigkeit des γp-Wirkungsquerschnitts von der Gluondichte $\bar{x}\, g(\bar{x}, \bar{Q}^2)$, die zu kleineren $\bar{x}$ stark ansteigt, führt zu einem schnellen Ansteigen des Wirkungsquerschnitts mit $W_{\gamma p}$.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 läßt sich mit Gleichung 2.24 proportional zu $1/(Q^2 + m_V^2)^3$ abschätzen, wobei die Q^2-Abhängigkeit der Gluondichte die Proportionalität etwas abschwächt.

Das Verhältnis R der Wirkungsquerschnitte von longitudinaler zu transversaler Polarisation der Photonen wird mit $R = \sigma^L/\sigma^T = Q^2/m_V^2$ angenommen.

Korrekturen des Modells höherer Ordnung werden von den Autoren in [28] abgeschätzt. Diese Korrekturen beeinflussen hauptsächlich die Absolutnormierung der Ergebnisse und haben nur wenig Einfluß auf die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $W_{\gamma p}$. Der Einfluß der Korrekturen auf die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 wird nicht angegeben. Bisher in [28] untersuchte Korrekturen des Modells sind:

- ▷ Der Effekt von Transversalimpulsen k_T der Gluonen. In dem nur die führenden logarithmischen Terme berücksichtigten Ansatz wurde $k_T^2 \ll \bar{Q}^2$ angenommen.
- ▷ Rückstreuung oder Absorption von $c\bar{c}$-Paaren durch den Austausch zusätzlicher Gluonpaare.
- ▷ Relativistische Effekte in der J/ψ-Wellenfunktion durch Berücksichtigung der Fermi-Bewegung innerhalb des J/ψ-Mesons.
- ▷ Effekte höherer Ordnung in Form von QCD Strahlungskorrekturen.

Durch die Berücksichtigung eines höheren Transversalimpulses des Gluonsystems nimmt der Wirkungsquerschnitt im allgemeinen zu, wobei dieses Verhalten durch die Berücksichtigung der Rückstreuung und Absorption von $c\bar{c}$-Paaren wieder kompensiert wird. Eine Berücksichtigung der Fermibewegung kann nach [28] vernachlässigt werden. Das Resultat der Korrekturen ist hauptsächlich eine Änderung in der Absolutnormierung bei nur kleinen Unterschieden in der $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Insgesamt kann durch die Unsicherheiten bei der Berechnung der Korrekturen der Betrag des Wirkungsquerschnitts nur mit einer Genauigkeit von etwa 30% angegeben werden [28]. Messungen von Wirkungsquerschnitten in der J/ψ-Photoproduktion stimmen qualitativ mit diesen Vorhersagen überein [24, 29].

2.4.2 Die Näherung von Frankfurt, Köpf und Strikman

Bei dieser Näherung handelt es sich um eine Erweiterung von Rechnungen, die ursprünglich für longitudinal polarisierte Vektormesonen V im Bereich $Q^2 \gg m_V^2$ und $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ in doppelter LLA, also für führende Terme in $\alpha_S(Q^2)\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)\ln(1/x) \approx 1$ durchgeführt wurden [30]. Nach einer Verallgemeinerung der Rechnungen auf führende Terme in $\alpha_S(Q^2)\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)$ wurde die Näherung auf transversal polarisierte Vektormesonen erweitert, wobei nicht-perturbative Effekte stärkere Beachtung fanden [31, 32]. Der differentielle γp-Wirkungsquerschnitt für schwere Vektormesonen in Photoproduktion ergibt sich nach [32] zu:

$$\left.\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt}\right|_{t=0} = \frac{12\,\Gamma_{ee} m_V^3 \pi^3}{\alpha_{em}(Q^2+4m_q^2)^4}\left|\alpha_S(\tilde{Q}^2)(1+i\beta)\bar{x}\,g(\bar{x},\tilde{Q}^2)\right|^2\left(1+\epsilon\frac{Q^2}{m_V^2}\right)C(Q^2), \qquad (2.25)$$

wobei Γ_{ee} die elektronische Zerfallsbreite und m_q die Masse der Quarks des Vektormesons ist, die in dieser Arbeit auf $m_c = 1.35\,\text{GeV}$ [33] gesetzt wird. Die Größe ϵ ist der in Kapitel 2.2 definierte Polarisationsfaktor und der relative Impuls des Gluonsystems $\bar{x}$ stimmt mit dem für das Ryskin-Modell in Abschnitt 2.4.1 definierten $\bar{x}$ überein. Nach einer Reskalierung ergibt sich für die Variable $\tilde{Q}^2$ bei gleichem Q^2 ein bedeutend höherer Wert als für die zu vergleichende Größe $\bar{Q}^2$ im Ryskin-Modell. Für Photoproduktion ist $\tilde{Q}^2 \approx 5.1\,\text{GeV}^2$ [8]. Die Variable β bezeichnet den relativen Beitrag vom Realteil der $q\bar{q}\,p$-Streuamplitude und ist gegeben durch:

$$\beta = \frac{\text{Re}(\mathcal{A})}{\text{Im}(\mathcal{A})} = \frac{\pi}{2}\,\frac{\partial\ln(\bar{x}g(\bar{x},\tilde{Q}^2))}{\partial\ln\bar{x}}.$$

Der Wirkungsquerschnitt 2.25 teilt sich in einen Abschnitt, der für $Q^2 \longrightarrow \infty$ ein asymptotisches Verhalten zeigt und einen Korrekturfaktor $C(Q^2)$. Der asymptotische Teil besitzt die gleiche Abhängigkeit von der Variablen Q^2 wie der Ansatz von Ryskin, nämlich eine Proportionalität zu $1/(Q^2+m_V^2)^3$ multipliziert mit derjenigen der Gluondichte. Der Korrekturfaktor ist folgendermaßen definiert:

$$C(Q^2) = \left(\frac{\eta_V}{3}\right)^2\left(\frac{Q^2+4m_q^2}{Q^2+4m_{run}^2}\right)^4\mathcal{T}(Q^2)\,\frac{\mathcal{R}(Q^2)+\epsilon\frac{Q^2}{m_V^2}}{1+\epsilon\frac{Q^2}{m_V^2}}.$$

Bei Berücksichtigung des Korrekturfaktors $C(Q^2)$ nimmt der γp-Wirkungsquerschnitt langsamer mit steigenden Q^2 Werten ab als bei Vernachlässigung der Korrektur. Der Korrekturfaktor wächst mit steigendem Q^2 und hat für elastische J/ψ-Produktion in Photoproduktion den Wert $C(Q^2) \approx 0.1$ bzw. den Wert $C(Q^2) \approx 0.5$ für $Q^2 = 100\,\text{GeV}^2$. Er berücksichtigt die folgenden Korrekturen:

▷ Die Quarkmasse m_q ist durch die mit der starken Kopplung *laufende* Masse m_{run} ersetzt worden, die gegeben ist durch:

$$m_{run}(\tilde{Q}^2) \quad = \quad m_q^2 \left(1 - \frac{8\,\alpha_S(\tilde{Q}^2)}{3\,\pi}\right).$$

▷ Der Faktor $\mathcal{T}(Q^2)$ berücksichtigt die Fermi-Bewegung der Quarks innerhalb des produzierten Vektormesons. Die Berücksichtigung der Fermi-Bewegung stellt in diesem Modell die signifikanteste Einzelkorrektur da, während sie im Modell von Ryskin als vernachlässigbar eingestuft wurde.

▷ Die Variable $\mathcal{R}(Q^2)$ parametrisiert den Beitrag von transversaler zu longitudinaler Polarisation der produzierten Vektormesonen. Bei dieser Parametrisierung ist der Anteil transversal polarisierter Vektormesonen mit steigendem Q^2 höher als im Modell von Ryskin.

▷ Der Parameter $\eta_V \approx 3$ berücksichtigt den Unterschied zwischen *Zerfall* und elastischer *Produktion* von Vektormeson.

Die größte Unsicherheit für eine Vorhersage des Wirkungsquerschnitts für elastische Photoproduktion von J/ψ-Mesonen ist, daß die Masse des Charm-Quarks nicht genau bekannt ist. Nimmt man die Masse des Charm-Quarks mit $m_c = 1.5\,\text{GeV}$ an, so führt eine Variation dieses Wertes von ± 200 GeV zu einer Änderung des Wirkungsquerschnitts um den Faktor zwei bei $W_{\gamma p} = 90\,\text{GeV}$ [34]. Vorhersagen bezüglich einer Energieabhängigkeit des elastischen Steigungsparameters b (vergleiche Gleichung 2.23) ergeben in diesem Modell einen Wertebereich, der zu klein ist, um mit der derzeitig verfügbaren Meßgenauigkeit erfaßt werden zu können. Die Werte für die Steigung der Pomerontrajektorie betragen $\alpha' \approx 0.005 - 0.1\,\text{GeV}^{-2}$ verglichen mit $\alpha'_{I\!P} = 0.25\,\text{GeV}^{-2}$ im Modell vom weichen Pomeron.

2.5 Der Generator DIFFVM

Zum Studium von Akzeptanzen und Detektoreffizienzen kommen Simulationen auf der Basis von Monte-Carlo Generatoren zum Einsatz. Die Generatoren erzeugen in einem ersten Schritt Teilchen nach den Wirkungsquerschnitten des betrachteten Prozesses. Anschließend wird in einem zweiten Schritt die Ausbreitung der Teilchen innerhalb des H1-Detektors (vergleiche Kapitel 3) und die Wechselwirkung mit seiner Materie simuliert. In diesem sehr zeitaufwendigen Schritt wird der H1-Detektor innerhalb des Programms H1SIM simuliert, das auf dem Programmpaket GEANT [35] basiert. GEANT erlaubt es, Detektoren aus räumlichen Grundformen virtuell zu erzeugen und diesen Grundformen materialspezifische Konstanten zuzuweisen. Das H1-Magnetfeld findet dabei genauso Berücksichtigung, wie die Erzeugung von Sekundärteilchen und Teilchenschauern. Das Ergebnis des Simulationsschrittes mit GEANT sind sogenannte *Hit*-Informationen. Sie beinhalten die Koordinaten der Ein- und Austrittspunkte der Teilchenspur bei sensitiven Bereichen von Spurdetektoren sowie die deponierte Energie für Bereiche der Kalorimetrie. Im anschließenden *Digitalisierungsschritt* wird die Antwort dieser sensitiven Detektorbereiche und die Antwort des Triggersystems (siehe auch Abschnitt 3.2.7 und 3.2.8) generiert. Um das Rauschen der Kalorimeter mit einzubeziehen, werden zufällig vom Triggersystem akzeptierte Ereignisse miteingebunden. Die so erzeugten Informationen kommen in Qualität und Format denen aus einer echten Datennahme sehr nahe. Im vierten und letzten Schritt werden die Dateien des Digitalisierungsschritts wie echte Daten rekonstruiert.

In dieser Arbeit werden Simulationen verwendet, die auf dem Monte-Carlo Generator DIFFVM [36] beruhen. Der DIFFVM Monte-Carlo Generator wurde für die Simulation diffraktiver Produktion von Vektormesonen erstellt. Er basiert auf dem bereits in Kapitel 2.3 vorgestellten Vektormeson Dominanz Modell (VDM) und der Regge-Theorie. Dabei kann eine diffraktiv elastische Produktion mit Erhaltung des Protons genauso simuliert werden, wie eine diffraktive Produktion von Vektormesonen mit Proton-Dissoziation.

Der Generator simuliert zunächst die Abstrahlung eines virtuellen Photons durch das einlaufende Elektron. Weitere Abstrahlungen von Photonen durch das Elektron im Anfangs- oder Endzustand werden nicht simuliert. Anschließend wird der Übergang des virtuellen Photons in das virtuelle Vektormeson auf der Basis des VDM vollzogen. Der im DIFFVM Generator implementierte Photon-Proton Wirkungsquerschnitt für transversal polarisierte Photonen fällt mit Q^2 ab:

$$\sigma_{\gamma p}^T = \sigma_{\gamma p} \left(\frac{1}{1 + \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \right)^n ,$$

wobei n und Λ freie Parameter und $\sigma_{\gamma p}$ der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion ist. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte im Falle von longitudinaler bzw. transversaler Polarisation der Photonen ist folgendermaßen parametrisiert:

$$R(Q^2) = \frac{\sigma_{\gamma p}^L}{\sigma_{\gamma p}^T} = \frac{\xi \, \frac{Q^2}{\Lambda^2}}{1 + \chi \, \xi \, \frac{Q^2}{\Lambda^2}}$$

wobei χ ein rein phänomenologischer Parameter und ξ ein konstanter Faktor ist, der üblicherweise gleich 1 gesetzt wird. Setzt man Λ mit der Masse m_V des Vektormesons gleich, so reduziert sich obige Gleichung für $\chi = 0$ zu Gleichung 2.16 aus Abschnitt 2.3.1. Der Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt für longitudinale Polarisation der Photonen wird damit proportional zu dem Produkt aus Q^2 und dem Wirkungsquerschnitt für transversal polarisierte Photonen angesetzt.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $W_{\gamma p}$ und t wurde bereits durch die Gleichungen 2.22 und 2.23 gegeben. Der Steigungsparameter b und der Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ bei $W = W_0$ sowie der Parameter ϵ und die Steigung α' der Pomeron-Trajektorie lassen sich in DIFFVM einstellen. Im Falle von Vektormesonproduktion mit dissoziiertem Proton ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu $1/M_Y^{2(1+\delta)} \approx 1/M_Y^2$, wobei M_Y die Masse des dissoziierten Protonsystems ist. Tabelle 2.5 zeigt Einstellungen der DIFFVM Parameter, wie sie für diese Arbeit verwendet wurden.

Produziertes Vektormeson	ϵ	n	Λ	ξ	χ	b [GeV^{-2}] elastisch	b [GeV^{-2}] dissoziativ	α'	δ
J/ψ	0.225	3.0	$m_{J/\psi}$	1.0	0.0	4.8	1.6	0.0	0.0

Tabelle 2.1: *Einstellungen der Parameter des DIFFVM Monte-Carlo Generators.*

Kapitel 3

Das H1-Experiment bei HERA

Das folgende Kapitel beschreibt zunächst den Elektron[1]-Proton Speicherring HERA, an dem insgesamt vier Experimente betrieben werden. Daraufhin wird der Detektor der H1-Kollaboration vorgestellt, der als eines von zwei HERA-Experimente zur Untersuchung von Elektron-Proton-Streuung verwendet wird. Nach einem allgemeinen Überblick über den H1-Detektor, wird detaillierter auf diejenigen Komponenten des Detektors eingegangen, die zur Durchführung der Analyse dieser Arbeit von besonderer Bedeutung sind. Insbesondere sind das die zentrale Spurkammer, das Flüssig-Argon Kalorimeter, das Myon-System und die Vorwärtszähler. Der neue VLQ-Detektor, der im Jahr 1998 in das H1-Experiment integriert wurde, wird in Kapitel 4 gesondert beschrieben.

3.1 Der Speicherring HERA

Die ***H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage* HERA (siehe Abbildung 3.1) wird am ***D**eutschen **E**lektronen-**SY**nchrotron* DESY in Hamburg betrieben. Der Speicherring befindet sich in einem $6.4\,\mathrm{km}$ langen Tunnel etwa 15 bis $20\,\mathrm{m}$ unter der Erdoberfläche. Er besteht aus zwei separaten Ringen (HERA-p und HERA-e), die zur getrennten Beschleunigung und Speicherung der Elektronen und Protonen verwendet werden. HERA ist die weltweit erste und einzige Speicherring-Anlage, in der Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Vor der Injektion in die HERA-Ringe durchlaufen die Elektronen und Protonen zunächst jeweils eine Serie von Vorbeschleunigern. Die Protonen werden aus negativ geladenen Wasserstoffatomen gewonnen. Diese H^--Ionen werden im Linearbeschleuniger LINAC III auf $50\,\mathrm{MeV}$ beschleunigt und nach dem Abstreifen der Elektronen an einer dünnen Folie in DESY III eingeführt, wo sie auf $7.5\,\mathrm{GeV}$ beschleunigt werden. Anschließend werden die Protonen in PETRA II auf $40\,\mathrm{GeV}$ beschleunigt, bevor sie in den HERA-p Ring injiziert werden. Hier werden die Protonen auf ihre endgültige Energie von $920\,\mathrm{GeV}$ gebracht. Für den Leptonstrahl werden zunächst Elektronen thermoelektrisch aus einer Wolframquelle gewonnen. Im Falle der Positronen werden die Elektronen mit dem LINAC II beschleunigt und auf ein Konversionsziel geschossen, wo durch Bremsstrahlung und Paarbildung die benötigten Positronen erzeugt werden. Diese werden im LINAC II weiter auf $450\,\mathrm{MeV}$ beschleunigt und anschließend im kleinen Speicherring PIA gesammelt. Im Falle eines Elektronenstrahls für HERA werden die Elektronen im LINAC I beschleunigt. Schließlich werden die Leptonen in DESY II injiziert und dort auf eine Energie von $7.5\,\mathrm{GeV}$ beschleunigt. Nach einer weiteren Beschleunigung in PETRA auf $14\,\mathrm{GeV}$ gelangen die Leptonen in

[1] In den Jahren 1995-1997, sowie in der zweiten Datennahmeperiode 1999 wurden *Positronen* verwendet. Soweit nicht anders erwähnt, wird der Ausdruck *Elektronen* generell als Synonym für das einlaufende oder gestreute Lepton verwendet.

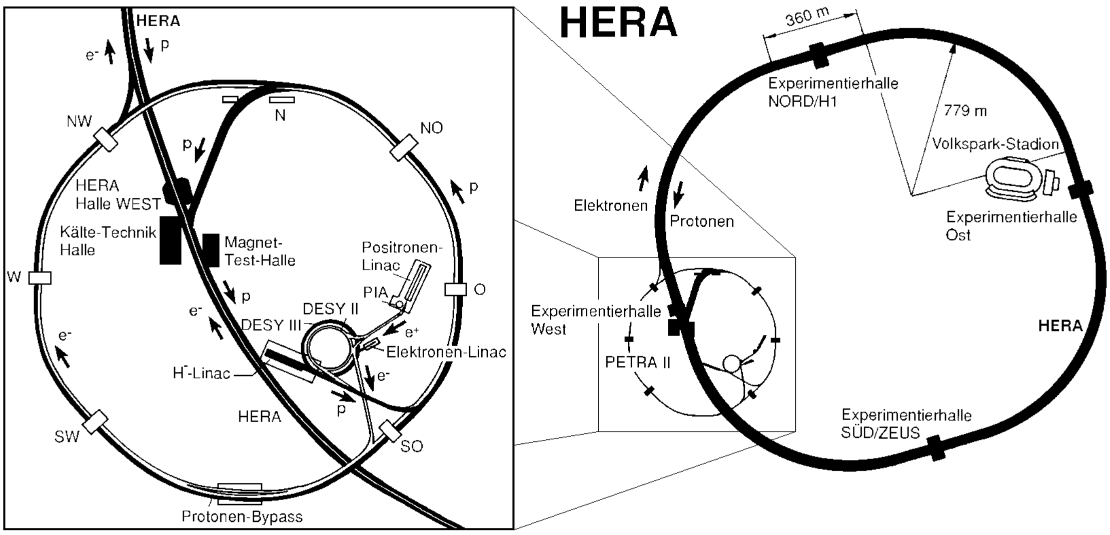


Abbildung 3.1: *Der Speicherring HERA. Links: Die Vorbeschleuniger für HERA. Rechts: Skizze des HERA-Ringes mit den vier Experimenten: H1 (Norden), ZEUS (Süden), Hermes (Osten) und HERA-B (Westen).*

den HERA-e Ring, wo sie auf 27.55 GeV gebracht werden. Die Schwerpunktsenergie beträgt bei diesen Strahlenergien $\sqrt{s} \approx 318\,\mathrm{GeV}$. Damit liegt das Quadrat des maximalen Viererimpulsübertrages $Q^2_{\max} \approx s$ um 2 Größenordnungen über den bisher bei *ep*-Streuexperimente mit im Laborsystem ruhenden Protonen erreichten Werten.

Elektronen und Protonen werden jeweils in Form maximal 210 Teilchenpaketen pro Strahl gespeichert. Damit sind im Prinzip *ep*-Wechselwirkungen[2] alle 96 ns beobachtbar, entsprechend einer Frequenz von 10.4 MHz. Tatsächlich findet aufgrund des Elektron-Proton Wirkungsquerschnittes aber nur alle 10000 Bunch-Crossings eine *ep*-Wechselwirkung statt. Zehnmal höher ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Proton mit einem Restgasmolekül kollidiert. Sogenannte *Pilot*-Pakete von Teilchen ohne Kollisionspartner werden verwendet um die Anzahl solcher und durch andere Prozesse verursachte Untergrundereignisse abzuschätzen. In Tabelle 3.1 sind einige HERA Parameter zusammengefaßt.

Elektronen und Protonen werden an zwei Orten von HERA in ein gemeinsames Strahlrohr überführt und zur Kollision gebracht. An diesen beiden *ep*-Wechselwirkungszonen befinden sich das ZEUS- bzw. das H1-Experiment. Die zwei anderen HERA-Experimente nutzen jeweils nur einen der beiden Teilchenstrahlen. Das Hermes Experiment verwendet den longitudinal polarisierten Elektronenstrahl und ein polarisiertes Gastarget um Untersuchungen zur Spin-Struktur von Nukleonen durchzuführen. Beim HERA-B Experiment wird die CP-Verletzungen im $B\bar{B}$ System untersucht. Ein Aluminium-Target, welches in den Strahl-Halo des Protonenstrahls gefahren wird, dient dabei zur Erzeugung der B-Mesonen.

[2]Die Überkreuzungen der Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete wird auch als *Bunch Crossing* bezeichnet.

	Planung		1999			
			Jan-Apr		Jul-Dez	
	$e^{\pm}$	p^{+}	e^{-}	p^{+}	e^{+}	p^{+}
Strahlenergie [GeV]	30	820	27.6	920	27.6	920
Mittlerer Strahlstrom [mA]	58	163	18.8	74.8	20.2	83.1
Teilchenpakete	210	210	175	175	175	175
Lebensdauer [h]	10	20	≈ 10	> 100	≈ 10	> 100
spez. Luminosität $\mathcal{L}_{spez}$ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{A}^{-2}$]	$4.0 \cdot 10^{29}$		$6.0 \cdot 10^{29}$		$5.3 \cdot 10^{29}$	
max. Luminosität $\mathcal{L}_{max}$ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$16.0 \cdot 10^{30}$		$12.1 \cdot 10^{30}$		$12.6 \cdot 10^{30}$	
integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{int}$ [$\text{nb}^{-1}\text{Jahr}^{-1}$]			17673		27316	
nutzbare Luminosität für H1 $\mathcal{L}_{int}$ [$\text{nb}^{-1}\text{Jahr}^{-1}$]			14209		20946	

Tabelle 3.1: *Einige HERA Parameter der Datennahme 1999.*

3.2 Das Experiment H1

Der H1-Detektor wurde als Universaldetektor erdacht, der es ermöglichen sollte, nahezu alle Teilchen einer *ep*-Wechselwirkung nachzuweisen. Zu diesem Zweck wurde der H1-Detektor so konzipiert, das seine Subdetektoren den Raumwinkel um den nominellen Wechselwirkungspunkt so weit wie möglich abdecken.

Im für H1 gültigen Koordinatensystem definiert der nominelle Wechselwirkungspunkt den Koordinatenursprung und die Flugrichtung der Protonen legt die positive z-Achse fest. Die +x-Achse ist in diesem System auf den Mittelpunkt des HERA-Speicherrings und die +y-Achse senkrecht nach oben gerichtet. In diesem System überstreicht der Polarwinkel θ von der +z-Achse ausgehend den Bereich $0°$ bis $180°$, während der Azimutwinkel φ, von der +x-Achse ausgehend, den Wertebereich von $0°$ bis $+180°$ für $y > 0$ und von $0°$ bis $-180°$ für $y < 0$ besitzt.

Die meisten Subsysteme des H1-Detektors besitzen Radialsymmetrie. Der H1-Detektor ist im Vorwärtsbereich aufwendiger instrumentiert, um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß das Schwerpunktsystem der *ep*-Wechselwirkungen und das Laborsystem des H1-Detektors aufgrund der stark unterschiedlichen Teilchenstrahlenergien nicht zusammenfallen. Eine perspektivische Abbildung des H1-Detektors findet sich in Abbildung 3.2. Im folgenden wird auf einige Subsysteme des H1-Detektors näher eingegangen. Eine ausführlichere Beschreibung des Detektors findet sich in [37].

3.2.1 Das Spurdetektorsystem

Man unterscheidet grundsätzlich zwischen drei Bereichen des Spurdetektorsystems, nämlich dem *zentralen* $\boxed{1}$, dem *Vorwärts-* $\boxed{3}$, und dem *rückwärtigen* Spurdetektorsystem. Eine graphische Übersicht über das gesamte Spurdetektorsystem findet sich in Abbildung 3.3.

Das zentrale Spurdetektorsystem besteht aus dem zentralen Vertexdetektor CST (***C**entral **S**ilicon **T**racker*), den zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 (***C**entral **J**et **C**hamber*), den Driftkammern CIZ und COZ (***C**entral **I**nner **Z**-Chamber*, ***C**entral **O**uter **Z**-Chamber*) sowie den Proportionalkammern CIP und COP (***C**entral **I**nner **P**roportional Chamber*, ***C**entral **O**uter **P**roportional Chamber*). Einen detaillierteren Überblick über das gesamte zentrale Spurdetektorsystem findet sich in Abbildung 3.4.

Der zentrale Vertexdetektor CST besteht aus zwei Lagen doppelseitiger Silizium- Streifendetektoren

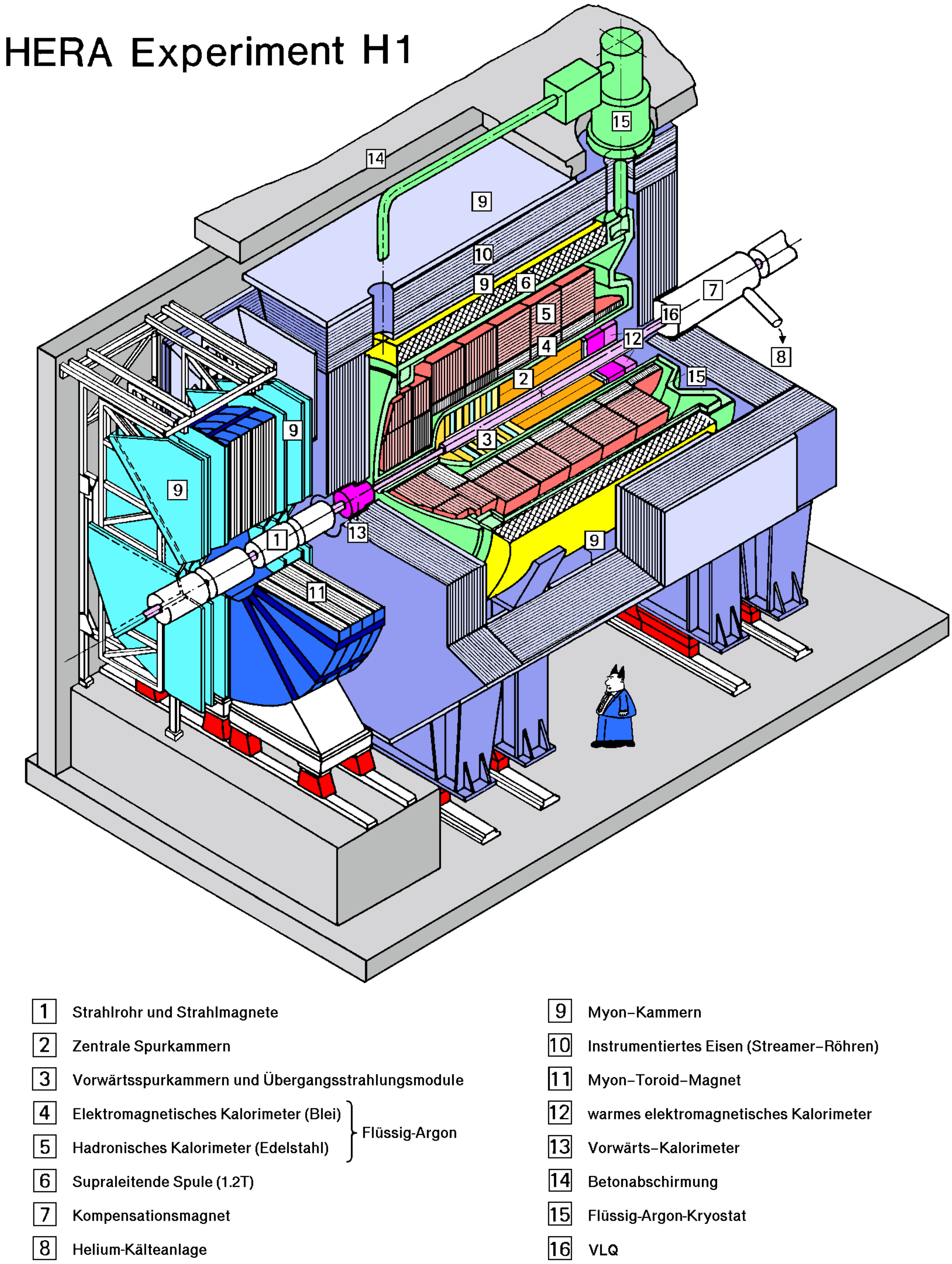


Abbildung 3.2: *Perspektivische Darstellung des H1-Detektors.*

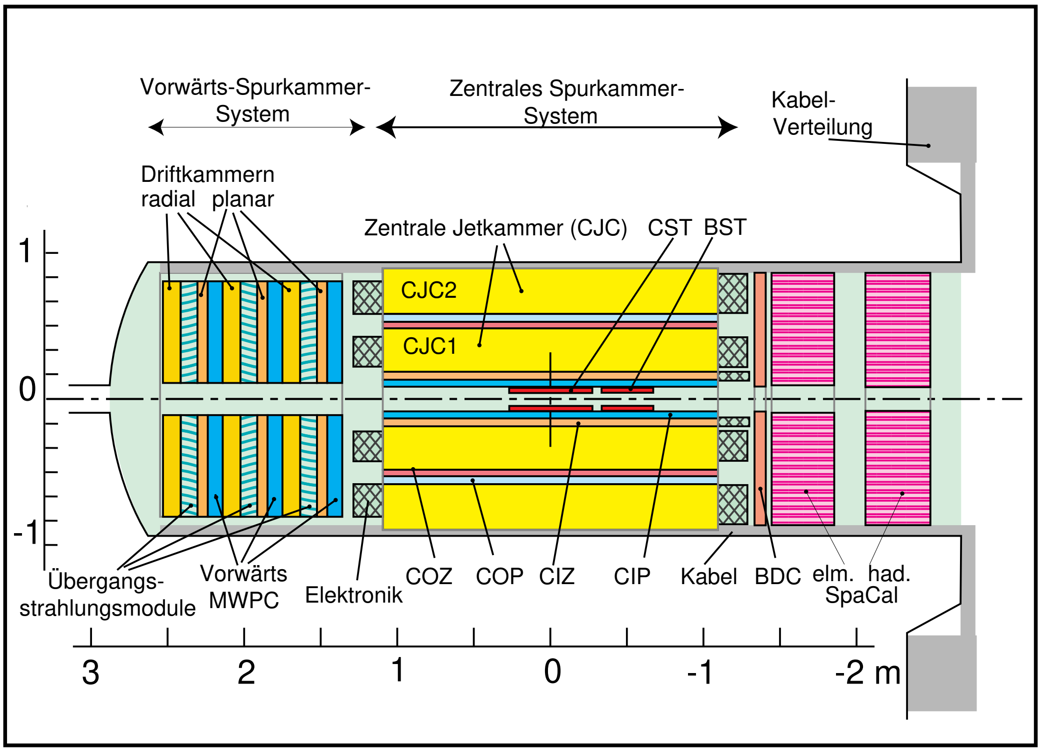


Abbildung 3.3: *Das Spurkammersystem des H1-Detektors. Die Spurdetektoren des VLQ-Detektors befinden sich außerhalb des Abbildungsbereiches. Auf sie wird in Kapitel 4 detailliert eingegangen werden.*

mit insgesamt $\approx$ 82000 Auslesekanälen in einem radialen Abstand von $R = 57.5\,$mm und $R = 97\,$mm in bezug zu der nominellen Strahlachse. Der CST überdeckt einen Polarwinkelbereich von $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$. Für kosmische Myonen wurden Auflösungen erreicht von $\sigma(\kappa) = 1.68 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}^{-1}$, $\sigma(\varphi) = 0.7\,$mrad, $\sigma(dca) = 44.7\,\mu$m. Dabei steht κ für den Krümmungsradius der Spur und *dca* (***d****istance to* ***c****lostest* ***a****pproach*) für den geringsten Abstand der Spur zur Strahlachse.

Die zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 stellen die wichtigsten Komponenten für die Spurrekonstruktion im Zentralbereich dar. Sie überdecken einen Polarwinkelbereich von $11^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$ (CJC1) bzw. $26^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$ (CJC2). Die zusammen 2640 Signaldrähte von CJC1 und CJC2 sind parallel zur Strahlachse in Driftzellen aufgespannt, die um 30° in der radialen (r,φ)-Ebene geneigt sind um eine optimale Auflösung in der (r,φ)-Ebene zu erzielen. Die Einzelspurauflösung in der (r,φ)-Ebene beträgt $\sigma_{r\varphi} \approx 150\,\mu$m und bezüglich z $\sigma_z \approx 3\,$cm. Die Signalinformationen von CJC1 und CJC2 werden für die Spurmaskenbedingungen des DCRφ-Triggers herangezogen.

Die Driftkammern CIZ und COZ sind für eine Verbesserung der Spurauflösung der zentralen Jetkammern in z-Richtung ausgelegt. Ihre Signaldrähte verlaufen innerhalb und außerhalb der CJC1 konzentrisch zur Strahlachse. Die innere Kammer CIZ ist in 15, die äußere Kammer COZ in 24 Zellen mit je vier Signaldrähten unterteilt. Die Auflösung dieser Kammern beträgt $\sigma_{rz} \approx 350\,\mu$m. Die Signalpulse der CIZ und COZ werden für den *RZ*-Trigger zur Ereignisselektion benutzt.

Die Proportionalkammern CIP und COP bestehen aus je zwei Kammerlagen, deren Signaldrähte par-

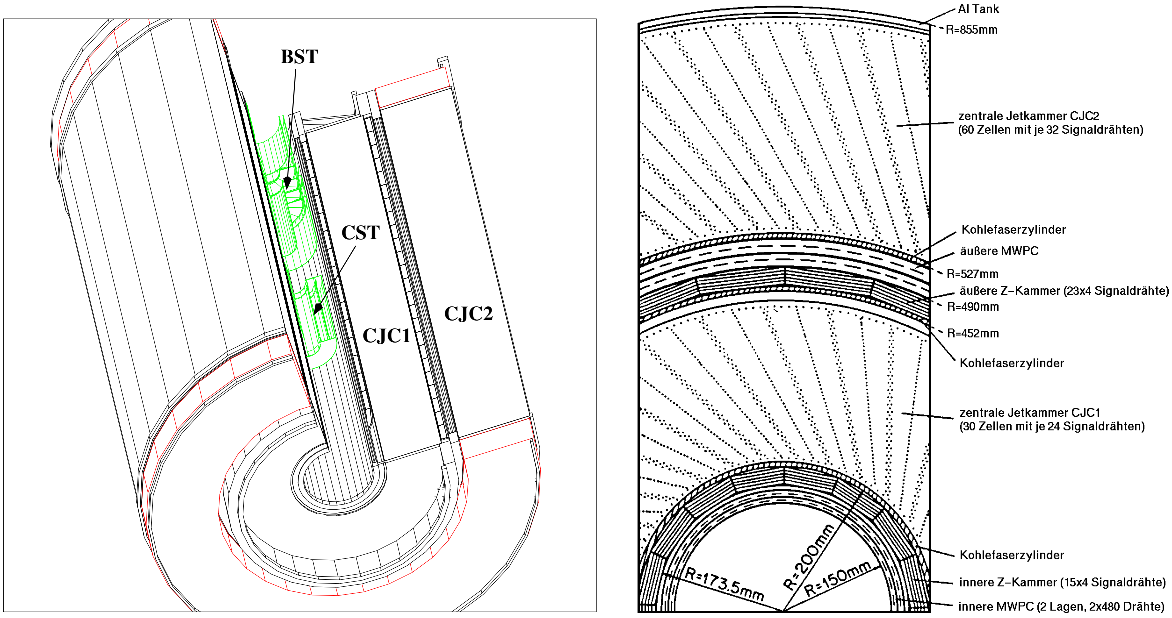


Abbildung 3.4: *Das zentrale Jetkammersystem. Links: Perspektivische Darstellung von CJC1 und CJC2. Ebenfalls abgebildet sind der zentrale Vertexdetektor CST und der rückwärtige Spurdetektor BST innerhalb der CJC1. Rechts: Radialer Schnitt durch die CJC1 und CJC2.*

allel zur Strahlachse verlaufen. Die Auslese erfolgt über die Kathoden-Pads der Einzelsegmente von CIP und COP. Die Kammern sind in z-Richtung in 60 (CIP) bzw. 18 (COP) Segmente unterteilt. Beide sind in der radialen (r, φ)-Ebene 16-fach segmentiert. Die Signale von CIP und COP dienen dem z-Vertex Trigger zur Ereignisselektion.

Das Vorwärts-Spurkammersystem besteht aus drei identischen *Supermodulen* entlang der z-Achse. Jedes Modul besteht aus drei Lagen planarer Driftkammern, einer Vieldraht-Proportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul sowie einer radialen Driftkammer. Mit dem System ist ein Polarwinkelbereich von $5^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ zugänglich. Die planaren Driftkammern eines jeden Supermoduls bestehen aus jeweils 32 Zellen mit je vier Signaldrähten, die senkrecht zur z-Achse gespannt sind. Um Ambiguitäten bei der Rekonstruktion der Spuren aus den Signalpulsen zu verringern und die räumliche Auflösung zu erhöhen, ist die Driftkammer eines jeden Supermoduls um 60° in der (r, φ)-Ebene in bezug zum vorangegangenen Modul verdreht angeordnet. Die Auflösung beträgt $\sigma_{r,\varphi} \approx 170\,\mu$m. Die Vieldraht-Proportionalkammern der Supermodule dienen der Bereitstellung von Triggersignalen. Die Übergangsstrahlungsmodule sollen eine Unterscheidung hochenergetischer Pionen und Elektronen ermöglichen. Schließlich erhält man mit der letzten Komponente eines jeden Supermoduls, einer Driftkammer, deren Signaldrähte radial zur Strahlachse verlaufen, eine Auflösung von $\sigma_{r\varphi} \approx 200\,\mu$m.

Die Spurdetektoren im Vorwärtsbereich werden durch die vier Stationen des Vorwärts-Proton Spektrometers (***F****orward* ***P****roton* ***S****pectrometer*) ergänzt, die sich zwischen $z = 64$ m und $z = 90$ m befinden. Die Stationen dienen zur Vermessung von Protonen mit Streuwinkeln $\theta < 1$ mrad.

In rückwärtiger Richtung sind im wesentlichen drei Spurdetektoren installiert, nämlich der Spurdetektor BST (***B****ackward* ***S****ilicon* ***T****racker*), die Driftkammer BDC (***B****ackward* ***D****rift* ***C****hamber*) und der Spurdetektor des VLQ-Detektors (***V****ery* ***L****ow* $\boldsymbol{Q}^2$) [16].

Der Spurdetektor BST befindet sich zwischen $z = -72.54\,\text{cm}$ und $z = -94.98\,\text{cm}$ und ermöglicht eine genaue Spurmessung von Elektronen, die unter flachen Winkeln gestreut wurden. Der BST besteht aus vier Scheiben mit einseitigen Silizium-Streifendetektoren, deren Streifen konzentrisch zur Strahlachse angeordnet sind. Die Anzahl der Auslesekanäle beträgt ≈ 40000. Er überdeckt einen Polarwinkelbereich von $172° \leq \theta \leq 176°$ bei einer Auflösung von $\sigma_{(r,\varphi)} \approx 12\,\mu$m.

Die Driftkammer BDC dient der präzisen Identifizierung und Messung von gestreuten Elektronen aus tief unelastischen *ep*-Wechselwirkungen. Die BDC befindet sich vor dem SpaCal-Kalorimeter und überdeckt eine zu dem SpaCal vergleichbare Polarwinkelakzeptanz von $151° \leq \theta \leq 177.5°$. Die BDC besteht aus vier doppellagigen Driftkammern entlang der z-Achse. Jede Doppellage ist in jeweils 8 Sektoren mit je 32 Driftzellen unterteilt. Durch die oktagonale Konstruktion der Driftzellen ergeben sich nahezu radiale Driftwege und eine dadurch hohe Polarwinkelauflösung von $\sigma_\theta \leq 1\,\text{mrad}$.

Um das Bild der rückwärtigen Spurdetektoren zu vervollständigen sei hier noch der Spurdetektor des VLQ erwähnt, der für diese Arbeit von zentraler Bedeutung ist. Der VLQ-Spurdetektor dient zur Rekonstruktion der Spur von unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Elektronen aus *ep*-Wechselwirkungen nahe dem Photoproduktionsbereich. Der VLQ besteht aus zwei identischen Modulen oberhalb und unterhalb des Strahlrohres. Jedes Modul hat eine Spurdetektoreinheit, die vor einem Szintillator-Wolfram Kalorimeter montiert ist. Jede Spureinheit besteht aus zwei Doppellagen Silizium-Streifendetektoren die um ca. $10.8\,\text{cm}$ versetzt bei $z \approx -297\,\text{cm}$ bzw. $z \approx -298\,\text{cm}$ lokalisiert sind. Der VLQ-Spurdetektor hat eine Akzeptanz von $178.8° \leq \theta \leq 179.3°$ sowie eine Auflösung von $\sigma_\theta \leq 0.3\,\text{mrad}$. Auf den VLQ-Spurdetektor wird in Abschnitt 4.2 detailliert eingegangen.

3.2.2 Die Kalorimeter

Um die Energie geladener Teilchen in Quantität und Position zu erfassen sind die Spurdetektoren von einem Kalorimetersystem umgeben, welches im wesentlichen aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter (***L****iquid*-**Ar***gon-Kalorimeter*) $\boxed{4}$ $\boxed{5}$, dem SpaCal (***Spa****ghetti*-***Cal****orimeter*) $\boxed{12}$ sowie dem Plug-Kalorimeter $\boxed{13}$ und dem VLQ-Kalorimeter $\boxed{16}$ besteht.

Das LAr-Kalorimeter ist ein Kalorimeter in Schichtbauweise, welches sich im Inneren des Magneten $\boxed{6}$ befindet. Es ist entlang der z-Achse in acht selbstragende Ringe unterteilt die jeweils azimutal nochmals in acht identische Einheiten unterteilt sind. Das LAr-Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Teil $\boxed{4}$ mit Blei und einen hadronischen Teil $\boxed{5}$ mit Edelstahl als Material für die Absorberplatten. Zwischen den Platten befindet sich flüssiges Argon als Ionisationsmaterial. Das LAr-Kalorimeter überdeckt mit seinen zusammen ≈ 45000 Zellen einen Polarwinkelbereich von $4° \leq \theta \leq 154°$ und deckt damit einen kinematischen Bereich von $Q^2 \geq 100\,\text{GeV}^2$ für die Detektion von Elektronen aus tief unelastischen Prozessen ab. Das LAr-Kalorimeter besitzt eine Tiefe von $20 - 30$ Strahlungslängen X_0 für den elektromagnetischen Teil bzw. von $4 - 8$ hadronischen Wechselwirkungslängen λ für das Gesamtsystem. Die erreichte Energieauflösung beträgt für Elektronen $\sigma_{E_e}/E_e = 12\,\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\,\%$ und für Pionen $\sigma_{E_\pi}/E_\pi = 50\,\%/\sqrt{E_\pi} \oplus 2\,\%$. Das LAr-Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h. die Energiedeposition ist bei gleicher Ausgangsenergie der Teilchen für Hadronen $\approx 30 - 40\,\%$ kleiner als für Elektronen. Hadronische Schauer müssen durch ihre größere Schauertiefe und -ausbreitung von den elektromagnetischen Schauern unterschieden werden, bevor die deponierte Energie errechnet werden kann. Die Energieauflösung für die absolute Energieskala des elektromagnetischen bzw. hadronischen Teils des LAr-Kalorimeters beträgt $\approx 3\,\%$ bzw. $\approx 4\,\%$ [38]. Ein Längsschnitt der oberen Hälfte des LAr-Kalorimeters findet sich in Abbildung 3.5.

Das SpaCal ergänzt die durch das LAr-Kalorimeter gegebene Akzeptanz im rückwärtigen Bereich von H1 in einem Polarwinkelbereich von $153° \leq \theta \leq 178°$ (siehe auch Abbildung 3.3). Es ermöglicht

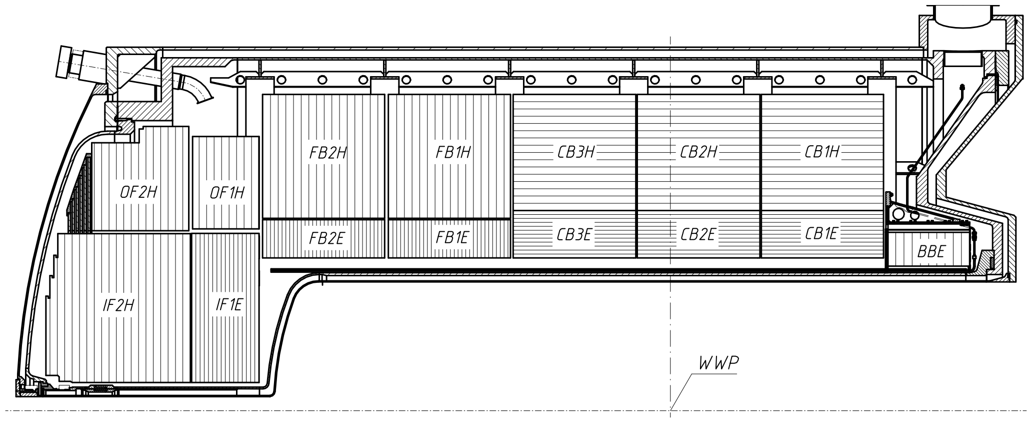


Abbildung 3.5: *Längsschnitt des LAr-Kalorimeters. In den Bezeichnungen für die einzelnen Segmente enden die hadronischen Komponenten mit einem H, die elektromagnetischen mit einem E.*

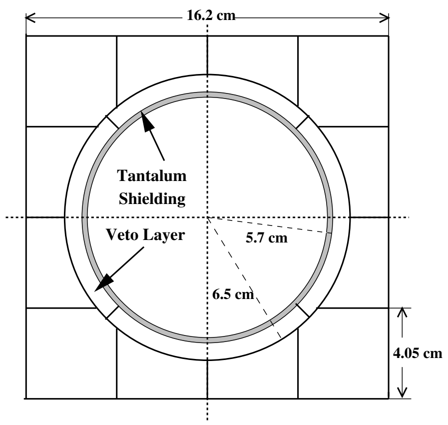


Abbildung 3.6: *Radiale Ansicht der Zellengeometrie des Inserts, welches sich im Zentrum des elektromagnetischen Teils des SpaCals befindet.*

die Messung gestreuter Elektronen aus tief unelastischen *ep*-Streuungen in einem Bereich von $1 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}$. Es besteht aus einem feiner segmentierten elektromagnetischen Teil mit 1192 Zellen der Größe $4 \times 4\,\mathrm{cm}$ und einem hadronischen Teil mit 136 Zellen der Größe $25 \times 25\,\mathrm{cm}$. In beiden Teilen kommen spaghettiartige $0.5\,\mathrm{mm}$ dicke szintillierende Fasern zum Einsatz, die in eine Bleimatrix eingebettet sind. Die Fasern verlaufen parallel zur Strahlachse und werden von Photomultipliern ausgelesen. Die Tiefe des SpaCals beträgt 28 Strahlungslängen X_0 bzw. 2 hadronische Wechselwirkungslängen λ. Die Energieauflösungen betragen für den elektromagnetischen Teil $\sigma_{E_e}/E_e = 7.5\,\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\,\%$ und $\sigma_{E_{\mathrm{had}}}/E_{\mathrm{had}} = 30\,\%/\sqrt{E_{\mathrm{had}}} \oplus 7\,\%$ für den hadronischen Teil [8, 38, 39]. Weiterhin besitzt das SpaCal eine Zeitauflösung von weniger als 1 ns, wodurch eine effektive Unterdrückung von Untergrund-Ereignissen möglich wird. Als sogenanntes *Insert* werden 16 formangepasste Module des elektromagnetischen Teils vom SpaCal bezeichnet, die die Regionen nahe des Strahlrohres zugänglich machen (siehe Abbildung 3.6). Der aktive Teil des SpaCal-Inserts besitzt einen Innenradius von $5.7\,\mathrm{cm}$. Ein innerer Schild aus Tantalum gegen Synchrotron-Strahlung verringert diesen Innenradius auf 5.5 cm. Die geometrische θ-Akzeptanz des VLQ-Detektors ist durch das Insert begrenzt.

Das LAr-Kalorimeter und das SpaCal werden durch weitere kleinere Kalorimeter ergänzt. Im vorderen Bereich befinden sich das Plug-Kalorimeter $\boxed{13}$ und das Vorwärts-Neutron-Kalorimeter (***For**ward-**N**eutron-**C**alorimeter*). Im rückwärtigen Bereich schließt das Kalorimeter des VLQ-Detektors $\boxed{16}$ an den kinematischen Bereich des SpaCals an. Das VLQ-Kalorimeter wird in Abschnitt 4.1 ausführlich behandelt. Desweiteren finden sich in der rückwärtigen Region noch die Elektronen-Tagger bei $z = -33$ m und $z = -44$ m sowie der Photon-Tagger des Luminositätssystems (vergleiche Abschnitt 3.2.5).

3.2.3 Das zentrale Myonsystem

Das zentrale Spurkammersystem und die Kalorimeter werden von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umgeben, die im Bereich des zentralen Spurkammersystems ein weitgehend homogenes Magnetfeld von $B = 1.15$ T erzeugt. Das Eisenjoch $\boxed{10}$, das die Spule einschließt, dient zur Rückführung des Magnetfeldes. Dieses Eisenjoch bildet als sogenanntes *instrumentiertes Eisen* das zentrale Myonsystem von H1. Myonen aus der Wechselwirkungszone mit Impulsen ab $p > 1.2$ GeV, können das zentrale Myonsystem erreichen. Das zentrale Myonsystem gliedert sich in eine vordere Endkappe ($4^\circ \leq \theta \leq 34^\circ$), einen vorderen und hinteren Zentralbereich, auch *Barrel* genannt ($34^\circ \leq \theta \leq 127^\circ$), sowie eine hintere Endkappe ($127^\circ \leq \theta \leq 174^\circ$). Das instrumentierte Eisen besteht aus zehn Eisenplatten mit einer Stärke von 7.5 cm und mit Zwischenräumen von 2.5 cm im Zentralbereich bzw. 3.5 cm in den Endkappen. Die Zwischenräume sind mit insgesamt 10 Lagen Streamerrohrkammern instrumentiert. Zu den Innen- und Außenseiten hin wird das instrumentierte Eisen nochmals um je drei Lagen mit Streamerrohrkammern ergänzt $\boxed{9}$.

Die Streamerrohrkammern haben einen quadratischen Querschnitt von $1 \times 1\,\text{cm}^2$ und sie bestehen aus einem Draht, der, im Querschnitt zentriert, parallel zur Längsachse der Kammern verläuft. Die Kammern sind im Zentralbereich parallel zur z-Achse und in den Endkappen parallel zur x-Achse orientiert.

Die Kammern kommen in zwei unterschiedlichen Versionen ihrer Auslesegeometrie und Elektronik vor. Kammern mit zu dem Signaldraht senkrecht orientierten Streifenelektroden werden digital ausgelesen. Ihre Trefferinformationen vom Signaldraht und den Sreifenelektroden werden mit den Informationen aus dem Spurdetektorsystem kombiniert um Spuren, die durch das Eisen gehen, zu rekonstruieren. Dieser Kammertyp erreicht eine Ortsauflösung von ≈ 4 mm senkrecht und ≈ 12 mm parallel zu den Signaldrähten.

Der zweite Kammertyp besitzt quadratische Flächenelektroden, die analog ausgelesen werden. Dadurch ist es möglich, kalorimetrische Informationen zu gewinnen, wobei das Eisen als passives Absorptionsmedium dient. Alle Kammern dieses Typs ermöglichen als sogenannter *Tail Catcher* die kalorimetrische Vermessung von hochenergetischen hadronischen Schauern, die sich über das LAr-Kalorimeter und das SpaCal hinaus verbreiten. Des weiteren werden die Trefferinformationen dieser Kammern zur Auflösung von Spurambiguitäten verwendet. Die Energieauflösung des Tail Catchers beträgt $\sigma_E/E \approx 100\,\%/\sqrt{E}$. Die Impulsauflösung beträgt $\sigma_p/p \approx 35\,\%$ im Zentralbereich und, durch Inhomogenitäten des Magnetfeldes begrenzt, $\sigma_p/p \approx 100\,\%$ in den Endkappen. Eine Abbildung des zentralen Myonsystems findet sich in Abbildung 3.7.

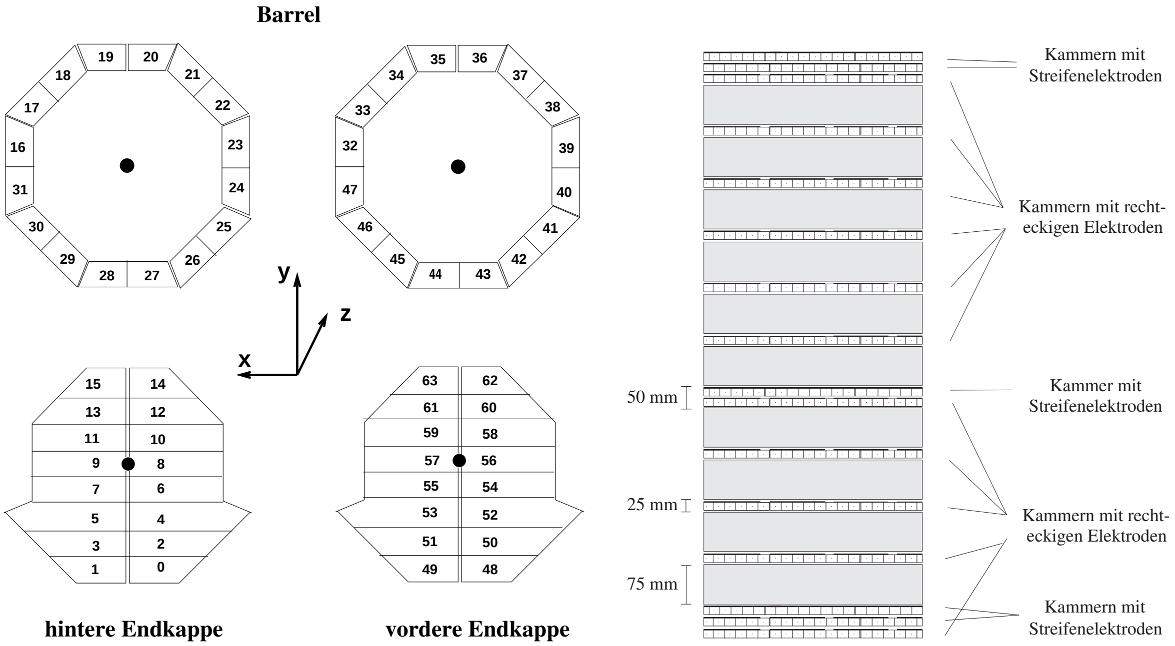


Abbildung 3.7: *Der zentrale Myondetektor. Links: Die Elemente des zentralen Myondetektors; die vier Teile des Myondetektors (vordere und hintere Endkappe, vorderer und hinterer Zentralbereich) sind in insgesamt 64 Module unterteilt. Rechts: Der zentrale Myondetektor im Querschnitt. Die Signale der Lagen* $3, 4, 5, 8,$ *und* 12 *werden für Triggerbedingungen verwendet, wobei die Zählung der insgesamt* 16 *Lagen von* $0 - 15$ *verläuft.*

3.2.4 Die Detektoren im Vorwärtsbereich

Um die elastische von der proton-dissoziativen J/ψ-Produktion unterscheiden zu können, werden diverse Vorwärtsdetektoren verwendet, die zum Nachweis des Protonrestes dienen. Dieses sind im Einzelnen der Vowärtsbereich des LAr-Kalorimeters ($\theta < 10°$, siehe Abschnitt 3.2.2), der Vorwärts-Myon Detektor (***F****orward* ***M****uon* **D***etector*) $\boxed{9}$ und $\boxed{11}$ sowie der Protonrest Detektor (***P****roton* ***R****emnant* ***T****agger*).

Der FMD befindet sich zwischen $z = 6.4\,\text{m}$ und $z = 9.4\,\text{m}$ und ergänzt damit das zentrale Myonsystem in Vorwärtsrichtung. Der FMD besitzt eine geometrische Akzeptanz von $3° \leq \theta \leq 17°$. Er besteht aus 6 Doppellagen von Driftkammern. Jeweils drei Doppellagen schließen einen toroidförmigen Magneten ein, der ein Feld von $1.5 - 1.75\,\text{T}$ erzeugt. Die Fragmente des dissoziierten Protons erzeugen Signale in den drei Doppellagen vor dem Toroidmagneten, die als Veto verwendet werden können.

Der PRT besteht aus sieben Szintillatorpaaren, die in Protonenstrahlrichtung verschoben, bei $z = 24\,\text{m}$ um das Strahlrohr herum angeordnet sind. Die polare Akzeptanz des PRT beträgt $0.06° \leq \theta \leq 0.17°$. Jeder Szintillator eines Paares ist mit Blei abgeschirmt und mit dem jeweils anderen Szintillator des Paares in Koinzidenz geschaltet. Die Koinzidenzsignale eines Szintillatorpaares können ebenfalls als Veto gegen proton-dissoziative Wechselwirkungen verwendet werden.

3.2.5 Das Luminositätssystem

Das Luminositätssystem besteht aus zwei Kalorimetern, nämlich dem e-Tagger-33 bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ und dem Photondetektor bei $z = -102.9\,\mathrm{m}$. Der e-Tagger-33 und der Photondetektor sind Kristall-Cerenkov-Kalorimeter, aufgebaut aus 7×7 bzw. 5×5 Zellen mit je einem quadratischen Querschnitt von $22 \times 22\,\mathrm{mm}^2$. Eine Bleiabschirmung von zwei Strahlungslängen X_0 Stärke und ein Wasser-Cerenkovzähler als Veto gegen Ereignisse mit Photonwechselwirkungen in der Bleiabschirmung, dienen zur Unterdrückung von Synchrotronstrahlungsereignissen. Eine Abbildung des Luminositätssytems findet sich in Abbildung 3.8.

Dieses System hat mehrere Aufgaben. Während der Datennahme ermöglicht es, eine erste relative Luminositätsmessung mit einer Genauigkeit von $\approx 5\%$ und dient als Monitor bei der Steuerung des Teilchenstrahls. Nach der Datennahme kann die absolute Luminosität aus den Daten mit einer Unsicherheit von $< 2\%$ bestimmt werden. Die Luminosität wird berechnet aus der Rate von Bethe-Heitler Bremsstrahlungs-Ereignissen ($ep \longrightarrow ep\gamma$) deren Wirkungsquerschnitt sehr groß und mit Hilfe der QED genau berechenbar ist [40]. Bei der Luminositätsmessung während der Datennahme wird das gestreute Elektron im e-Tagger-33 und das Photon im Photondetektor nachgewiesen. Eine Untergrundquelle, die bei der Luminositätsmessung berücksichtigt werden muß, bilden Wechselwirkungen der einlaufenden Elektronen mit Restgasatomen im Strahlrohr. Dieser Untergrund wird mit Hilfe von Elektronen Pilot-Paketen abgeschätzt. Die Luminosität $\mathcal{L}$ ergibt sich dann durch:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{\mathrm{tot}} - (I_{\mathrm{tot}}/I_0)R_0}{\sigma_{\mathrm{vis}}} ,$$

wobei R_{tot} die insgesamt gemessene Anzahl von Bremsstrahlungs-Ereignissen und R_0 die Anzahl derjenigen aus den Pilot-Paketen ist. I_{tot} bzw. I_0 bezeichnen die entsprechenden Strahlströme und σ_{vis} den sichtbaren Wirkungsquerschnitt der Bethe-Heitler Reaktion $ep \longrightarrow ep\gamma$. Bei der Luminositätsmesung während der Datennahme kommt die sogenannte *Koinzidenzmethode* zum Einsatz, bei der sowohl das gestreute Elektron als auch das bei dem Prozeß emittierte Photon nachgewiesen werden müssen. Die Berechnung der integrierten Luminosität nach der Datennahme beruht hingegen allein auf der Rate der nachgewiesenen Photonen, wodurch ein geringfügig kleinerer systematischer Fehler erreicht wird.

3.2.6 Die Flugzeitsysteme

Zur Unterdrückung von strahlinduziertem Untergrund ist der H1-Detektor mit Szintillationszählern ausgerüstet, die eine Zeitauflösung im ns-Bereich besitzen. Diese bilden in ihrer Gesamtheit das sogenannte ToF-System (***T**ime **o**f **F**light*) von H1. Dieses System stellt zusammen mit dem SpaCal Triggersignale zur Verfügung, die darüber Aufschluß geben, ob ein physikalisch möglicherweise relevantes Ereignis noch innerhalb eines zu der Bunch-Crossing Frequenz von HERA definierten Zeitfensters stattfand, oder nicht. Diese Triggersignale können auf der ersten Triggerstufe dazu verwendet werden, um Vetos gegen strahlinduzierten Untergrund aufzubauen (siehe Abschnitt 3.2.7). Die Elemente des ToF-Systems sind im einzelnen:

- ▷ Das ***F**orward*-ToF bei $z = 700\,\mathrm{cm}$. Das F-ToF besteht aus zwei Szintillatorlagen der Größe $20 \times 60 \times 1\mathrm{cm}^3$.
- ▷ Das ***Plug***-ToF bei $z = 530\,\mathrm{cm}$, welches aus acht Szintillatorlagen der Größe $15 \times 15\mathrm{cm}^2$ besteht, die in die Absorberstruktur des Plug-Kalorimeters eingebettet sind.

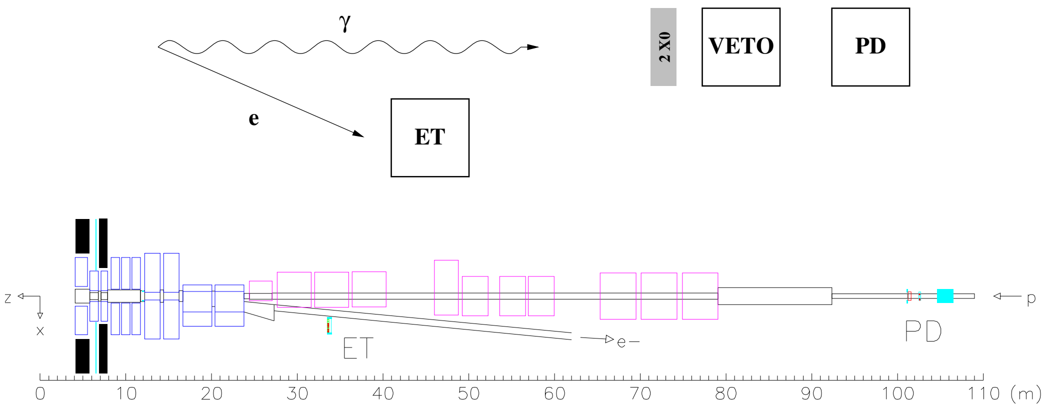


Abbildung 3.8: *Das Luminositätssystem. Oben: Skizze des Bethe-Heitler Bremsstrahlungsprozesses. Unten: Maßstabsgerechte Ansicht des Luminositätssytems. Die Bezeichnung ET steht für den e-Tagger-33, VETO für den als Veto dienenden Cerenkovzähler und PD für den Photondetektor.*

▷ Der ***F****orward* ***I****nteraction* ***T****imer* bei $z = 270$ cm. Der FIT besteht aus zwei 2 cm starken Szintillatorscheiben mit einem Außendurchmesser von 50 cm, die aus dem ehemaligen ***B****ackward*-ToF System stammen.

▷ Die innere Vetowand, nahe am Strahl bei $z = -650$ cm und mit einer Größe von $100 \times 90\text{cm}^2$ sowie die äußere Vetowand bei $z = -810$ cm mit einer Größe von $500 \times 400\text{cm}^2$.

▷ Das ToF-System des VLQ-Detektors bei $z = -320$ cm. Das an den neuen Strahlrohrquerschnitt und die Geometrie des VLQ-Detektors angepaßte VLQ-ToF ersetzte 1998 das B-ToF. Das VLQ-ToF besteht aus vier 1.5 cm starken halbkreisförmigen Szintillatoren mit einer Abschirmung aus 2 mm starker Bleifolie, die jeweils durch einen Photomultiplier ausgelesen werden. Jeweils zwei halbkreisförmige Szintillatoren bilden eine von insgesamt zwei Ebenen mit einem Durchmesser von 32 cm, die in Koinzidenz geschaltet sind. Eine detaillierte Beschreibung des VLQ-ToFs findet sich in [41].

3.2.7 Trigger, Datennahme und die Rekonstruktion von Ereignissen

Das Triggersystem von H1 hat die Aufgabe, physikalisch interessante Ereignisse von Untergrundereignissen zu trennen, die in der Gesamtheit aller Ereignisse stark dominieren. Die Hauptquellen für den Untergrund sind:

▷ Der *Strahl-Wand Untergrund*. Dies ist der dominierende Untergrund mit einer typischen Rate von 50 kHz. Er entsteht durch Wechselwirkungen insbesondere des Protonenstrahls mit Teilen des Strahlrohres.

▷ Der *Strahl-Gas Untergrund* durch Wechselwirkungen des Strahls mit Restgas-Atomen im Strahlrohr. Die typische Rate für diesen Untergrund beträgt 1 kHz.

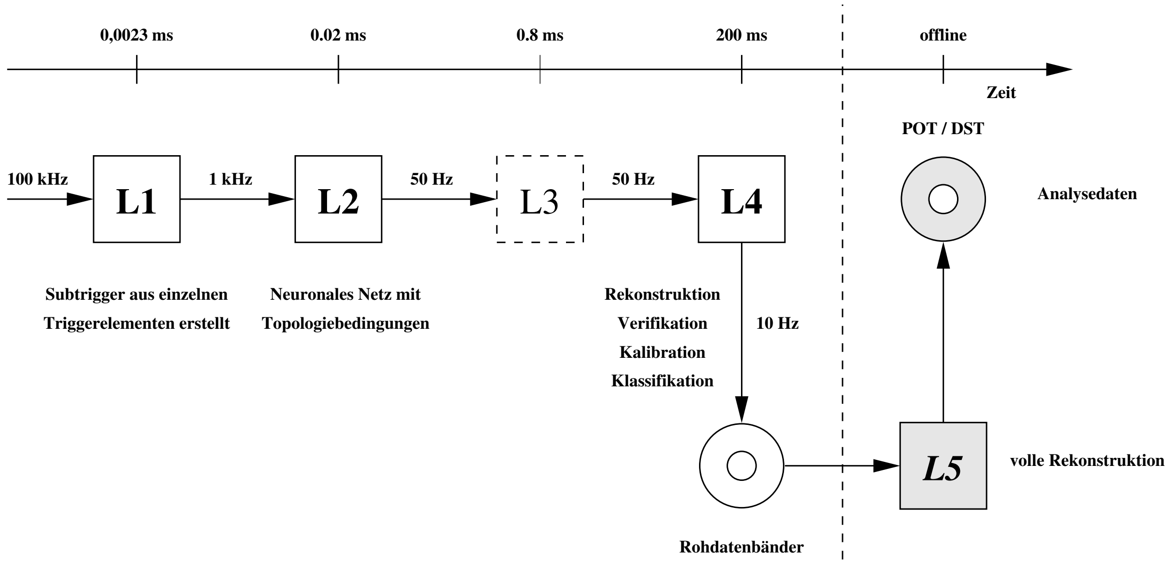


Abbildung 3.9: *Prinzipieller Aufbau des H1-Triggersystems und der Datennahme.*

- ▷ *Kosmische Myonen*, welche mit ihrer Signatur leicht Eisen- und Spurtriggerbedingungen auslösen. Die erwartete Rate für diesen Untergrundtyp beträgt 1 kHz.
- ▷ Anteile der *Synchrotron-Strahlung* durch das Umlenken des Elektronen-Strahls, die nicht durch Kollimatoren im HERA-Ring absorbiert wurden.
- ▷ Myonen aus dem Halo des Protonenstrahls, die parallel zum Protonstrahl den Detektor durchfliegen.

Diesen hohen Untergrundraten steht eine um drei Größenordnungen kleinere Rate physikalisch interessanter Ereignisse gegenüber unter der erschwerenden Bedingung einer hohen Bunch-Crossing Frequenz von 10.4 MHz. Das bedeutet, daß das Triggersystem die Fähigkeit haben muß, alle 96 ns die Daten des gesamten Detektors unter dem Gesichtspunkt interessanter *ep*-Wechselwirkung zu bewerten. Um die Totzeit des H1 Triggersystems zu minimieren, kommt ein mehrstufiges System von Triggern zum Einsatz, das im folgenden beschrieben wird. Eine schematische Ansicht des H1 Triggersystems findet sich in Abbildung 3.9.

Die erste Triggerstufe $\boxed{\text{L1}}$ arbeitet mit einer *Ereignispipeline*, die es ermöglicht, die Signale aller einzelnen Detektorkomponenten für 24 Bunch-Crossings ($\approx 2.3\,\mu$s) zwischenzuspeichern. Die Zeit bis zu einer positiven Triggerentscheidung auf der Basis der einzelnen Detektorantworten wird damit überbrückt. Die Ereignispipeline ist mit der HERA Bunch-Crossing Frequenz synchronisiert. Der Vorgang der kontinuierlichen Zwischenspeicherung wird unterbrochen, sobald eine Triggerbedingung erfüllt wird. Dann wird von der ersten Triggerstufe das sogenannte *L1KEEP*-Signal gesetzt. Die Auslese der einzelnen Detektoren wird angehalten und die *Totzeit* der Datennahme beginnt. Die L1-Triggerstufe erreicht eine Reduktion der Datenrate von ≈ 100 kHz auf ≈ 1 kHz.

Die zweite Triggerstufe $\boxed{\text{L2}}$ wird durch das L1KEEP-Signal der ersten Stufe aktiviert. Sie besteht aus einem Trigger, der auf neuronalen Netzwerken und einem Trigger, welcher auf topologischen

Bedingungen beruht. Beide Systeme stellen innerhalb einer Entscheidungszeit von maximal $20\,\mu$s insgesamt 16 L2-Triggerelemente zur Verfügung. Diese Elemente können logisch mit Subtriggern der ersten Stufe verbunden werden, um deren Rate weiter zu erniedrigen. Akzeptiert die zweite Triggerstufe ein Ereignis, so sendet sie ein *L2KEEP*-Signal und die Auslese der Ereignispipelines der einzelnen Detektoren beginnt. Der Auslesevorgang beansprucht 1-2 ms pro Ereignis. In diesem Zeitraum ist keine weitere Datennahme möglich. Wird das Ereignis verworfen wird ein *L2REJECT*-Signal gesendet und daraufhin die L1-Pipeline unmittelbar wieder in Gang gesetzt. Die Triggerstufe L2 reduziert die Datenrate auf ≈ 50 Hz.

Die dritte Triggerstufe $\boxed{\text{L3}}$ erhält dieselben Daten wie L2 und ist in Form eines Mikroprozessors realisiert. Algorithmen üblicher Programmiersprachen können hier zum Einsatz kommen, wobei die Entscheidungszeit ≈ 800 ms beträgt. Bisher wurde diese Stufe nicht eingesetzt.

Die vierte Triggerstufe $\boxed{\text{L4}}$ wird auch als *Filter Farm* bezeichnet. Sie ist die erste asynchron zur HERA Bunch-Crossing Frequenz arbeitende Triggerstufe und wurde in Form von ≈ 30 parallel arbeitenden Mikroprozessoren realisiert. Zunächst werden die Daten aller Detektoren in einen Ereignispuffer gelesen, der die Daten von 30 Ereignissen speichern kann. Nach der Auslese aller Komponenten wird die L1-Pipeline wieder freigegeben. Die einzelnen Prozessoren von L4 führen nun parallel Teilrekonstruktionen der Kinematik eines Ereignisses durch. Dabei kommt das Programmpaket *H1REC* zur Anwendung, welches ebenfalls auf einer PC-Farm $\boxed{\text{L5}}$ zur Rekonstruktion der Daten genutzt wird. Weiterhin identifizieren Filterprogramme Untergrundereignisse und verwerfen diese. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, durch spezielle Programme, sogenannte *Finder* exklusive Zerfallskanäle zu selektieren. Mit den bei der vorläufigen Rekonstruktion der Ereignisse anfallenden Ergebnissen werden unter anderem Kontroll-Histogramme gefüllt, wodurch ein Monitor zur Kontrolle der H1 Datennahme zur Verfügung steht. Die Ergebnisse werden zur Gewinnung von Kalibrationskonstanten benutzt, die dann für die erneute Rekonstruktion auf L5 zur Verfügung stehen. Weiterhin wird eine Klassifikation der Ereignisse nach Physikklassen vorgenommen. Die Größe der von L4 akzeptierten Datenrate liegt bei ≈ 10 Hz. Die von L4 akzeptierten Daten werden auf Magnetbändern permanent gespeichert.

Die *offline Rekonstruktion* $\boxed{\text{L5}}$ wird durch eine Farm aus Linux-PC's am DESY-Rechenzentrum durchgeführt. Die auf L4 gewonnenen Kalibrationskonstanten werden bei dieser erneuten und umfangreicheren Rekonstruktion durch H1REC mit verwendet. Die Hauptschritte der Ereignisrekonstruktion sind:

▷ Die Spurrekonstruktion aus den Daten der Spurdetektoren. Im Fall des zentralen Spurkammersystems werden die Signale von jeweils drei Drähten aus CJC1 und CJC2 zu Spurelementen verbunden. Diese Spurelemente aus CJC1 und CJC2 werden zusammengefaßt und mit Treffern der CIZ und COZ verbunden. Schließlich werden Spurparametrisierungen an diese Daten angepaßt, die der Zwangsbedingung gemeinsamer primär- bzw. Sekundärvertices genügen, sofern dies möglich ist.

▷ Energierekonstruktion in den Kalorimetern. Elektronisches Rauschen und eine Kalibration der Kalorimeter werden ebenso auf dieser Stufe mit einbezogen, wie die Tatsache, daß sich die Energiedeposition von Teilchen über mehrere Zellen eines Kalorimeters erstrecken kann. In diesem Fall werden die Zellen zu einem sogenannten *Cluster* zusammengefaßt.

▷ Spurrekonstruktion im Myonsystem und die Verknüpfung dieser Spuren mit Spuren der inneren Spurkammern.

Die Daten werden nach der Rekonstruktion auf Magnetbänder geschrieben. Von diesen POT-Bändern (***P**roduction **O**utput **T**ape*) wird ein kleiner Datensatz mit der vollen Ereigniskinematik auf Festplatten, den DST (***D**ata **S**ummary **T**apes*) geschrieben. Diese Daten stehen dann zur Physikanalyse zur Verfügung.

3.2.8 Spezifische Triggerelemente und die Subtrigger `s38` und `s102`

In diesem Abschnitt werden diejenigen Triggerelemente in knapper Form vorgestellt, aus denen die Trigger `s38` und `s102`, die in dieser Analyse verwendet werden, zusammengesetzt ist.

Myon Triggerelemente:
Das zentrale Myonsystem stellt die Informationen aus fünf der 16 sensitiven Lagen eines jeden ihrer 64 Module für Triggerzwecke zur Verfügung (siehe Abbildung 3.7). Die Informationen werden in insgesamt acht einzelnen Triggerelementen zusammengefaßt, die auf der ersten Triggerstufe zur Verfügung stehen. Geometrisch wird das zentrale Myonsystem in einen inneren und einen äußeren Bereich der Endkappen, sowie in den Zentralbereich unterteilt. Die wichtigen Triggerelemente für diese Analyse sind:

- ▷ `Mu_BIEC` und `Mu_BOEC`: Jeweils drei der fünf Triggerlagen der hinteren Endkappe müssen ansprechen um diese Triggerelemente auszulösen.
- ▷ `Mu_Bar`: Im zentralen Bereich des instrumentierten Eisens müssen zwei der fünf Triggerlagen angesprochen haben.
- ▷ `Mu_FOEC`: Drei Lagen des äußeren Bereichs der vorderen Endkappe müssen ansprechen, um dieses Triggerelement auszulösen.
- ▷ `Mu_FIEC`: Um den erhöhten Untergrundverhältnissen des vorderen Bereiches nahe dem Strahlrohr Rechnung zu tragen wird hier verlangt, das mindestens vier der fünf Lagen der vorderen inneren Endkappe angesprochen haben. Dann wird dieses Element ausgelöst.

Logisch miteinander verknüpft ergeben diese Elemente die Triggerbedingung `Mu_Any`, welches sich wie folgt definiert:

```
Mu_Any = (Mu_FIEC + Mu_FOEC + Mu_Bar + Mu_BOEC + Mu_BIEC) > 0
```

Der LAr-Trigger:
Die etwa 45000 Auslesekanäle des LAr-Kalorimeters werden zu Türmen, sogenannten *trigger towers* zusammengefaßt. Sie unterteilen das Kalorimeter in 23 θ und 32 φ Bereiche, die auf den nominellen Wechselwirkungspunkt ausgerichtet sind. Ab einer deponierten Energie von etwa 1 GeV wird ein solcher Turm ausgelöst. Da in dieser Analyse Ereignisse untersucht werden sollen, bei denen das Proton erhalten bleibt, wird bei einem der verwendeten Subtrigger ein Veto auf die deponierte Energie im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters gesetzt. Das verwendete LAr-Triggerelement ist:

- ▷ `!LAr_IF`: Ist die im LAr-Kalorimeter für $\theta < 10^\circ$ deponierte Energie kleiner als 2 GeV wird dieses Element ausgelöst.

Ereignisse, bei denen ein dissoziiertes Proton zu Energiedepositionen im vorderen Teil des LAr-Kalorimeters führt, werden durch diese Bedingung unterdrückt.

DCRφ Triggerelemente:
Für die Triggerelemente der zentralen Spurkammer werden 10 der insgesamt 56 radialen Signaldrahtlagen der CJC benutzt, um, mit Hilfe von ≈ 10000 vordefinierten Masken, Spuren in der (r, φ)-Ebene mit einem Transversalimpuls von $450 \leq p_t \leq 800\,\mathrm{MeV}$ (*low*-p_t) oder $p_t \geq 800\,\mathrm{MeV}$ (*high*-p_t) zu erkennen. Dabei wird zwischen positiv bzw. negativ geladenen Teilchen unterschieden. Zur Untergrundunterdrückung wird gefordert, daß der minimale Abstand der Spuren in der (r, φ)-Ebene einen Abstand von $2\,\mathrm{cm}$ zur nominellen Strahlachse nicht überschreitet. Die für diese Arbeit wichtigen Triggerelemente sind:

- ▷ `DCRPh_Ta`: Diese Bedingung wird effizient für Ereignisse, die mindestens eine Spur im Bereich der CJC mit einem Transversalimpuls von $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$ aufweisen können. Aber auch Spuren ab $p_t > 100\,\mathrm{MeV}$ führen zur Auslösung dieses Elementes.
- ▷ `DCRPh_T0`: Spuren, die die Signaldrahtlage der inneren Jetkammer CJC1 kreuzen, kommen mindestens einem Signaldraht so nahe, daß die Driftzeit der Ionisationsladungen kürzer ist als die Zeit zwischen zwei Bunch-Crossings. In diesem Fall wird das Signal des Drahtes mit der kürzesten Driftzeit als Referenz zur Bestimmung des Ereigniszeitpunktes verwendet. Die Koinzidenz zwischen dem Auftreten eines solchen Referenzsignals und der Erfüllung einer Spurmaskenbedingung durch ein und dasselbe Teilchen löst eine sogenannte T0-Maske aus [42]. Mindestens eine T0-Maske muß gefeuert haben um das `DCRPh_T0` Element auszulösen.

VLQ Triggerelemente:
Die Triggerelemente des VLQ-Detektors werden mit Signalen der beiden Kalorimetermodule definiert. Für beide Module sind jeweils vier, also insgesamt acht Triggerelemente für das VLQ-Gesamtsystem definiert. Diese sind:

- ▷ `VLQ_top_noise` und `VLQ_bot_noise`: Diese Triggerelemente bezeichnen die niedrigste eingestellte Energieschwelle zum Triggern durch das VLQ-Kalorimeter. Diese Schwelle wird verwendet, um z.B. niederenergetische Pionen nachzuweisen. Die deponierte Gesamtenergie im oberen bzw. unteren VLQ-Kalorimeter muß eine Schwelle von $4.5\,\mathrm{GeV}$ (Januar-April 1999) bzw. $3.5\,\mathrm{GeV}$ (Juli-Dezember 1999) überschreiten, damit dieses Element ausgelöst wird.
- ▷ `VLQ_top_low` und `VLQ_bot_low`: Die deponierte Gesamtenergie im oberen bzw. unteren VLQ-Kalorimeter muß bei diesem Element eine Schwelle von $8\,\mathrm{GeV}$ (Januar-April 1999) bzw. $7\,\mathrm{GeV}$ (Juli-Dezember 1999) überschreiten, damit dieses Element ausgelöst wird. Diese mittlere Energieschwelle wurde zum Aufbau eines Triggers für QED-Compton Ereignisse, die zur Ortskalibration der VLQ-Kalorimeter benötigt werden, verwendet (siehe Abschnitt 4.1).
- ▷ `VLQ_top_high` und `VLQ_bot_high`: Diese Triggerelemente bezeichnet die höchste eingestellte Energieschwelle. Die Elemente werden ausgelöst, wenn die deponierte Gesamtenergie im betroffenen Kalorimeter $10\,\mathrm{GeV}$ übersteigt.
- ▷ `VLQ_top_SDE` und `VLQ_bot_SDE`: Photonen der Synchrotronstrahlung können direkt auf die Photodioden treffen, die bei der Auslese der Kalorimeter verwendet werden. In diesen Fällen ist die deponierte Energie in einem Auslesekanal sehr hoch, man spricht dann von einem *Ein-Dioden Ereignis*. Um diese Ereignisse schon auf der ersten Triggerstufe zu unterdrücken, kommt eine Logik zum Einsatz, die berücksichtigt, daß sich die Energie reiner Ein-Dioden Ereignisse nur auf einen Kanal konzentriert. Auslesekanäle, die als einzige eines Moduls eine Energie von mehr als $5\,\mathrm{GeV}$ aufweisen, können dieses Element auslösen. Fällt ein Ein-Dioden

Ereignis jedoch mit dem Nachweis eines ionisierenden Teilchens zusammen oder treten mehrere Ein-Dioden Ereignisse verteilt auf, so müssen die von Ein-Dioden Ereignissen betroffenen Kanäle bei der Rekonstruktion des Gesamtereignisses identifiziert und gesondert behandelt werden.

Durch logische Verknüpfung wird aus diesen Elementen die Triggerbedingung `VLQ_high_OR` gebildet, welche folgendermaßen definiert ist:

```
VLQ_high_OR = (VLQ_top_high  && !VLQ_top_SDE) ||
              (VLQ_bot_high  && !VLQ_bot_SDE)
```

z-Vertex Triggerelemente:
Die z-Vertex Triggerelemente verwenden Informationen der CIP und COP und der ersten Vorwärts-Vieldraht-Proportionalkammer. Um eine erste grobe Bestimmung des Ereignisvertex durchzuführen, werden jeweils vier getroffene Kathodenpads der Kammern durch gerade Linien miteinander verbunden. Die Schnittpunkte dieser Geraden mit der z-Achse werden dann für die 16 φ-Sektoren der Kammern getrennt in entsprechend 16 Histogramme eingetragen. Jedes dieser Histogramme ist in 16 Bins segmentiert und überdeckt die Region ± 44 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Diese 16 Histogramme werden schließlich in ein gemeinsames *z-Vertex Histogramm* zusammengefaßt. Die in dieser Arbeit verwendeten z-Vertex Triggerelemente sind:

- ▷ `zvtx_t0`: Bedingung für die Auslösung dieses Triggerelementes ist, daß es zumindest einen Eintrag im gemeinsamen z-Vertex Histogramm gegeben hat.
- ▷ `fwd_ray_t0`: Dieses Element wird gesetzt, wenn mindestens eine gerade Verbindung zwischen der ersten Vorwärts Vieldraht-Proportionalkammer und der CIP gefunden wurde, die auf den nominellen z-Vertex Bereich $-44 \leq z \leq 44$ cm gerichtet ist.

SpaCal ToF und AToF Triggerelemente:
Durch die sehr gute Zeitauflösung des SpaCals kann mit hoher Genauigkeit ein Zeitfenster von nominell 15 ± 5 ns definiert werden, innerhalb dessen z.B. das gestreute Elektron aus tief unelastischen *ep*-Wechselwirkungen das SpaCal erreichen muß. Dieses Zeitfenster wird als *ToF-Zeitfenster* bezeichnet. Demgegenüber lösen Teilchen, die außerhalb dieses Zeitfensters das SpaCal erreichen, *Anti-ToF* (AToF) bezeichnete Triggerelemente aus. Das Triggersystem des SpaCal wird dementsprechend in eine ToF bzw. eine AToF Komponente unterteilt. Für die ToF Komponente wird der hochsegmentierte *inklusive Elektronen Trigger* verwendet. Die AToF Komponente stellt auf der Basis einer groben Summierung der im SpaCal gemessenen Energien Veto-Elemente zur Verfügung. Die in dieser Arbeit als Veto verwendeten Triggerelemente des SpaCals sind:

- ▷ `SPCLh_ToF_E_2`: Dieses Triggerelement wird ausgelöst, sobald die im hadronischen Teil des SpaCals nachgewiesene Energie 12 GeV überschreitet und im Zeitfenster nachgewiesen wird.
- ▷ `SPCLh_AToF_E_1`: Dieses Triggerelement wird gesetzt, sobald die im hadronischen Teil des SpaCals außerhalb des Zeitfensters nachgewiesene Energie 0.6 GeV überschreitet.

ToF Triggerelemente:
Die ToF Systeme des H1 Detektors liefern zumeist ein Triggerelement für Signale, die innerhalb des

nominellen Wechselwirkungs-Zeitfensters liegen (***Inter Action***), und ein zweites für solche, die außerhalb des Fensters liegen (***Back Ground***). In dieser Analyse werden die Elemente `VETO_Inner_BG`, `VETO_Outer_BG`, `VLQToF_BG`, `FToF_IA`, `FToF_BG` und `FIT_BG` verwendet.

Die Subtrigger `s38` und `s102`:
Die in dieser Arbeit verwendeten Subtrigger `s38` und `s102` für die Untersuchung des Kanals $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ im kinematischen Bereich des VLQ-Detektors setzen sich wie folgt zusammen:

```
s38 = Mu_Any && DCRPh_Ta && VLQ_high_OR && !VETO + OPTIONS1,
```

sowie:

```
s102 = !LAr_IF && DCRPh_Ta && VLQ_high_OR && !VETO + OPTIONS2.
```

Die Bedingungen `!VETO`, `OPTIONS1` und `OPTIONS2` sind folgendermaßen aufgebaut:

```
!VETO = !SPCLh_AToF_E_1 && !SPCLh_ToF_E_2 && !VETO_Inner_BG &&
        !VETO_Outer_BG && !VLQToF_BG &&

OPTIONS1 = (DCRPh_T0 && (zvtx_t0 || fwd_ray_t0)) &&
                 ((FToF_IA || !FToF_BG) && FIT_BG)

OPTIONS2 = FIT_BG &&zvtx_t0.
```

Kapitel 4

Der VLQ-Detektor

Zur Untersuchung von Lepton-Hadron Streuprozessen bei kleinen Werten von Q^2 wurde im Mai 1998 ein spezielles Detektorsystem, der ***Very Low Q***^{2}-Detektor, in das H1-Experiment integriert. Aufgabe dieses Detektors ist der Nachweis und die Vermessung des gestreuten Strahlleptons unter kleinen Winkeln. Der VLQ-Detektor erweitert die kinematische Akzeptanz des H1-Detektors im Bereich kleiner Werte von Q^2 und x. Eine Darstellung der erweiterten Akzeptanz von H1 ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Das VLQ-System besteht aus zwei identischen Modulen, die bei $z \approx -300\,\mathrm{cm}$

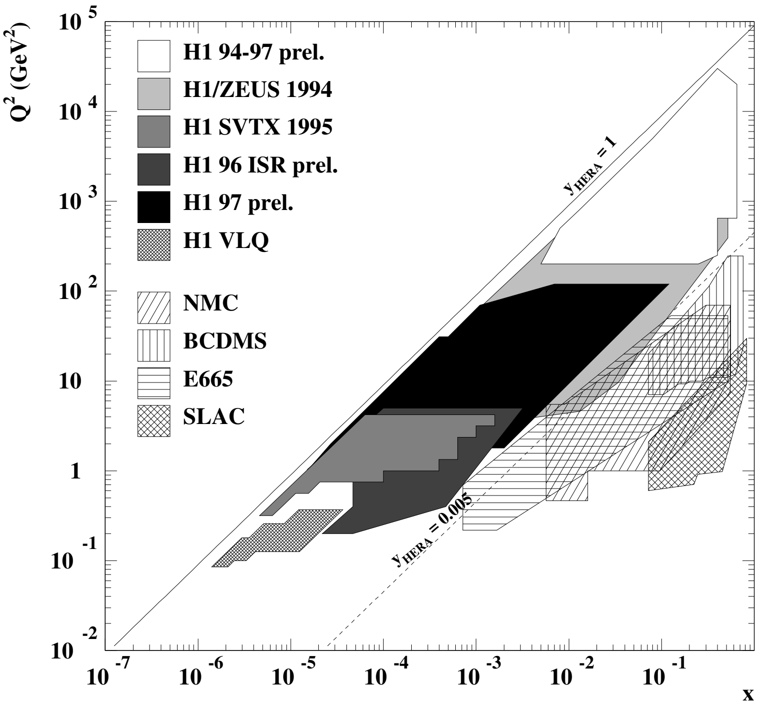


Abbildung 4.1: *Die Akzeptanz des H1-Detektors in der (x, Q^2)-Ebene. Zum Vergleich sind noch einige Fixed-Target-Experimente abgebildet. Der VLQ-Detektor erweitert die kinematische Akzeptanz des H1-Detektors im Bereich kleiner Werte von Q^2 und x.*

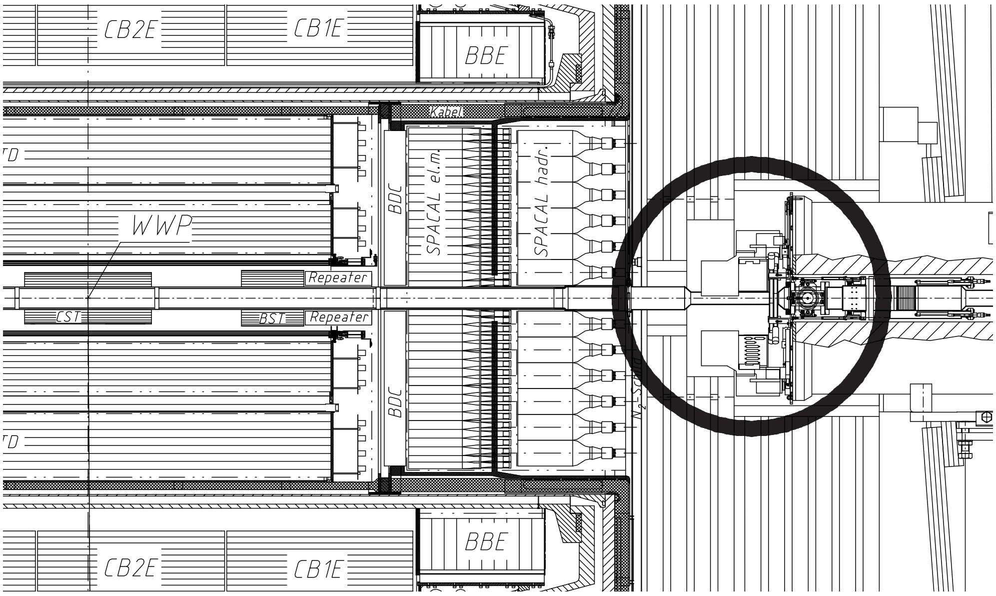


Abbildung 4.2: *Maßstabsgerechte Ansicht des VLQ-Detektors innerhalb von H1. Der eingekreiste Bereich zeigt das Modul oberhalb des Strahlrohres in Meßposition, während das untere Modul in seiner Position während der Injektionsphase gezeigt wird.*

hinter dem SpaCal positioniert sind (siehe Abbildung 4.2). Jedes Modul besteht aus einem Spurdetektor, der aus Silizium-Streifendetektoren aufgebaut ist und einem kompakten Szintillator-Wolfram Kalorimeter. Die Module befinden sich oberhalb und unterhalb des Strahlrohres außerhalb der Ebene, in der die durch die Strahlführung im HERA-Speicherring hervorgerufene Synchrotronstrahlung vorwiegend liegt. Durch diese Anordnung werden Strahlungsschäden an den Detektoren minimiert. Der Platzmangel im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors stellt hohe Anforderungen an die Kompaktheit der einzelnen VLQ-Subdetektoren. Um Raum für das VLQ-System zu schaffen, ist in das Eisenjoch von H1 eine Aussparung eingearbeitet worden. Trotz der Aussparung stehen in z-Richtung insgesamt nur $50\,\mathrm{cm}$ zwischen dem Eisenjoch und dem rückwärtigen Kompensationsmagneten von H1 zur Verfügung.

Die Module sind über eine hydraulische Hubmechanik an dem rückwärtigen Kompensationsmagneten von H1 befestigt. Die Hydraulik ermöglicht es, den VLQ-Detektor zum Schutz vor hohen Untergrundraten in der Injektionsphase von HERA von seiner Meßposition am Strahlrohr zu entfernen. Die Position des VLQ-Detektors wird über ein optisches System bestimmt, das mit einer Genauigkeit von $2\,\mu\mathrm{m}$ arbeitet [43]. Die Genauigkeit, mit der die Hydraulik eine Position wiederholt anfahren kann beträgt $200\,\mu\mathrm{m}$ [43].

Der VLQ-Detektor wird durch einen Detektor zur Flugzeitmessung, dem im Abschnitt 3.2.6 beschriebenen VLQ-ToF ergänzt. Das VLQ-ToF ermöglicht es, Untergrundereignisse auf der Basis eines mit der Bunch-Crossing Frequenz von HERA synchronisierten Zeitfensters zu verwerfen.

Um das tote Material zu minimieren, die das gestreute Elektron auf seinem Weg zu dem VLQ-Detektor durchqueren muß, wurde das Strahlrohr an der Stelle des VLQ-Systems verjüngt. Dadurch ergibt sich ein Austrittsfenster für die gestreuten Elektronen zwischen $z = -277.5\,\mathrm{cm}$ und $z = -299.3\,\mathrm{cm}$. Das Strahlrohr besteht in diesem Abschnitt durchgehend aus $0.25\,\mathrm{cm}$ starkem Aluminium und besitzt einen Außendurchmesser von $6\,\mathrm{cm}$.

Seit Beginn der Datennahmeperiode 1999 wird der VLQ-Detektor im Rahmen der H1-Datennahme ausgelesen. Eine detaillierte Darstellung des VLQ-Detektors findet sich in Abbildung 4.3.

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau der Komponenten des VLQ-Systems, des Kalorimeter und des Spurdetektors. Es wird auf die Auslese beider Systeme sowie auf die Funktionsweise der Kalorimetertrigger eingegangen. Für beide Systeme wird die Rekonstruktion und Simulation von Ereignissen vorgestellt. Insbesondere wird auf den Aufbau der Rekonstruktionssoftware VLQTRK für den Spurdetektor eingegangen, die im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurde. Weiterhin wird das Verfahren erläutert, welches zur Ortskalibration der Silizium-Detektoren des VLQ-Spurdetektors verwendet wurde. Des weiteren wird die Effizienz und die Auflösung des Spurdetektors wird bestimmt.

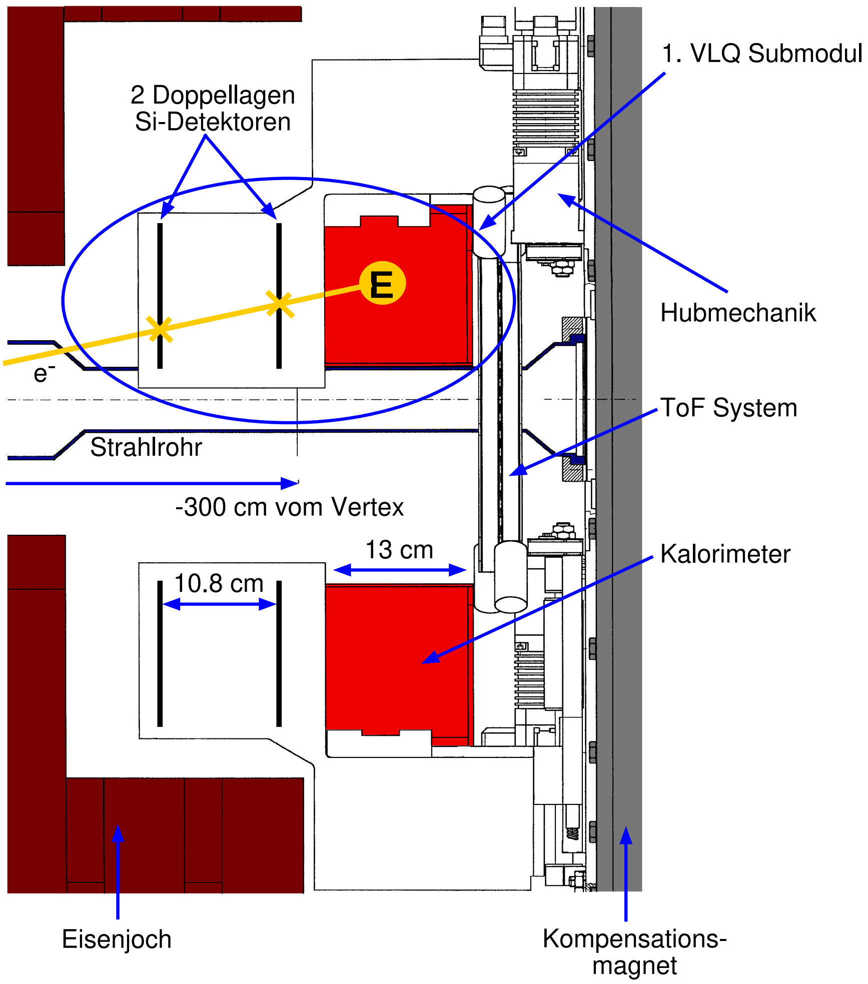


Abbildung 4.3: *Übersicht über den VLQ-Detektor mit seinen Spur- und Kalorimetereinheiten, dem System zur Flugzeitmessung und der Hubmechanik. Deutlich ist das verjüngte Strahlrohr und die Aussparung des Eisenjochs zu sehen. Die Abbildung zeigt das Modul oberhalb des Strahlrohres in Messposition, während sich das untere Modul in seiner Position während der Injektionsphase befindet.*

4.1 Die VLQ-Kalorimeter

Die VLQ-Kalorimeter sind zwei kompakte Module, in denen die Energie eines eintreffenden Primärteilchens durch elektromagnetische Schauer gemessen wird. Trifft ein hochenergetisches Elektron oder Photon auf das Absorbermaterial eines Kalorimeters, so löst es eine elektromagnetische Kaskade aus, die sich hauptsächlich durch *Bremsstrahlungs-* und *Paarbildungsprozesse* entwickelt. Die Teilchen dieser Kaskade deponieren im aktiven Material der Kalorimeter Energie. Die gesamte in einem Kalorimeter deponierte Energie ist proportional zu der Energie des Primärteilchens, das den Schauer auslöste. Eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Prozesse bei der Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers findet sich zum Beispiel in [44].

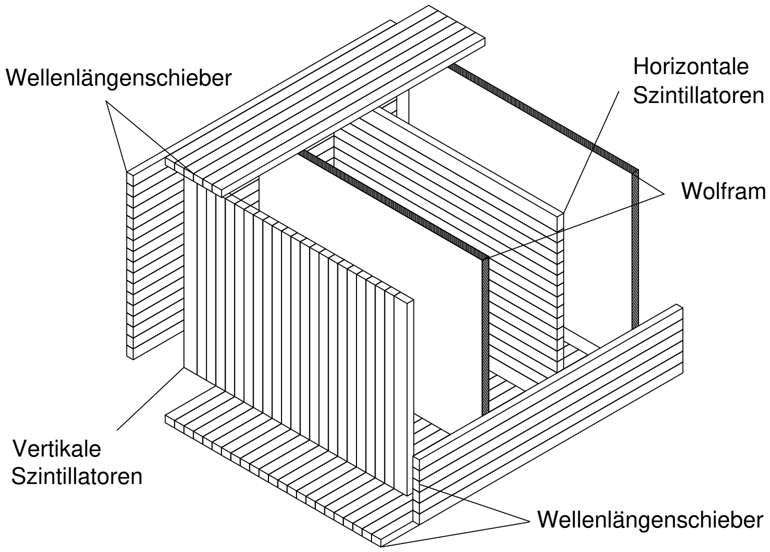
Dieser Abschnitt beschreibt zunächst den Aufbau, die Auslese und die Triggerlogik der Kalorimeter des VLQ-Detektors. Daraufhin werden die Ergebnisse zur Energieauflösung der Kalorimeter aus den Messungen am DESY-Teststrahl vorgestellt. Die Erkenntnisse aus den Messungen am Teststrahl werden in der Simulation der VLQ-Kalorimeter berücksichtigt, die anschließend vorgestellt wird. Des weiteren werden die Energie- und Ortsrekonstruktion bei den Kalorimetern beschrieben. Abschließend werden die Verfahren zur Energie- und Ortskalibration der Kalorimeter vorgestellt und die Ergebnisse der Kalibrationen präsentiert.

4.1.1 Aufbau, Auslese und Triggerlogik

Die beiden Kalorimetermodule des VLQ-Detektors sind identisch aufgebaut und schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt. Bei den Kalorimetern handelt es sich um sogenannte *Sampling-Kalorimeter*, die in Form einer Schichtstruktur aus abwechselnd aktivem und passivem Material aufgebaut sind. Das aktive Material dient dabei zur Energiemessung des Schauers und das passive Absorbermaterial zum Aufschauern der Teilchen. Die gesamte Struktur eines Kalorimetermoduls besitzt eine Tiefe von $15.3\ X_0$ [44]. Der Molière-Radius beträgt $R_M = 1.25\,\text{cm}$. Der aktive Bereich jedes Moduls besteht aus $2.8\,\text{mm}$ dicken Schichten aus Plastikszintillatoren, während die passiven Absorberbereiche aus $2.5\,\text{mm}$ dicken Wolframplatten aufgebaut sind. Insgesamt besteht die aktive und passive Struktur eines Kalorimetermoduls aus 24 Schichten Szintillatormaterial und 23 Wolframplatten. Jede Szintillatorschicht besteht aus Szintillatorstäben, die durch eine weiße Papiereinwicklung optisch voneinander entkoppelt sind. Die Szintillatorstäbe einer aktiven Schicht sind abwechselnd horizontal und senkrecht angeordnet.

Durch diesen Aufbau werden jeweils zwei horizontale und vertikale Projektion des Profils des elektromagnetischen Schauers gemessen. In der Rekonstruktion eines Ereignisses werden Schauerprojektionen dazu verwendet den Auftreffpunkt des Primärteilchens zu bestimmen. Die Teilchen des elektromagnetischen Schauers führen zu Anregungen in den Szintillatorstäben, die daraufhin eine Lichtmenge im blauen Spektralbereich emittieren, die proportional zu der Energie der Schauerteilchen ist. Das Licht wird über Totalreflexion zu den Enden der Szintillatorstäbe geleitet, wo es in die Wellenlängenschieber gelangt. Ein Wellenlängenschieber summiert die Lichtmenge der Szintillatoren aller Schichten, die sich in derselben horizontalen bzw. vertikalen Ebene eines Moduls befinden. Die einzelnen Wellenlängenschieber reemittieren das gesammelte Licht der Szintillatoren im grünen Spektralbereich und leiten die Lichtmenge durch Totalreflexion an ihre Enden. Die Wellenlängenschieber werden an beiden Enden durch Photodioden ausgelesen, die wegen der hohen Anforderungen an die Kompaktheit der Module Photomultipliern zur Auslese vorgezogen wurden. Die Signale der zwei Photodioden des gleichen Wellenlängenschiebers werden verstärkt und anschließend summiert (vergleiche Abbildung 4.5).

Durch die Auslese der Szintillatorstäbe eines Moduls durch Wellenlängenschieber an beiden Enden, erhält man jeweils zwei redundante, gegenüberliegende Projektionen ein und desselben Schauers. Diese Redundanz wird genutzt, den sogenannten *Nuclear Counter Effekt* oder auch *Ein-Dioden Ereignisse* zu erkennen. Unter diesem Effekt versteht man die Ladungserzeugung in den Photodioden durch geladene Teilchen oder die Absorption von Photonen. Beispielsweise können absorbierte Synchrotronphotonen von einigen MeV Energie Energiedepositionen im Kalorimeter vortäuschen, die



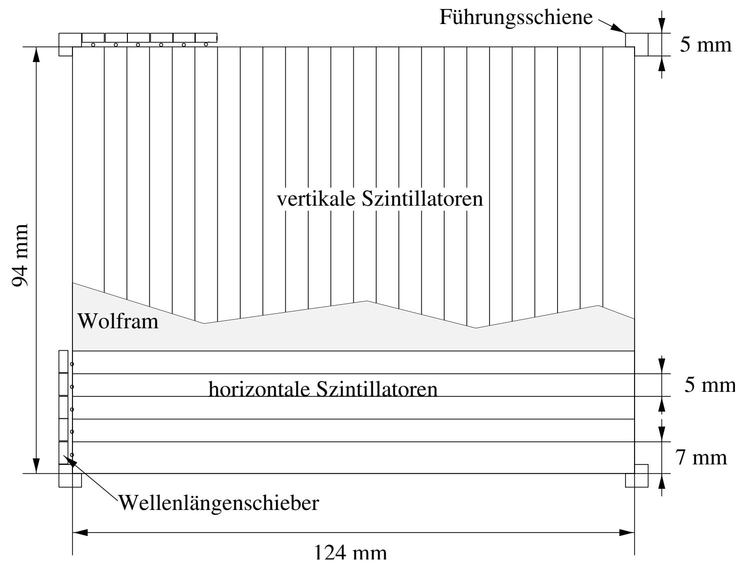


Abbildung 4.4: *Die aktive Struktur eines VLQ-Kalorimetermoduls. Oben: Der innere Aufbau eines VLQ-Kalorimetermoduls. Unten: Frontansicht eines Moduls mit Abmessungen. Die Tiefe der Schichtstruktur beträgt* 129.5 *mm. Die Szintillatorstäbe sind in den Ebenen zwischen den Wolframplatten abwechselnd waagerecht und senkrecht angeordnet, um horizontale und vertikale Projektionen des Schauerprofils messen zu können.*

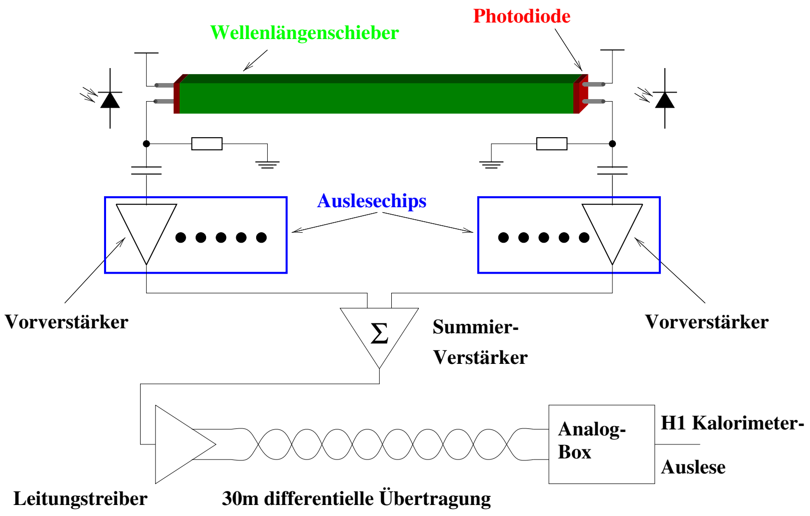


Abbildung 4.5: *Die Auslese der VLQ-Kalorimetermodule nach [44].*

einem elektromagnetischen Schauer von einigen GeV Energie entsprechen. Die Signale von Ein-Dioden Ereignissen treten aber nur in einzelnen Kanälen auf. Durch einen Vergleich der gegenüberliegenden Projektionen eines Schauers ist es möglich, diese Kanäle bei der Rekonstruktion eines Ereignisses zu isolieren und zu verwerfen.

Pro Modul werden die Signale von insgesamt 84 Wellenlängenschiebern zur Rekonstruktion des Schauerprofils ausgelesen. Die Signale dieser 84 Auslesekanäle werden außerhalb des H1-Detektors in die *Analog Box* eingelesen. Die Signale der Auslesekanäle werden hier verstärkt und zwischengespeichert, bevor ein L1KEEP-Signal der zentralen Triggerlogik zur Auslese der Signale aus der Analog Box führt.

Zum Aufbau von Triggerbedingungen werden aus den Signalen der 36 seitlich angeordneten Wellenlängenschieber eines jeden Moduls Summen gebildet. Pro Modul werden dabei vier Summen aus den Signalen von jeweils 12 benachbarten Wellenlängenschiebern gebildet. Die Summen haben einen Überlapp von sechs Auslesekanälen, um zu vermeiden, daß Ereignisse mit Energiedepositionen zwischen zwei Summierungsbereichen die Triggereffizienz verringern. Eine Darstellung der Signalsummation findet sich in Abbildung 4.6. Die insgesamt acht Signalsummen beider VLQ-Kalorimeter werden zu einem Triggermodul gesendet, das Diskriminatoren beinhaltet, deren Schwellen individuell gesetzt werden können. Die Ausgänge der Diskriminatoren sind direkt mit einer *GPTP-Karte*[1] verbunden, die die Diskriminatorsignale in einem 32 Bit tiefen Register zwischenspeichert. Durch logische Verknüpfungen der Diskriminatorsignale auf der GPTP-Karte werden der zentralen Triggerlogik insgesamt acht Triggerbits zur Verfügung gestellt. Durch eine erneute logische Verknüpfung dieser Bits innerhalb der zentralen Triggerlogik sowie durch die eingestellten Diskriminatorschwellen des Triggermoduls, werden einzelne Triggerelemente für die erste Triggerstufe L1 definiert. Für jedes Modul sind so auf L1 drei Energieschwellen und ein Veto gegen Ein-Dioden Ereignisse vorhanden. Eine genaue Beschreibung von den Triggerelementen der VLQ-Kalorimeter findet sich in Abschnitt 3.2.8. Eine detailliertere Beschreibung des VLQ-Kalorimeters und seiner Ausleseelektronik wird in [44] gegeben.

[1] **G**eneral **P**urpose **T**rigger **P**ipeline

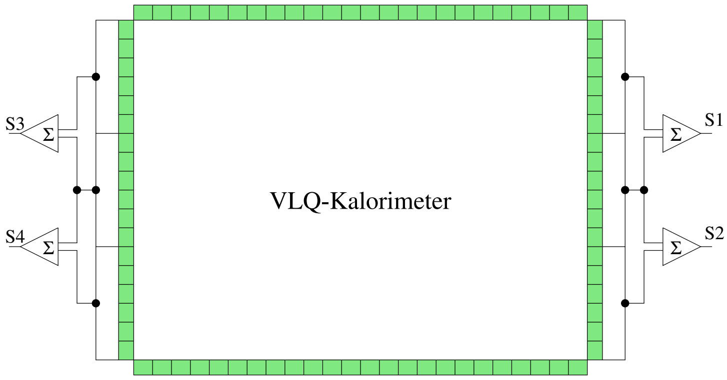


Abbildung 4.6: *Summierungsschema der Triggerkanäle bei den VLQ-Kalorimetern. Dargestellt ist die Schaltung der Kanäle, mit denen die vier Triggerkanäle S1 bis S4 eines jeden Moduls gebildet werden.*

4.1.2 Ergebnisse aus dem Teststrahl

Vor dem Einbau des VLQ-Detektors im Mai 1998 wurden die Kalorimetermodule in einem Teststrahl von DESY mit Elektronen und Positronen einer einstellbaren Energie von $1 - 6\,\mathrm{GeV}$ getestet. Ziel dieser Tests ist die Bestimmung der Energieauflösung, der Linearität und des Randverhaltens der Kalorimeter. Die Kalorimeter des VLQ-Detektors registrieren einen elektromagnetischen Schauer nur in den aktiven Szintillatorregionen. Das aktive Material stellt durch die Schichtstruktur nur einen Bruchteil der Weglänge der Teilchen durch das Kalorimeter dar. Deshalb wird diese Bauart auch als *Samplingkalorimeter* bezeichnet. Ein Samplingkalorimeter vermißt die Spurlänge der geladenen Schauerteilchen im aktiven Medium und bestimmt so die Anzahl N der Teilchen im Schauer, die das aktive Medium durchqueren. Diese Anzahl fluktuiert gemäß der Poissonstatistik mit $\sqrt{N}$. Da N proportional zu der Energie E_0 des Primärteilchens ist, ergibt sich für die relative Energieauflösung ein Beitrag $\sigma(E)/E = P_1/\sqrt{E_0}$, der als *Samplingterm* bezeichnet wird.

Ein weiterer Beitrag zur Energieauflösung ergibt sich durch die Fluktuation der Anzahl von Schauerteilchen, die bei einem endlich ausgedehnten Kalorimeter austreten. Das Austreten von Schauerteilchen bedeutet einen Energieverlust, der von einem zum nächsten Ereignis variieren kann. Diese Fluktuation aufgrund von Energieverlusten wachsen linear mit der Energie an, weshalb sich für die relative Energieauflösung ein konstanter Term $\sigma(E)/E = P_2$ ergibt.

Die Konstanten P_1 und P_2 können durch eine Anpassung an die gemessene Energieauflösung bei Variation der Primärenergie der Teststrahlelektronen bestimmt werden. Die relative Energieauflösung der Kalorimeter ergibt sich dann durch quadratische Addition von dem Samplingterm und dem konstantem Term. Die relative Energieauflösung aus der Addition des Samplingterms und des konstanten Terms beträgt [44]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{(19 \pm 6)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}}\right)^2 + ((6.4 \pm 3)\%)^2}$$

Die Beeinflussung der relativen Energieauflösung durch das elektronische Rauschen der Auslesekette der Kalorimeter von $234 \pm 9\,\mathrm{MeV}/E$ ist vernachlässigbar klein. Des weiteren wurde die Linearität des Ansprechverhaltens der Module untersucht. Dazu wurde die gemessene Energie der Module mit der durch Voreinstellung bekannten Primärenergie des Strahlleptons verglichen. Die Abweichungen betragen weniger als 1% vom idealen linearen Verhalten eines Kalorimeters.

Ein weiterer Punkt, der mit Hilfe von Teststrahlmessungen untersucht werden kann, ist die Energierekonstruktion am Kalorimeterrand. Hierfür wurde ein sogenanntes *Silizium-Teleskop* eingesetzt, das aus Silizium-Streifendetektoren besteht, die abwechselnd horizontal und vertikal orientiert sind. Mit Hilfe dieses Teleskops konnte der Auftreffpunkt der Teststrahlelektronen auf die Kalorimeteroberfläche mit einer Genauigkeit von ca. $20\,\mu$m bestimmt werden. Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchung für eine Energie der Teststrahlelektronen von $4\,$GeV. Die Elektronen trafen das Kalorimeter in der y Richtung zentriert, während die x-Position des Kalorimeters unter Verwendung eines Fahrtisches variiert wurde. Als Folge der Tatsache, daß der Schauer am Rand des Kalorimeters nicht mehr vollständig im aktiven Volumen des Kalorimeters enthalten ist, verringert sich hier die nachgewiesene Energie gegenüber der Primärenergie der Teststrahlelektronen. Der Einfluß dieser *Leckverluste* läßt sich ab einem Abstand von $\leq 15\,$mm zum Kalorimeterrand beobachten. Solche Randeffekte müssen später durch die Kalibration des Kalorimeters im Experiment korrigiert werden. Gleichzeitig mit dem Auftreten von Leckverlusten nimmt die Energieauflösung aufgrund statistischer Fluktuation der Anzahl der aus dem Kalorimeter austretenden Schauerteilchen ab. Dieser Effekt ist nicht korrigierbar. In den Daten des Analyseteils dieser Arbeit wird daher auf den Abstand des rekonstruierten Auftreffpunkts eines gestreuten Elektrons zum Kalorimeterrand geschnitten. Ereignisse, bei denen der Auftreffpunkt einen Abstand $< 7\,$mm zum Kalorimeterrand besitzt, bleiben unberücksichtigt.

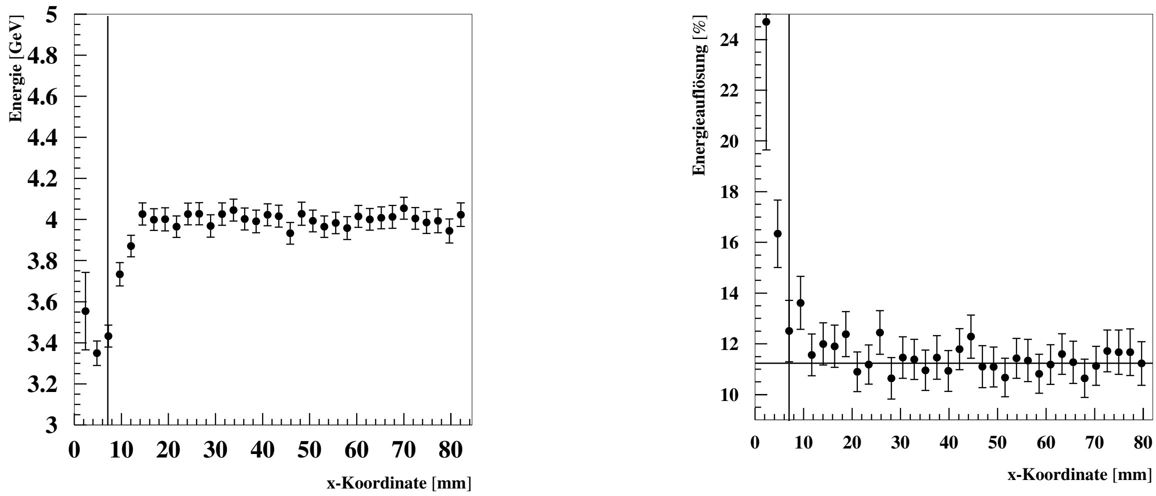


Abbildung 4.7: *Die Energieskala und Auflösung am Rand des VLQ-Kalorimeters bei einer Energie der Teststrahlelektronen von* $4\,$*GeV[44]. Die vertikale Line in den Abbildungen zeigt den Schnitt bei* $7\,$*mm, der auf die Daten des Analyseteils angewendet wird. Links: Gemessene Elektronenenergie im VLQ-Kalorimeter als Funktion der* x*-Koordinate. In* y*-Richtung treffen die Elektronen zentral auf das Kalorimeter. Rechts: Energieauflösung des VLQ-Kalorimeters als Funktion der* x*-Koordinate.*

4.1.3 Die Simulation des VLQ-Kalorimeters

Der VLQ-Detektor wird innerhalb der GEANT-basierten Simulation des H1-Detektors *H1SIM* beschrieben (vergleiche Abschnitt 2.5). Dabei wird der zur Energiemessung benutzte Bereich der VLQ-Kalorimeter durch eine Abfolge von Volumen simuliert, denen die Materialkonstanten von Wolfram und von Plastikszintillatoren zugeordnet sind. Die Abmessungen dieser Volumina sind den Sollwerten der Kalorimeter entnommen. Das Rauschen der Auslesekanäle und Dämpfungseffekte bei der Lichtausbreitung innerhalb der Szintillatoren werden auf der Basis von Teststrahlergebnissen berücksichtigt [45]. Ein-Dioden Ereignisse werden nicht durch die Simulation erfaßt.

Als Ergebnis der Ortskalibration der VLQ-Kalorimeter mit QED-Compton Ereignissen wurde eine Asymmetrie der Anordnung der Module bezüglich der nominellen z-Achse von H1 festgestellt (siehe Abschnitt 4.1.6). Das obere Modul befindet sich im Gegensatz zu dem unteren ca. $1.4\,\mathrm{cm}$ näher am Strahl, was auf eine eine Absenkung des Kompensationsmagneten gegenüber dem H1-Detektor zurückzuführen ist, an dem der VLQ-Detektor befestigt ist. Diese Asymmetrie der Detektoranordnung muß in der Simulation berücksichtigt werden. Ein gebogenes Strahlrohr, wie es H1 besitzt, in GEANT zu simulieren ist sehr aufwendig. Eine Absenkung des gesamten Strahlrohres kann nicht simuliert werden, da sich in der Gesamtparametrisierung des H1-Detektors Volumenanteile des SpaCals und des Strahlrohres durchdringen würden. Volumenanteilen, die sich durchdringen, kann man keine unterschiedlichen Materialkonstanten zuweisen. Daher ist in der GEANT-Simulationsumgebung eine Durchdringung verschiedener Materialien nicht definierbar. Um den Ergebnissen der Ortskalibration des Kalorimeters Rechnung zu tragen, wurde daher nur der verjüngte Strahlrohrabschnitt bei dem VLQ-Detektor um $0.73\,\mathrm{cm}$ in der Simulation abgesenkt. Eine Darstellung des VLQ-Detektors innerhalb der GEANT-Simulationsumgebung findet sich in Abbildung 4.8.

4.1.4 Energie- und Ortsrekonstruktion beim VLQ-Kalorimeter

Die Ereignisrekonstruktion VLSCAL und VCLUST der VLQ-Kalorimeter basiert auf den Energien aller 2×84 Auslesekanäle, die um den *Pedestal-Wert* des jeweiligen Kanals korrigiert wurden [46]. Der Pedestal-Wert eines Auslesekanals ist das mittlere Rauschen des Kanals. Die korrigierten Energien der 84 Auslesekanäle eines jeden Moduls werden nach den Projektionen geordnet, den die Wellenlängenschieber der Auslesekanäle in ihrer geometrischen Lage innerhalb der Module entsprechen. Die zu Projektionen zusammengefaßten Kanalenergien werden zunächst einem Schnitt auf die Kanalaktivität unterworfen. Übertrifft die Energie von mindesten einem Kanal eines Moduls sein mittleres Rauschen um den dreifachen Wert, so wird das Ereignis rekonstruiert, andernfalls wird das Ereignis ignoriert. Das mittlere Rauschen eines Auslesekanals der VLQ-Kalorimeter beträgt im Mittel $\approx 35\,\mathrm{MeV}$. Ist im Ereignis die Aktivität groß genug, werden die Kanalenergien nach Ein-Dioden Signalen untersucht und diese entfernt. Ein-Dioden Signale treten in $\approx 60\,\%$ aller Ereignisse auf, in denen es zu der Rekonstruktion einer Energiedeposition kommt. Anschließend beginnt die eigentliche Rekonstruktion der elektromagnetischen Schauer. Elektromagnetische Schauer besitzen ein laterales Energieprofil deren Abfall in den Außenbereichen durch zwei Exponentialfunktionen beschrieben werden kann. Die Kanalenergien der Projektionen werden nach räumlich zusammenhängende Energiedepositionen untersucht. Die Energien, die innerhalb eines energieabhängigen statischen Summierungsradius liegen, werden einem Schauer für zugehörig befunden und zu *Clustern* zusammengefaßt. Das Ereignis wird je nach Art und Anzahl der gefundenen Ein-Dioden Signale und Cluster klassifiziert. Daraufhin werden die Cluster der Einzelprojektionen eines Kalorimetermoduls in allen möglichen Kombinationen einander zugeordnet. Anschließend werden Schwerpunkt, Radius und Energiesumme der so aus den Clustern der Einzelprojektionen gewonnenen Energie-Cluster berech-

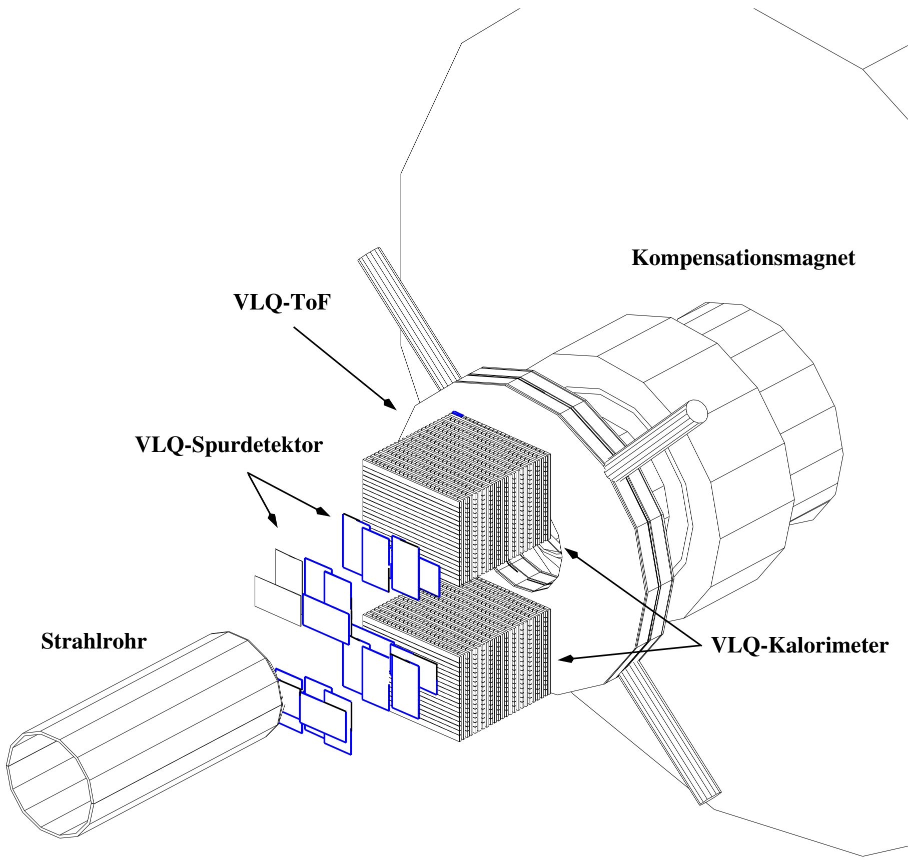


Abbildung 4.8: *Dreidimensionale Ansicht des VLQ-Detektors in der GEANT-Simulation. Aus Übersichtsgründen wurden Gehäuseteile und Strahlrohrabschnitte ausgeblendet.*

net. Der doppelt exponentielle Energieabfall der lateralen Schauerprofile wird bei der Berechnung der Schwerpunktskoordinaten durch eine logarithmische Wichtung der Kanalenergien berücksichtigt. Ist x_i die mittlere Position der Wellenlängenschieber i, deren Signale in einem Cluster zusammengefaßt wurden, so ist die Schwerpunktskoordinate x_{CoG} des Clusters für eine Projektion gegeben durch:

$$x_{CoG} = \frac{\sum w_i \, x_i}{\sum w_i}.$$

Die Gewichte w_i für die Wellenlängenschieber werden als logarithmische Funktion der Energie angesetzt:

$$w_i = \begin{cases} w_0 + \ln\left(\frac{E_i}{\sum E_i}\right) & \text{für} \left(\frac{E_i}{\sum E_i}\right) > e^{-w_0} \\ 0 & \text{für} \left(\frac{E_i}{\sum E_i}\right) \leq e^{-w_0} \end{cases}$$

Die Konstante w_0 ist frei wählbar und wirkt wie ein Schnitt zur Rauschunterdrückung bei der Berechnung von x_{CoG}. Die Konstante w_0 muß vorsichtig angepaßt werden. Für sehr kleine Werte von w_0

werden nur die hochenergetischen Kanäle in der gewichteten Energiesumme berücksichtigt, was zu einer großen systematischen Abweichung zwischen dem tatsächlichen und dem rekonstruierten Auftreffort des schauernden Teilchens führt. Bei zu großen Werten für w_0 werden auch Kanalenergien der entfernteren Ausläufer der Energieprojektionen aufsummiert. Diese beinhalten aber kein eigentliches Signal mehr sondern nur noch Rauschsignale, wodurch die Ortsauflösung reduziert wird. Als ein guter Wert hat es sich bewährt $w_0 = 3$ zu setzen [47].

Die Koordinaten des rekonstruierten Energie-Clusters werden nun aus den Schwerpunktsmittelwerten der einander zugeordneten Cluster von den beiden horizontalen und vertikalen Projektionen berechnet. Als z-Koordinate der Energie-Cluster wird die Mitte des Kalorimeters bei $z = -308$ cm genommen. Die rekonstruierte Gesamtenergie berechnet sich aus der Summe $E_{cl} = \sum E_i$ der Einzelenergien E_i der Projektions-Cluster. Der Radius des Energie-Clusters ergibt sich dann als die energiegewichtete Abstandsbetragssumme aus den Schwerpunktskoordinaten des Clusters und den Positionen der Wellenlängenschieber:

$$R_{cl} \;=\; \frac{1}{E_{cl}} \sum E_i \, |x_i - x_{CoG}| \; .$$

Abschließend werden die Ereignisklassifizierung, die Gesamtenergie und die Koordinaten der Energie-Cluster sowie der Radius der Energie-Cluster gespeichert. Außerdem werden die Kanalnummern der Auslesekanäle, deren Signale zu Energie-Clustern beigetragen haben sowie die Kanalenergien auf denen die Rekonstruktion der Energie-Cluster beruhte, abgespeichert.

Abbildung 4.9 zeigt die Ortsauflösung der VLQ-Kalorimeter bei Energien des gestreuten Strahlelektrons von $E_e > 10$ GeV für Ereignisse, die zur Energiekalibration der Kalorimeter verwendet wurden (vergleiche Abbildung 4.10). Dargestellt ist die Größe $\Delta R = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$, wobei Δx und Δy die Differenzen zwischen der Spurvorhersage durch die Silizium-Detektoren und dem durch die Kalorimeter rekonstruierten Einschlagspunkt des Strahlelektrons in der (x, y)-Ebene sind. Um die Auflösung zu bestimmen, wurde an die asymmetrische Verteilung der Größe ΔR im Bereich von $\Delta R = 0 - 1.5$ cm ein Polynom dritten Grades angepaßt, das eine gute Beschreibung der Daten bietet. Anschließend wurde das Maximum des Polynoms bestimmt und als die Ortsauflösung des Kalorimeters angesehen. Dabei kann die sehr viel höhere Ortsauflösung des Spurdetektors vernachlässigt werden. Die Anpassungen liefern für beide Kalorimetermodule eine Auflösung von 0.6 mm für Daten und Simulation der VLQ-Kalorimeter.

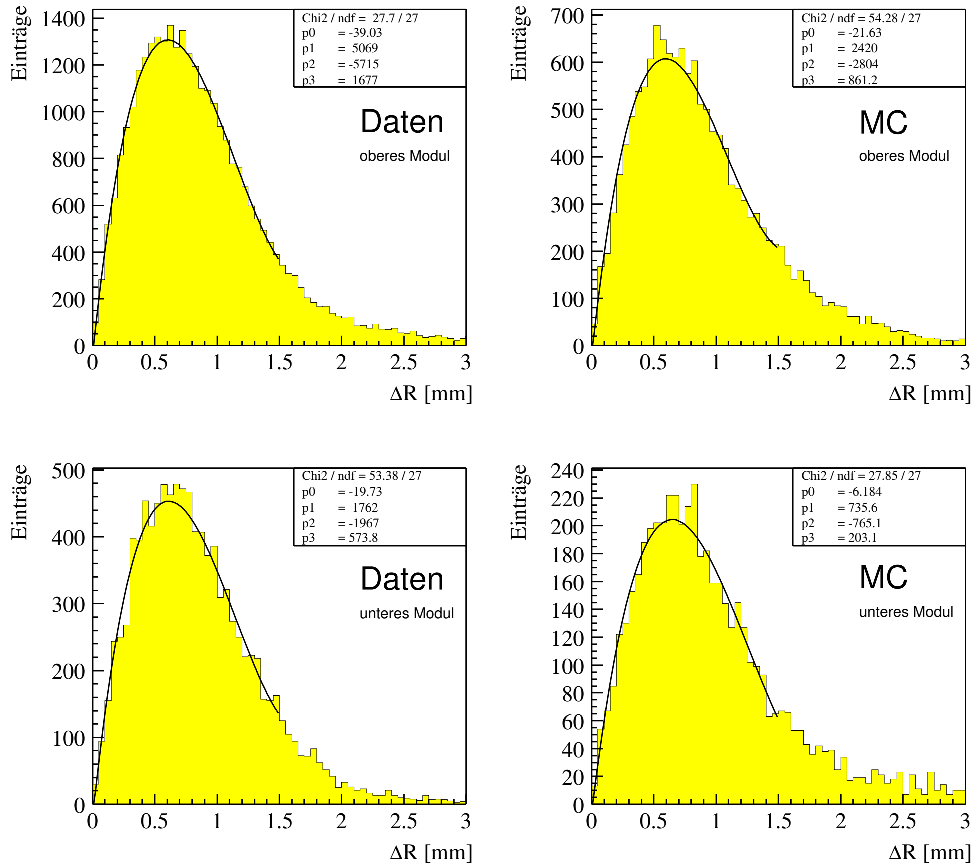


Abbildung 4.9: *Die Ortsauflösung der VLQ-Kalorimeter. Oben: Auflösung des Kalorimeters vom oberen VLQ-Modul in Daten und Simulation. Unten: Kalorimeterauflösung vom unteren VLQ-Modul in Daten und Simulation. Die Auflösung beider Kalorimetermodule beträgt sowohl in den Daten, als auch in der Simulation generell* 0.6 *mm für Energien des Strahlelektrons von* $E_e > 10$ *GeV.*

4.1.5 Energiekalibration

Die Berechnung von kinematischen Variablen mit der im VLQ-Detektor rekonstruierten Energie ist sensitiv auf die Kalibration der VLQ-Kalorimeter. Verhalten sich die Kalorimeter zum Beispiel aufgrund von Lichtdämpfung der Szintillatoren und Leckeffekten nicht uniform über ihre Detektorfläche oder ist die absolute Energieskala unbekannt, so kann die Ereigniskinematik nicht korrekt bestimmt werden.

Die Kalibration der VLQ-Kalorimeter besteht im Wesentlichen aus zwei Schritten:

- ▷ Relative Kalibration der Auslesekanäle.
- ▷ Kalibration der absoluten Energieskala.

Der erste Schritt gewährleistet eine uniforme Detektorantwort über die gesamte sensitive Fläche des Kalorimeters. Dieser Kalibrationsschritt gleicht ortsabhängige Abweichungen der rekonstruierten Energie aus. Diese entstehen aufgrund von Lichtdämpfung innerhalb der Szintillatoren, Leckeffekten

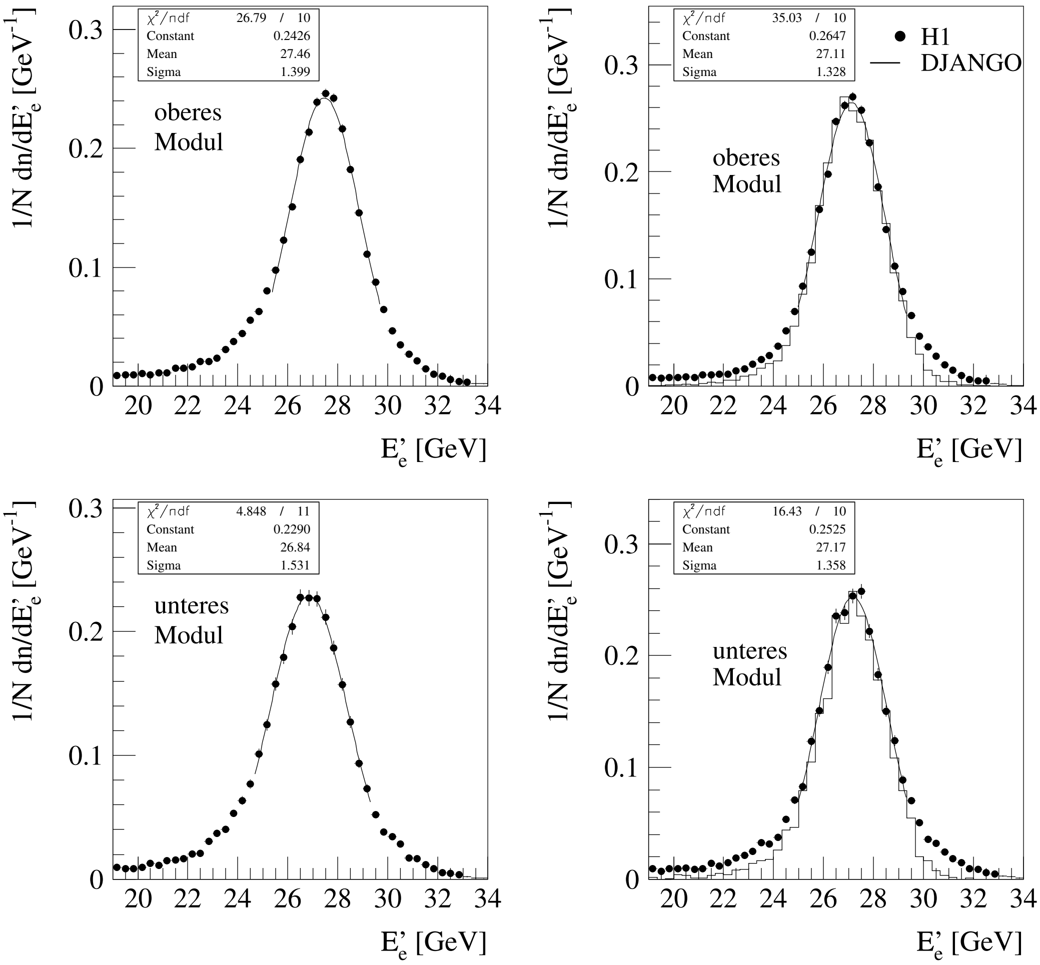


Abbildung 4.10: *Energiespektrum der Ereignisse im kinematischen Maximum, die zur Kalibration der Kalorimeter verwendet wurden für das obere Modul (oben) und das untere Module (unten), sowohl vor (links) als auch nach der Kalibration (rechts) mit der Simulation im Vergleich [47].*

am Kalorimeterrand und Variationen in der Kanalempfindlichkeit durch Fertigungstoleranzen beim Aufbau der Kalorimeter. Der zweite Kalibrationsschritt ermöglicht eine Angleichung der Kalorimeterantwort an die tatsächliche Energie der nachgewiesenen Teilchen. Beide Schritte werden sowohl mit Daten als auch mit simulierten Ereignissen durchgeführt.

Zur Durchführung der gesamten Kalibration werden Ereignisse des sogenannten *kinematischen Maximums* gewählt. Bei diesen Ereignissen ist der Energieübertrag des Strahlelektrons auf das Proton sehr gering, weshalb das gestreute Strahlelektron noch annähernd seine ursprüngliche Energie von 27.55 GeV besitzt. Die Selektion von Ereignissen im kinematischen Maximum erfolgt durch folgende Schnitte:

- ▷ Der Energieübertrag y von dem gestreuten Elektron auf das Proton ist für Ereignisse im kinematischen Maximum sehr gering. Es werden daher nur Ereignisse für die Kalibration verwendet, für die der aus dem hadronischen Endzustand rekonstruierte Energieübertrag $y_{JB} < 0.05$ ist.
- ▷ Es wurde genau ein Energie-Cluster mit einer Energie von $22\,\mathrm{GeV} < E_e < 33\,\mathrm{GeV}$ in den

VLQ-Kalorimetern rekonstruiert.

▷ In dem Kalorimeter, in dem der Energie-Cluster rekonstruiert wurde, wurden keine Ein-Dioden Signale identifiziert.

▷ Es existiert ein von den VLQ-Spurdetektoren rekonstruierter z-Vertex zu dem Ereignis mit $|z_{vtx,VLQ}| < 35\,\mathrm{cm}$.

▷ Wenn von den Spurkammern des H1-Detektors ein z-Vertex rekonstruiert wurde, dann gilt für ihn ebenfalls $|z_{vtx}| < 35\,\mathrm{cm}$

▷ Um Untergrund durch Bremsstrahlungsprozesse zu vermeiden, gilt für die im Photon- und den Elektronen-Taggern rekonstruierte Energie jeweils $E_{tag} < 2\,\mathrm{GeV}$.

▷ Das VLQ-ToF System hat den Ereigniszeitpunkt verifiziert.

Nach dieser Selektion liegen für die Kalibrationsschritte beider VLQ-Kalorimeter etwa 70000 Ereignisse aus der ersten Datennahmeperiode des Jahres 1999 vor.

Zunächst erfolgt die relative Kalibration der sensitiven Kalorimeterfläche. Aus Gründen ausreichender Statistik für die Uniformitätskalibration und weil das SpaCal-Insert einen großen Teil der VLQ-Kalorimeter abschattet, kann der Uniformitätsabgleich nicht für jeden Wellenlängenschieber einzeln erfolgen. Statt dessen wird die zum Nachweis von Ereignissen benutzbare Kalorimeterfläche in 104

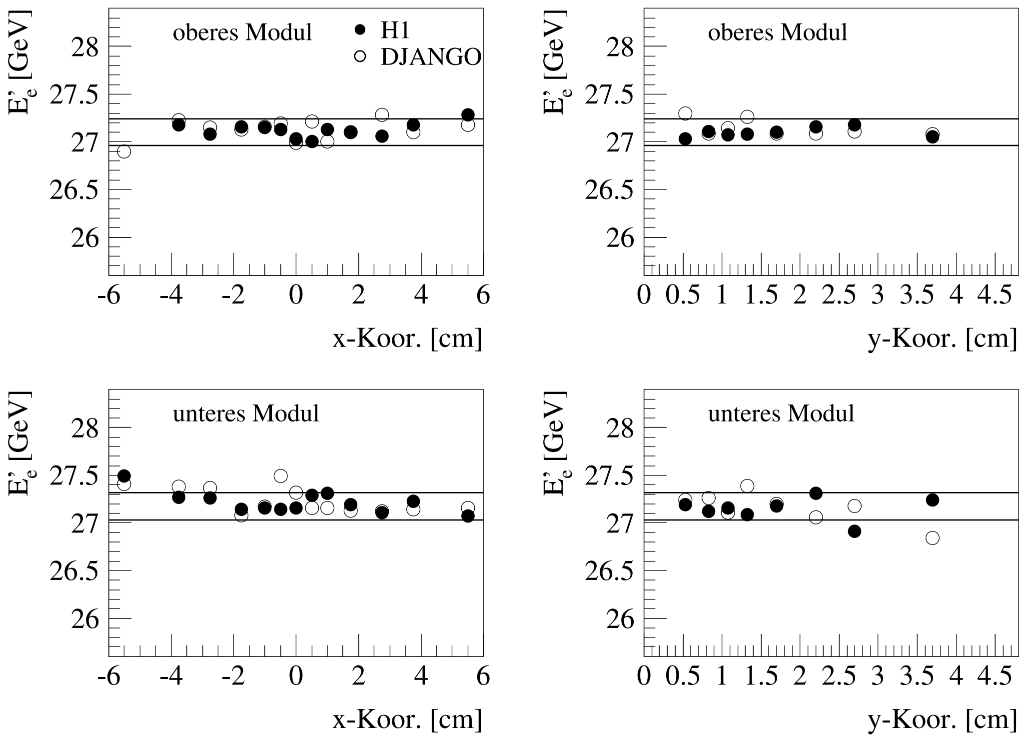


Abbildung 4.11: *Darstellung der Uniformität der Kalibration als Funktion des Ortes. Die Linien zeigen eine Abweichung der rekonstruierten Energie vom Mittelwert der zur Kalibration verwendeten Ereignisse um* $\pm 0.5\,\%$ *[47].*

rechteckige Segmente unterschiedlicher Größe unterteilt. Da der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse im kinematischen Maximum für kleinere Streuwinkel zunimmt, erlaubt die höhere Statistik eine feinere Segmentierung der Kalorimeterfläche in der Nähe des Strahlrohres. Der Uniformitätsabgleich der Kalorimeter wird nun dadurch erreicht, daß der Mittelwert der Energieverteilungen für die einzelnen Segmente angeglichen wird.

Im zweiten Schritt wird die absolute Energieskala bestimmt. Zu diesem Zweck wird die Selektion von Ereignissen im kinematischen Maximum unter Verwendung von simulierten ep-Wechselwirkungen wiederholt. Die absolute Energieskala für die Daten wird durch eine Anpassung ihres Energiespektrums an die simulierten Ereignisse gewonnen. Dabei werden die Mittelwerte der an die Energiespektren angepaßten Gaußverteilungen in Übereinstimmung gebracht.

Die Abbildungen 4.10, 4.11 und 4.12 zeigen die Ergebnisse der Kalibration. Die Simulation beruht auf Ereignissen, die mit Hilfe des Monte-Carlo Generators DJANGO generiert wurden. Abbildung 4.10 zeigt das Energiespektrum der Ereignisse im kinematischen Maximums, die zur Kalibration der Kalorimeter verwendet wurden. Aus der Breite der Energieverteilung läßt sich der konstante Term der Kalorimeter zu durchschnittlich $4\,\%$ berechnen. Abbildung 4.11 zeigt die Uniformität der Kalibration, d. h. die Schwankungen der rekonstruierten Energie vom energetischen Mittelwert aller Ereignisse als Funktion des Ortes. Die Größe der Schwankungen wird mit $0.5\,\%$ abgeschätzt und später als statistischer Fehler der Energierekonstruktion verwendet werden. Um den Fehler der absoluten Energieskala abzuschätzen, wird die absolute Energieskala der Daten variiert und mit der Simulation verglichen. Abbildung 4.12 zeigt die Ergebnisse der Variation. Aus ihnen wird der Fehler der absoluten Energieskala in den Daten zu $0.8\,\%$ abgeschätzt, der als systematischer Fehler der Energierekonstruktion verwendet wird.

4.1.6 Die Ortskalibration des VLQ-Kalorimeters

Die Ortskalibration der VLQ-Kalorimetermodule wurde mit Hilfe eines Datensatzes mit *QED-Compton Ereignissen* durchgeführt [48]. Bei dem QED-Compton Ereignissen handelt es sich um Bremsstrahlungsereignisse $ep \longrightarrow ep\gamma$. Wie bei den Bethe-Heitler Bremsstrahlungsprozessen, die für die Luminositätsmessung verwendet werden, gilt für den mit dem Proton ausgetauschten Viererimpulsquadrat $Q^2 \longrightarrow 0$. Bei dem QED-Compton Prozeß interpretiert man daher das Proton als eine Quelle quasireeller Photonen, die an dem einlaufenden Elektron gestreut werden. Im Unterschied zu Bethe-Heitler Prozessen zeichnen sich QED-Compton Ereignisse durch ein höheres ausgetauschtes Viererimpulsquadrat aus. Dadurch treten die Elektronen und Photonen von QED-Compton Prozessen unter kleineren Polarwinkeln im H1-Koordinatensystem auf, als das bei den Bethe-Heitler Ereignissen der Fall ist. Dadurch können die Elektronen und Photonen von QED-Compton Ereignissen im Polarwinkelbereich $\theta \approx 180°$ des VLQ-Detektors nachgewiesen werden.

Den weitaus größten Beitrag zu allen QED-Compton Ereignissen leistet der elastische Prozeß, bei dem das Proton erhalten bleibt. Da bei einem elastischen Prozeß das Elektron keine Energie mit dem Proton austauscht, ist die Summe der Energien vom gestreuten Elektron und dem abgestrahlten Photon identisch mit der Strahlenergie E_0 des einlaufenden Elektrons $E_0 = E_e + E_\gamma$. Kommt es zum Auftreten von sogenannter ***I**nitial **S**tate **R**adiation*, also zu der Abstrahlung eines zusätzlichen kollinearen Photons vom einlaufenden Elektron, so verschiebt sich die Energiesumme zu kleineren Werten. Das Proton und das $e\gamma$-System erhalten bei der elastischen QED-Compton Streuung jeweils nur sehr geringe Transversalimpulse. Das Proton verbleibt daher innerhalb des Strahlrohres und das $e\gamma$-System ist im Transversalimpuls $\boldsymbol{p}_t$ balanciert, d. h. es gilt $\boldsymbol{p}_{t,e} = -\boldsymbol{p}_{t,\gamma}$. Ist ein QED-Compton Ereignis in $\boldsymbol{p}_t$ balanciert, dann verhalten sich Elektron und Photon koplanar zueinander und für die

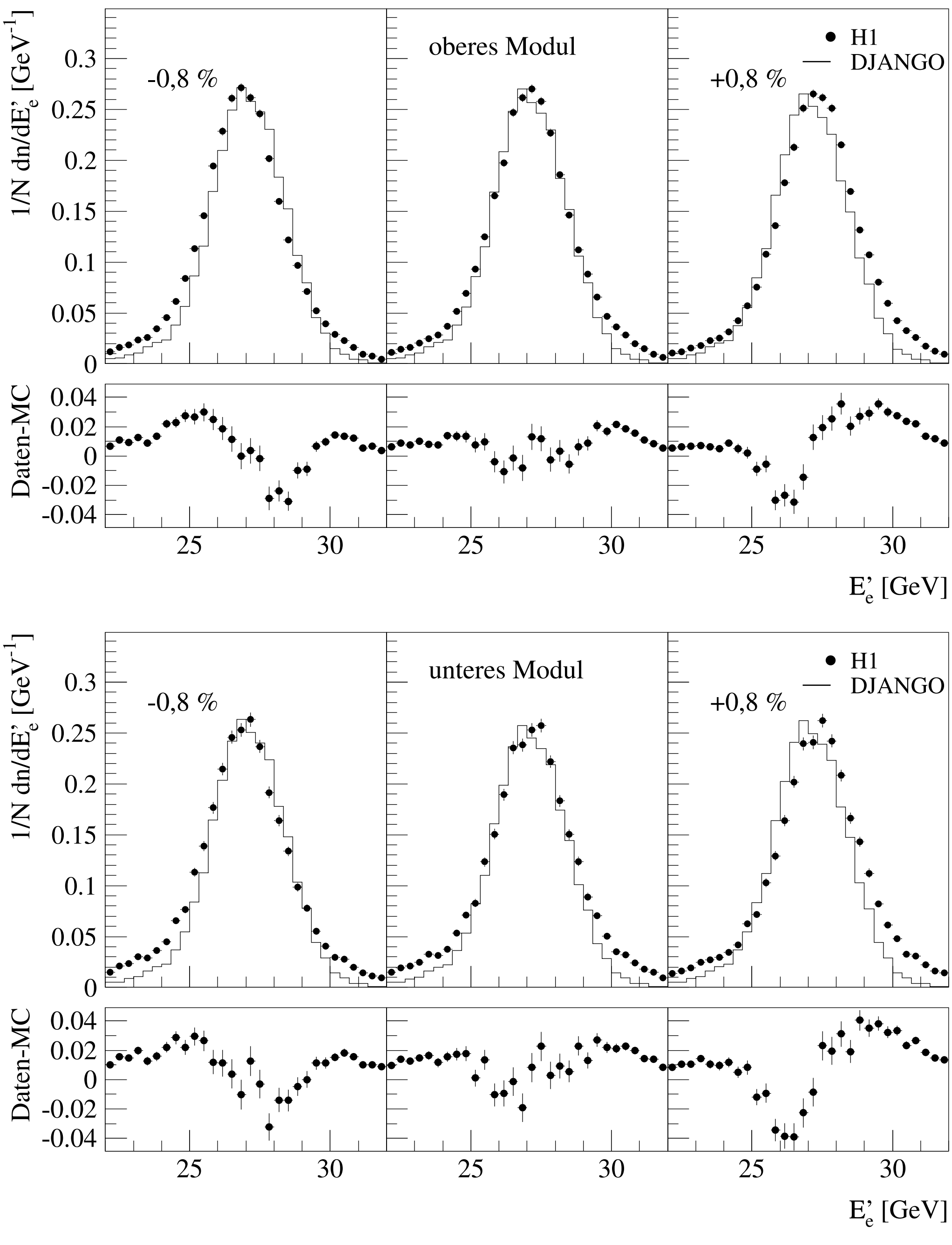


Abbildung 4.12: *Die Variation der Kalibrierung um* $\pm 0.8\,\%$ *jeweils für das obere Modul (oben) und das untere Modul (unten). Die oberen Verteilungen zeigen die simulierten Ereignisse mit den kalibrierten Daten. Die unteren Abbildungen stellen die Differenzen zwischen den beiden Verteilungen dar [47].*

Differenz des Azimutalwinkels des $e\gamma$-Systems, welche auch als *Akoplanarität* bezeichnet wird, gilt $\Delta\phi = |\phi_e - \phi_\gamma| = 180^\circ$.

Werden das Elektron als auch das Photon eines elastischen QED-Compton Ereignisses in jeweils verschiedenen VLQ-Kalorimetermodulen nachgewiesen, so kann mit Hilfe einer großen Anzahl solcher Ereignisse die Position der Module bestimmt werden. Dazu wird die Akoplanarität der Ereignisse bei bekanntem Abstand der Module und unter Berücksichtigung der Lage und Neigung des Elektronenstrahls auf ihren Sollwert von $\Delta\phi = 180^\circ$ optimiert.

Zur Durchführung der Ortskalibration wurde ein Datensatz auf der Basis des Subtriggers `s47` erstellt. Dieser Subtrigger verlangt eine Koinzidenz von Signalen, die in beiden VLQ-Kalorimetermodulen das Triggerelement `VLQ_top_low` (siehe Abschnitt 3.2.8) auslösen und nicht als Ein-Dioden Ereignisse verworfen werden. Um Untergrund durch Ereignisse mit ISR oder Proton-Dissoziation zu verwerfen, wurde für die jeweilige Energie in den Photon- und e-Taggern und des hadronischen Endzustandes $E < 2\,\text{GeV}$ verlangt. Als ein Ergebnis der Ortskalibration mit QED-Compton Ereignissen wurde eine Asymmetrie der Anordnung der Module bezüglich der nominellen z-Achse von H1 festgestellt. Das obere Modul befindet sich im Gegensatz zu dem unteren ca. $1.4\,\text{cm}$ näher am Strahl. Ursache hierfür ist eine Absenkung von mechanischen Bestandteilen im Rückwärtsbereich des H1-Detektors und insbesondere des Kompensationsmagneten, an dem das VLQ-System befestigt ist. Eine genaue Darstellung der Ergebnisse zur Anordnung der VLQ-Kalorimeter in bezug zu Strahl und Strahlrohr findet sich in Abbildung 4.13.

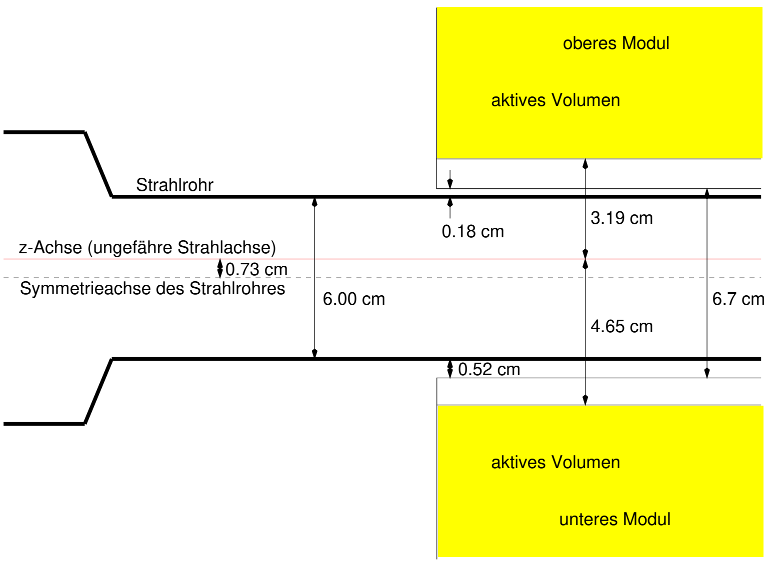


Abbildung 4.13: *Resultierende Anordnung von Strahl, Strahlrohr und den Modulen des VLQ-Kalorimeters nach der Ortskalibration mit QED-Compton Ereignissen. Der Fehler der Ortskalibration wird mit ± 0.07 cm angegeben [48]. Zu den Abständen der Module von der z-Achse müssen die Positionsangaben der Hubmechanik addiert werden, um die aktuelle Position des VLQ-Systems zu erhalten.*

4.2 Der VLQ-Spurdetektor

Dieser Abschnitt behandelt den Aufbau und die Ereignisrekonstruktion des VLQ-Spurdetektors. Der Abschnitt beginnt mit einer Motivation für den Aufbau eines Spursystems im Rahmen des VLQ-Projekts. Anschließend werden die Grundlagen von Halbleitern und Mikrostreifendetektoren vermittelt, die für den Aufbau des VLQ-Spurdetektors verwendet wurden. Der mechanische Aufbau und die Auslese werden dargestellt sowie die Simulation des Spursystems erläutert. Insbesondere wird auf die Spurrekonstruktion und das Verfahren zur Ortskalibration der Silizium-Detektoren des Spurdetektors eingegangen. Weiterhin werden das Auflösungvermögen und die Effizienz des Spursystems untersucht.

4.2.1 Motivation für den Bau des VLQ-Spurdetektors

Folgende Punkte motivierten den Aufbau eines Spurdetektors als Teil des VLQ-Gesamtsystems:

▷ Der VLQ-Spurdetektor verbessert die Vermessung des gestreuten Elektrons. Die Basisgrößen für die Berechnung der Ereigniskinematik sind die Energie und der Streuwinkel des Strahlelektrons. Unter alleiniger Verwendung der VLQ-Kalorimeter wird der Streuwinkel des Strahlelektrons durch den rekonstruierten Einschlagspunkt im Kalorimeter und dem durch die zentralen Spurkammern gemessenen Ereignisvertex festgelegt. Wird kein Primärvertex rekonstruiert, dann dominiert die Winkelauflösung die kinematische Auflösung, die durch den VLQ-Spurdetektor entscheidend verbessert werden kann. Der Streuwinkel eines im VLQ-Detektor nachgewiesenen Elektrons ist zu klein, um in den zentralen Spurkammern eine Spur zu hinterlassen. Der Ereignisvertex wird aus den Spuren des hadronischen Endzustandes mit einer longitudinalen Vertexauflösung von typischerweise $\sigma(z_{vtx}) = 0.14\,\mathrm{cm}$ rekonstruiert. Die transversale Vertexauflösung ist durch die Strahlabmessungen von $\sigma(x_{vtx}) = 155\,\mu\mathrm{m}$ und $\sigma(y_{vtx}) = 31\,\mu\mathrm{m}$ gegeben. Wenn kein Teilchen des Endzustandes eine rekonstruierbare Spur in den Kammern hinterläßt, steht nur der Mittelwert der Vertices des gleichen Runs, der sogenannte *Runvertex* zur Verfügung. Dann verschlechtert sich die longitudinale Vertexauflösung auf $\sigma(z_{vtx}) = 10.5\,\mathrm{cm}$. Ist ein Primärvertex durch die Spurkammern rekonstruiert worden, so wird die Auflösung der kinematischen Variablen durch die Energieauflösung des Kalorimeters dominiert. Die Informationen des Spurdetektors sind dann zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik von untergeordneter Bedeutung. Die rekonstruierten Spuren dienen dann vornehmlich zur Unterdrückung von Untergrund und systematischen Effekten der z-Vertex Rekonstruktion der Spurkammern.

▷ Der VLQ-Spurdetektor verbessert die Kontrolle systematischer Effekte. Die Auftreffposition des gestreuten Elektrons, die von den VLQ-Kalorimetern rekonstruiert wird, geht direkt in die Winkelauflösung und indirekt in die Energierekonstruktion ein, in der ortsabhängige Effekte wie Leckeffekte korrigiert werden.

▷ Der VLQ-Spurdetektor kann zur Untergrundunterdrückung verwendet werden. Ereignisse, bei denen ein oder mehrere Teilchen des hadronischen Endzustandes in Richtung des VLQ-Detektors auftreten, können irrtümlich als Elektron rekonstruiert werden. Solche Teilchen sind zum Beispiel Photonen aus dem Zerfall von π^0-Mesonen. Aufgrund der $1/Q^4$-Abhängigkeit des ep-Wirkungsquerschnitts finden diese Ereignisse typischerweise bei kleinen Q^2-Werten statt und das gestreute Elektron verbleibt undetektiert im Strahlrohr. Außerdem können Photonen aus Ereignissen mit Abstrahlung eines Photons im Anfangs- oder Endzustand, ein Elektronensignal in den Kalorimetern vortäuschen. Der Untergrund aus diesen Ereignissen kann durch die Forderung nach einer durch den VLQ-Spurdetektor rekonstruierten Spur, die sich auf die Schauerposition in den Kalorimetern extrapolieren läßt, unterdrückt werden. Des weiteren kann durch einen Schnitt auf den rekonstruierten z-Vertex der Untergrund aus Wechselwirkungen des Elektronenstrahls mit Restgasmolekülen oder durch Strahlelektronen, die durch die Strahloptik abgelenkt wurden, reduziert werden.

4.2.2 Grundlagen von Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren finden in der Hochenergiephysik Anwendung, wenn eine hohe Ortsauflösung für den Nachweis von ionisierenden Teilchen gefordert wird. Als materielle Basis zum Aufbau dieses Detektortypes kommen zum Beispiel das Element Silizium der vierten Hauptgruppe zum Einsatz. Halbleiter sind kristalline Substanzen, die mit ihrer Leitfähigkeit zwischen denen von Isolatoren und Metallen liegen. Diese Eigenschaft läßt sich durch eine Betrachtung der Elektronen-Energieniveaus im Kristallgitter verstehen. Die Lösung der Schrödinger-Gleichung für Elektronen in einem periodischen Potential ergibt dicht beieinander liegende Energieniveaus, die als *Energiebänder* bezeichnet werden. Zwischen diesen Bändern liegen Bereiche ohne erlaubte Zustände. Isolatoren, Halbleiter und Metalle unterscheiden sich dabei in der Größe der Energielücke zwischen dem energetisch höchstem gefüllten Band, dem *Valenzband*, und dem energetisch niedrigsten unbesetztem Band, dem *Leitungsband*. Bei Isolatoren beträgt die Energielücke einige Elektronenvolt, wodurch die Energieniveaus des Valenzbandes vollständig gefüllt, die des Leitungsbandes hingegen unbesetzt sind. Es ist nicht möglich, dem Leitungsband durch Anlegen eines elektrischen Feldes Elektronen zuzuführen, die zum Ladungstransport dienen könnten. Bei Metallen hingegen ist das Leitungsband teilweise mit Elektronen gefüllt oder Valenz- und Leitungsband überlappen sich sogar. Dadurch können die Elektronen leicht Energie und Impuls aufnehmen und einen Ladungstransport ermöglichen. Bei reinen, sogenannten *intrinsischen* Halbleitern beträgt die Energielücke typischerweise 1 eV (Silizum: 1.12 eV). Bei einer Temperatur von 0 K befinden sich alle Elektronen im Valenzband und es findet kein Ladungstransport statt. Erhöht sich die Temperatur, so gelangen durch thermische Anregung Elektronen in das Leitungsband. Sie hinterlassen dabei unbesetzte Stellen im Valenzband, die als *Löcher* bezeichnet werden. Löcher können durch benachbarte Elektronen gefüllt werden. Sie wirken daher wie positive Einzelladungen und tragen zur elektrischen Leitung bei. Bei einem intrinsischen Halbleiter ist die Anzahl der Elektronen im Leitungsband und der Löcher im Valenzband gleich.

Durch die gezielte Verunreinigung eines Halbleiters mit Fremdatomen kann dieses Verhältnis drastisch verschoben werden. Dieser Vorgang heißt Dotierung. Das Dotieren eines Halbleiters mit Fremdatomen führt zu zusätzlichen Energieniveaus innerhalb der Bandlücke, was die Leitfähigkeit eines Halbleiters erhöht. Bei der Dotierung von Siliziumdetektoren werden Atome der dritten und fünften Hauptgruppe verwendet. Bei Zugabe von Elementen der fünften Hauptgruppe, wie zum Beispiel Phosphor, gehen vier der äußeren Valenzelektronen eine Atombindung mit dem Silizium ein, während das fünfte nur leicht an den Atomrumpf gebunden ist. Dies führt im Bändermodell zu Energieniveaus knapp unterhalb des Leitungsbandes. Diese Niveaus solcher auch Donatoren genannten Fremdatome, sind bei Zimmertemperatur vollständig ionisiert. Ihre Elektronen erhöhen die Anzahl der Elektronen im Leitungsband, die dann die *Majoritätsladungsträger* darstellen. Die Anzahl der positiven Löcher im Valenzband ist kleiner, sie bilden die *Minoritätsladungsträger*. Der Strom in einem mit Donatoren dotierten Halbleiter wird fast ausschließlich von den Elektronen getragen. In diesem Fall spricht man von einem n-Halbleiter. Analog führt eine Dotierung eines Halbleiters mit Elementen der dritten Hauptgruppe, wie zum Beispiel Bor, zu Energieniveaus dicht oberhalb des Valenzbandes.

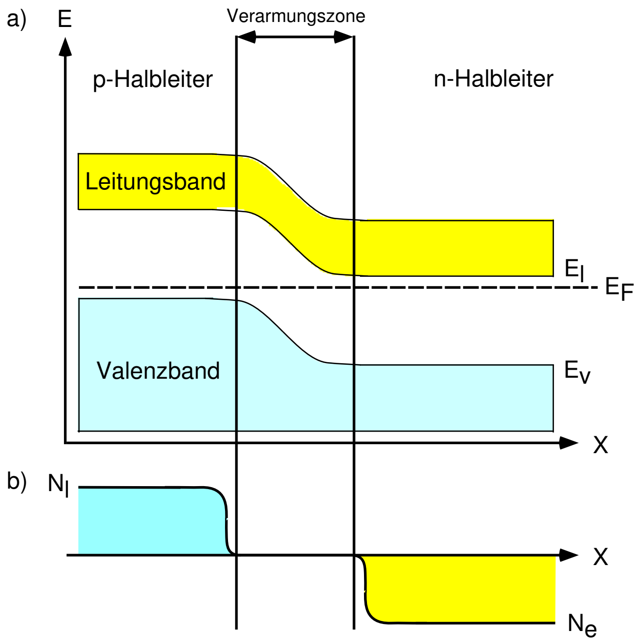


Abbildung 4.14: *Schematische Darstellung eines abrupten pn-Übergangs: a) Energiebänder des abrupten pn-Übergangs. Durch die Angleichung der Fermienergie kommt es zu einer Verbiegung des Valenz- und Leitungsbandes. b) Anzahl der Ladungsträger bei einem pn-Übergang. In einer Zone um die Grenzfläche der Halbleiter kommt es zu einer Verarmung von Ladungsträgern.*

Da diese leicht durch Elektronen aus dem Valenzband besetzt werden können, spricht man hier von Akzeptorniveaus. Der Einsatz von Akzeptoren als Fremdatome erhöht die Anzahl von Löchern im Valenzband, die in diesem Fall die Majoritätsladungsträger sind. Derartig mit Akzeptoren dotierte Halbleiter heißen p-Halbleiter. In Siliziumdetektoren betragen die Konzentrationen von Fremdatomen typischerweise etwa 10^{12} Atomen/cm^3. Das entspricht einem Verhältnis von einem Fremdatom pro $5 \cdot 10^{10}$ Siliziumatomen. Im Fall höherer Konzentration der Dotierung, zum Beispiel mit etwa 10^{17} Atomen/cm^3, bezeichnet man die Halbleiter auch als n$^+$- bzw. p$^+$-Halbleiter, um den Unterschied zu den durchschnittlichen Dotierungskonzentrationen kenntlich zu machen.

Bei Grenzflächen, an denen p-leitendes Halbleitermaterial in n-leitendes übergeht, spricht man von einem *pn-Übergang*. Im thermischen Gleichgewicht stimmen die Fermienergien beider Halbleiter eines pn-Übergangs überein. Als Folge dessen kommt es zu einer Verbiegung von Valenz- und Leitungsband an der Grenzfläche der Halbleiter (siehe auch Abbildung 4.14). Durch die unterschiedlichen Konzentration von Ladungsträgern auf beiden Seiten diffundieren Ladungen über den Übergang. Dabei diffundieren Elektronen von dem n- in das p-dotierte Gebiet und Löcher in die umgekehrte Richtung. Die in den Halbleitern zurückbleibenden ionisierten Atomrümpfe erzeugen ein der Diffusion entgegengerichtetes elektrisches Feld. Dieses führt zu einer Potentialdifferenz zwischen den Halbleitern, die als *Kontaktpotential* bezeichnet wird. Es stellt sich ein Gleichgewichtszustand ohne Nettostrom ein. Am pn-Übergang kommt es zur Ausbildung einer ladungsträgerfreien Zone, der sogenannten *Verarmungszone*.

Beim Anlegen einer Spannung an einen pn-Übergang unterscheidet man zwei Fälle. Ist die äußere

Spannung dem Kontaktpotential entgegengerichtet, so spricht man vom *Durchlaßfall*. Die Breite der Verarmungszone verringert sich und es können zunehmend freie Ladungsträger über den Übergang diffundieren. Der resultierende Strom steigt exponentiell mit der angelegten Spannung. Ist die äußere Spannung dem Kontaktpotential gleichgerichtet, so spricht man vom *Sperrfall*. Die Verarmungszone vergrößert sich und es fließt nur ein geringer Leckstrom durch thermisch angeregte Elektron-Loch Paare innerhalb der Verarmungszone.

Halbleiterdetektoren beruhen auf dem Prinzip eines in Sperrichtung betriebenen pn-Übergangs. Ionisierende Strahlung setzt in der Verarmungszone Elektron-Loch Paare frei, die durch das elektrische Feld der angelegten Spannung zu den Elektroden driften. Der dort nachgewiesene Signalpuls hebt sich deutlich vom Leckstrom des unbeeinflußten pn-Übergangs ab. Je größer die Verarmungszone ist, desto mehr Elektron-Loch Paare werden durch das ionisierende Teilchen freigesetzt und desto größer ist das nachgewiesene Signal. Um ein möglichst großes Signal zu bekommen, wird daher nach Möglichkeit das gesamte Detektorvolumen verarmt. Um dies mit Spannungen zu erreichen, die nicht zu einem Durchbruch der Ladungen am pn-Übergang führen, besteht fast das gesamte Volumen eines Silizium-Detektors aus niedrig dotiertem n-Silizium, die mit einer flachen, stark dotierten p^+-Region verbunden sind (vergleiche Abbildung 4.15). Dies verhindert eine vollständige Verarmung des p-Bereiches. Auf der n-Seite wird ebenfalls ein flacher und hochdotierter n^+-Bereich aufgetragen, der als ohmscher Kontakt dient und die Verarmungszone einschränkt. Durch diese Anordnung beschränkt sich die Verarmungszone fast ausschließlich auf den n-Bereich. Die verwendete Sperrspannung, für die eine annähernd vollständige Verarmung des n-Bereiches erreicht wird, die sogenannte *Verarmungsspannung*, liegt für Silizium-Detektoren typischerweise zwischen $30 - 60\,\mathrm{V}$.

4.2.3 Mikrostreifendetektoren

Mikrostreifendetektoren bestehen aus vielen parallelen streifenförmigen pn-Übergängen, die individuell ausgelesen werden können. In Abbildung 4.15 ist der Aufbau dieses Detektortyps schematisch dargestellt. Die pn-Übergänge werden durch p^+-dotierte Streifen mit einigen μm Breite realisiert, die in das n-dotierte Silizium implantiert sind. Um die Anzahl der Auslesekanäle zu reduzieren, wird oft nur jedes zweite Streifenimplantat metallisiert und ausgelesen. Ladung von nicht ausgelesenen Streifen verteilt sich dann kapazitiv auf die Nachbarstreifen. Dieses Prinzip verbessert die Ortsauflösung, ohne die Anzahl der ausgelesenen Streifen zu erhöhen.

Für die Auslese der Streifen werden integrierte Ausleseschaltkreise verwendet (siehe Abschnitt 4.2.5), die durch Ultraschall-Mikrodrahtverbindungen (*Bonden*) mit der Metallisierung der Auslesestreifen verbunden sind. Bei einem Detektor mit mehreren hundert Auslesestreifen weisen immer einige der Streifen erhöhte Leckströme auf. Des weiteren sind die Leckströme temperaturabhängig. Bei einem mit den Auslesestreifen ohmsch gekoppelten Vorverstärker führt dies zu Verschiebungen des Arbeitspunkts und zur Reduktion des linearen Bereichs der nachfolgenden Verstärkerelektronik. Erreicht die Verarmungszone den Detektorrand, so führt dies zu einem starken Anstieg des Leckstroms aufgrund von ungesättigten Kristallverbindungen an der Schnittkante der Halbleiter, die zu zusätzlichen Energieniveaus in der Bandlücke führen. Um dies zu verhindern, wird die aktive Detektorfläche durch Ringstrukturen, sogenannte *Guardringe* umschlossen, die im einfachsten Fall aus p^+-dotiertem Halbleitermaterial bestehen. Diese Strukturen werden gleichzeitig als integrierte Sperrwiderstände mit einigen $\mathrm{M}\Omega$ an Widerstandswert benutzt, um die erzeugten Ladungen, die sich auf den p^+-Streifenimplantaten ansammeln, mit Hilfe der Sperrspannungen abzuleiten (*Punchthrough Biasing*).

Für den Aufbau des VLQ-Spurdetektors wurden Silizium-Detektoren verwendet, die für den Einbau in den Vertexdetektor CST [49] hergestellt wurden. Die Detektoren bestehen aus n-dotiertem Substrat

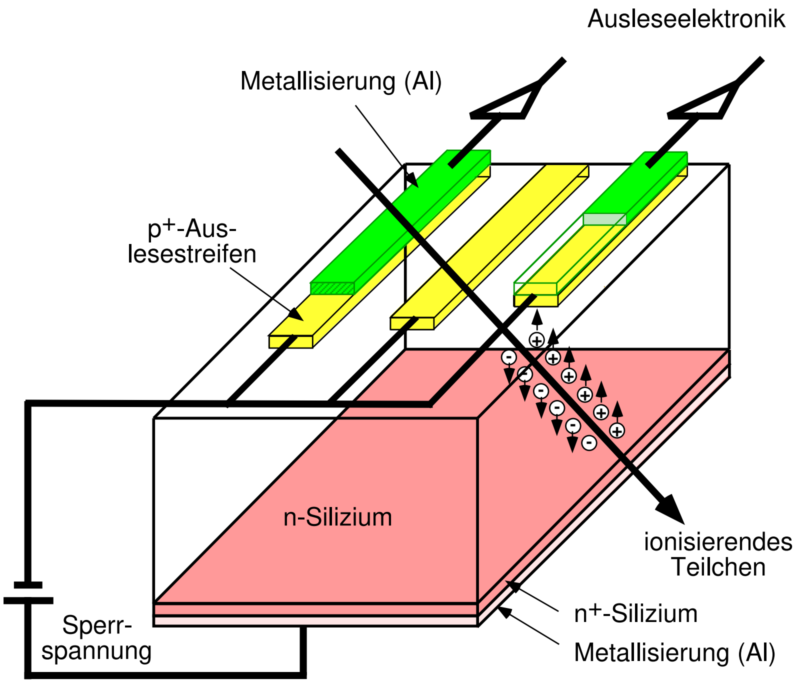


Abbildung 4.15: *Schematische Darstellung eines Silizium-Detektors bei dem jeder zweite Streifen eine Metallisierung besitzt und ausgelesen wird. Die Kopplungskapazitäten wurden in den Detektor integriert.*

Eigenschaft	Spezifikation
Abmessungen	34×59 mm
Rohmaterial	n-Silizium
Dicke	300 μm
Aktive Fläche	32×57.6 mm
Gesamtzahl der Streifen	1280
Anzahl der Auslesestreifen	640
Streifenbreite	12 μm
Streifenzwischenraum	13 μm
Abstand der Auslesestreifen	50 μm
Auslese	direkte Kopplung
Strahlungshärte	$>$ 100 krad

Tabelle 4.1: *Spezifikation der Silizium-Detektoren des VLQ-Spurdetektors aus [49].*

auf dessen Oberflächen beidseitig Auslesestreifen implantiert sind. Die senkrecht zueinander stehend angebrachten Streifen ermöglichen beim CST eine Vermessung der Teilchenbahn in zwei Projektionen. Im Rahmen des im VLQ-Projekt realisierten Spurdetektors wird nur die p-Seite der Detektoren ausgelesen. Die wichtigsten Parameter der Detektoren sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

4.2.4 Der mechanische Aufbau des VLQ-Spurdetektors

Der Spurdetektor eines VLQ-Moduls besteht aus insgesamt zehn Silizium-Detektoren, deren Auslesestreifen sowohl horizontal als auch vertikal bezüglich des H1-Koordinatensystems orientiert sind. Die Auslese eines Detektors erfolgt über einen sogenannten *Hybriden*, der die Ausleseelektronik auf sich vereint. Jeweils ein Detektor ist zusammen mit seinem Hybriden auf eine GFK-Platine (***G****las-****F****aser-****K****omposit*) als Träger aufgeklebt. Eine solche Einheit ist auf Aluminiumträger montiert, die ihrerseits auf einer CFK-Platine (***C****arbon-****F****aser-****K****omposit*) befestigt ist. In die CFK-Platine sind Kühlrohre eingelassen, die über die Aluminiumträger in thermischen Kontakt mit dem Hybriden stehen. Eine Luftströmung durch diese Kühlrohre sorgt für die Abfuhr der Wärme, die die Hybriden bei der Auslese erzeugen.

Auf einer CFK-Platte sind insgesamt fünf Silizium-Detektoren montiert. Jeweils zwei Silizium-Detektoren einer CFK-Platte besitzen eine horizontale Ausrichtung ihrer Auslesestreifen, während die Auslesestreifen der drei anderen Detektoren eine vertikale Ausrichtung besitzen. Sowohl die horizontal als auch die vertikal ausgerichteten Detektoren sind leicht überlappend angeordnet, um die Akzeptanzlücken zwischen den Detektoren zu minimieren. Eine CFK-Platte mit ihren fünf Detektoren wird im Folgenden auch als *Doppellage* bezeichnet.

Der Spurdetektor eines VLQ-Moduls besteht aus jeweils zwei Doppellagen, die $10.8\,\mathrm{cm}$ entlang der Strahlrichtung separiert sind. Die unterschiedliche Ausrichtung der Detektoren einer Doppellage erlaubt die Vermessung der Bahn eines ionisierenden Teilchens in x und y. Durch die Kombination der Informationen beider Doppellagen eines VLQ-Moduls kann die Teilchenbahn, wie zum Beispiel die des gestreuten Strahlelektrons, bestimmt und der Streuwinkel der Bahn sowie der z-Vertex rekonstruiert werden. Abbildung 4.16 zeigt eine schematische Darstellung der Anordung der Doppellagen des Spurdetektors in bezug zu dem Kalorimeter für das obere VLQ-Detektormodul.

Jede Doppellage wird über eine einzelne Verstärkerplatine, das *Subrepeater Motherboard* ausgelesen. Zugunsten der Kompaktheit des Gesamtsystems sind diese Platinen oberhalb des Kalorimeters montiert. Eine Aluminiumverkleidung schirmt die Detektoren und die Ausleseelektronik vor Staub, Licht und elektromagnetischen Einflüssen ab.

4.2.5 Die Auslese des VLQ-Spurdetektors

Aufgabe der Auslesekette des VLQ-Spurdetektors ist die Steuerung bzw. Überwachung der Auslese der Silizium-Detektoren und eine Aufbereitung der Daten vor ihrer permanenten Speicherung. Eine schematische Darstellung der Auslesekette findet sich in Abbildung 4.17. Jeder der 20 Silizium-Detektoren wird dabei von einem Hybriden ausgelesen, der die gesamte Ausleseelektronik trägt. Der Hybrid ist ein organischer Mehrlagenträger auf Polyimidfolienbasis, der auf einem Aluminiumträger laminiert ist [50]. Die Bauelemente sind auf den Hybriden aufgeklebt und über Ultraschall-Mikrodrahtverbindungen mit den Leiterbahnen des Hybriden oder dem Detektor verbunden. Die Hauptbauelemente eines jeden Hybriden sind fünf integrierte Schaltkreise (*Chips*) vom Typ APC128 (***A****nalogue* ***P****ipeline* ***C****hip*). Ein Ersatzschaltbild des APC128 wird in Abbildung 4.18 gezeigt. Eine detallierte Beschreibung dieses Chips findet sich in [51, 52]. Ein APC128 kann 128 Streifen parallel auslesen und das vorverstärkte Signal in einer sogenannten *Analog-Pipeline* bis zum Eintreffen des L1KEEP-Signals speichern. Die Analog-Pipeline besteht aus 32 Kapazitäten, deren Signale bei der Auslese einer Pipeline ein zweites Mal über den Vorverstärker geführt werden, um eine automatische Arbeitspunktanpassung und eine reduzierte Leistungsaufnahme zu erzielen.

Bei der Auslese wird durch die Subtraktion des Signals einer benachbarten Pipeline-Kapazität ei-

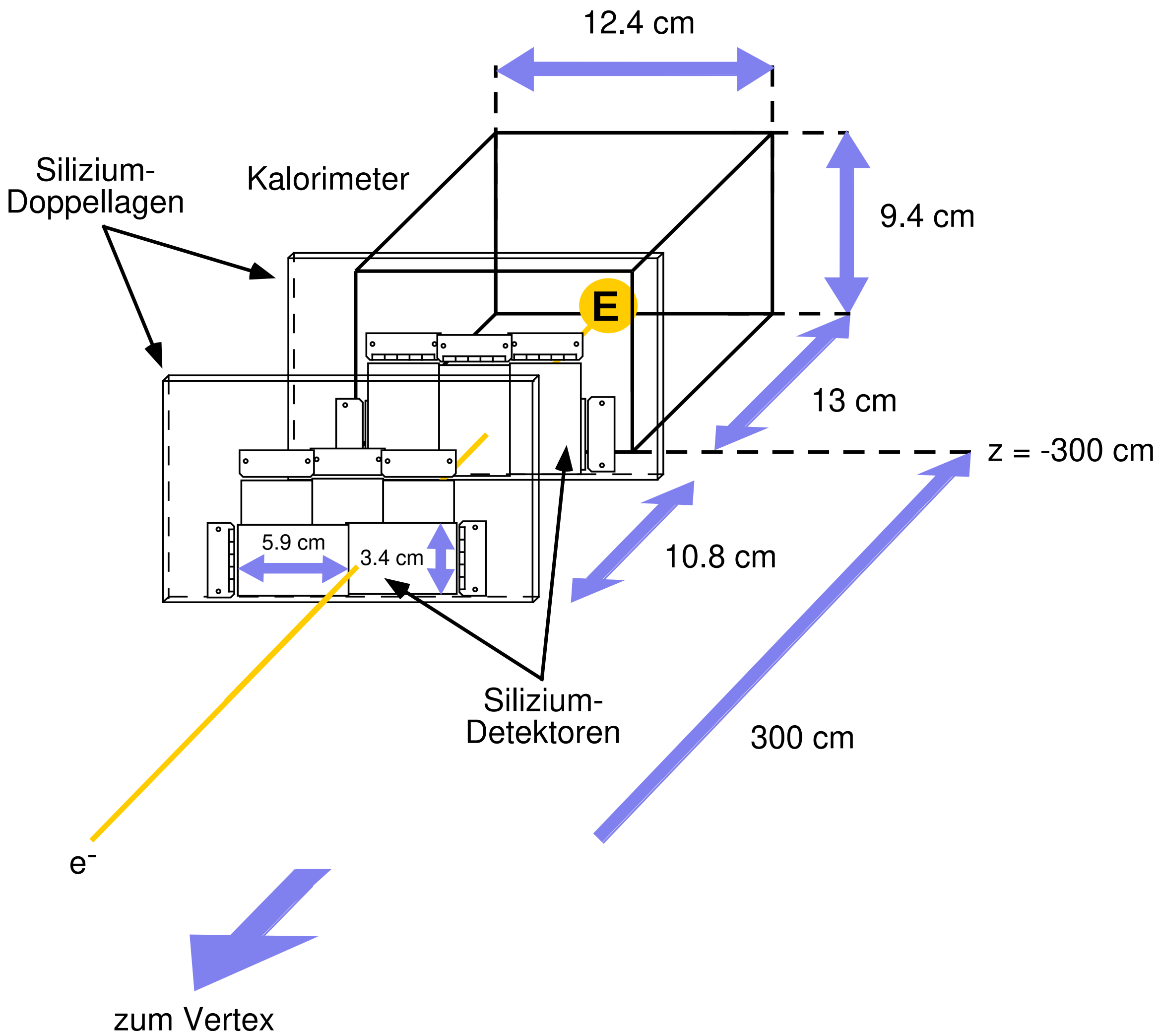


Abbildung 4.16: *Schematische Darstellung des oberen VLQ-Detektormoduls. Gezeigt sind die zwei Doppellagen des Spurdetektors, die vor dem Kalorimetermodul positioniert sind. Die Doppellagen sind um* 10.8 *cm entlang der Strahlrichtung separiert und ermöglichen die Vermessung der Bahn eines ionisierenden Teilchens in x und y.*

ne erste Untergrundunterdrückung vollzogen. Anschließend werden die Signale aller 128 Streifen über einen Ausgangsverstärker seriell ausgelesen. Der Ausgang eines APC128 kann in einen hochohmigen Zustand gebracht werden, so daß es möglich ist, mehrere APC128 über eine Signalleitung seriell auszulesen. Hierfür wird ein sogenanntes *READ-Bit* von einem APC128 auf den nächst folgenden übertragen. Der Ausgangsverstärker des zweiten Chips wird dabei eingeschaltet und der des ersten Chips ausgeschaltet, damit er keine Rauschquelle mehr darstellt. Der Hybrid ist mit einem Dekoderchip bestückt, der die Steuersignale der OnSiRoC-Module (***On Si**licon **R**ead**o**ut **C**ontroller*), die *Sequenzer-Signale*, für die APC128 dekodiert. Der Dekoderchip bietet die Möglichkeit, für die APC128 Kalibrationspulse und Monitorspannungen zu generieren, um die Auslesekette zu überprüfen.

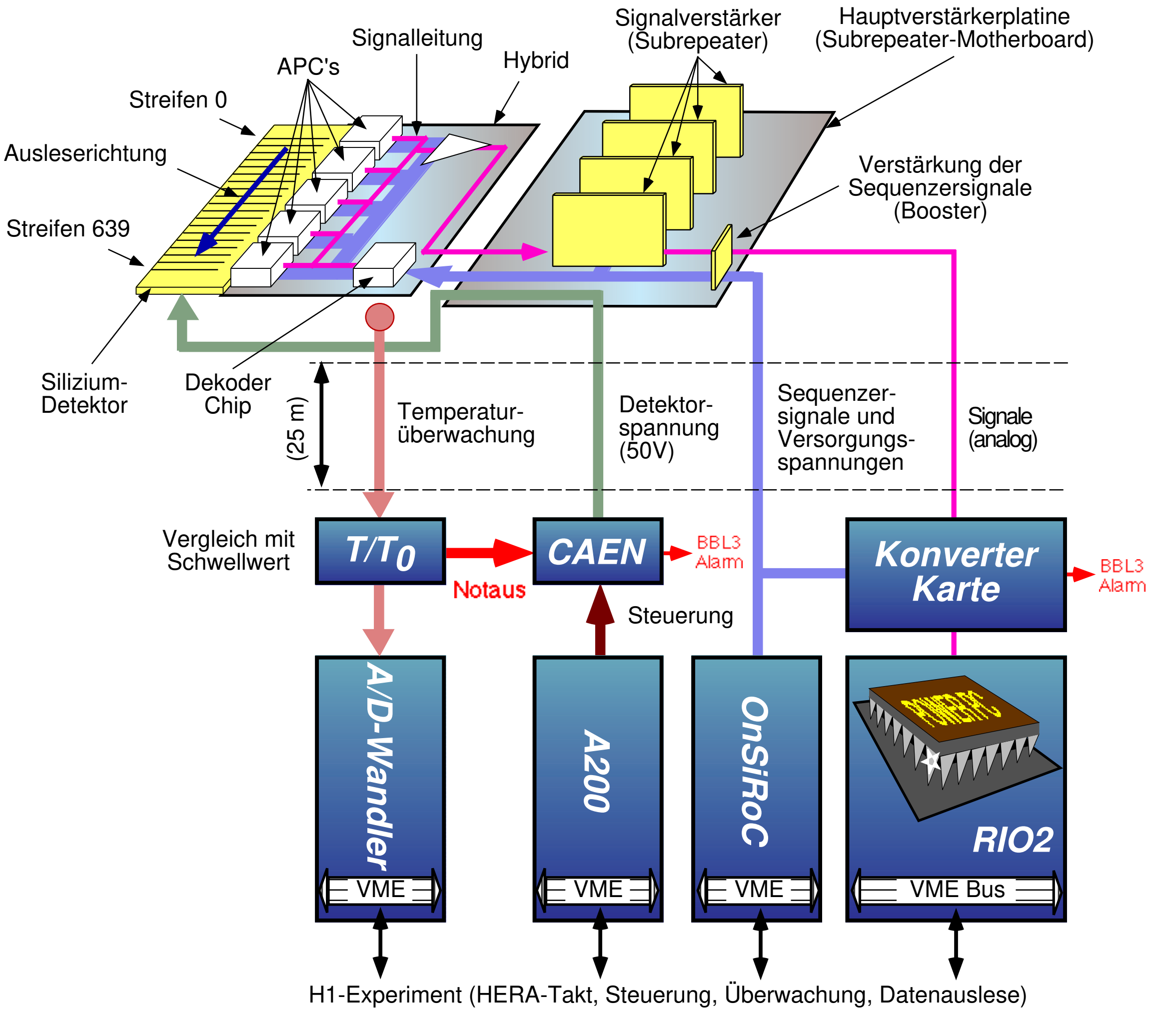


Abbildung 4.17: *Schematische Darstellung der Auslese des VLQ-Spurdetektors.*

Jeweils fünf Hybriden sind über Polyimidkabel mit einem der bereits im Abschnitt 4.2.2 erwähnten Subrepeater-Motherboards verbunden. Hier werden die Signale zwischenverstärkt, bevor sie durch Kabel einer Länge von etwa 25 m differentiell zu den *Konverter-Karten* übertragen werden. Die Leitungstreiber für die Verstärkung befinden sich auf auf vier kleineren Platinen, den *Subrepeatern*, die außerdem die Versorgungsspannungen für die Hybridelektronik aus den Spannungen der OnSiRoC-Module erzeugen. Die durch den OnSiRoC generierten Sequenzer-Signale werden auf dem Subrepeater-Motherboard durch eine separate Verstärkerplatine (*Booster*) aufbereitet, um die mit den Polyimidkabeln der Hybrids verbundenen hohen Leitungskapazitäten treiben zu können. Weitere Versorgungsspannungen V_{ana} und V_{dig} der OnSiRoC-Module für die Ein- und Ausgangsverstärker der APC128 und den Ausgangsverstärker des Hybriden werden unverändert weitergereicht. Des weiteren verfügt das Subrepeater-Motherboard über Kondensatoren hoher Kapazität um die Verarmungsspannung der Silizium-Detektoren zu glätten. Jeweils zwei Subrepeater-Motherboards werden für die Auslese der Silizium-Detektoren eines VLQ-Moduls verwendet.

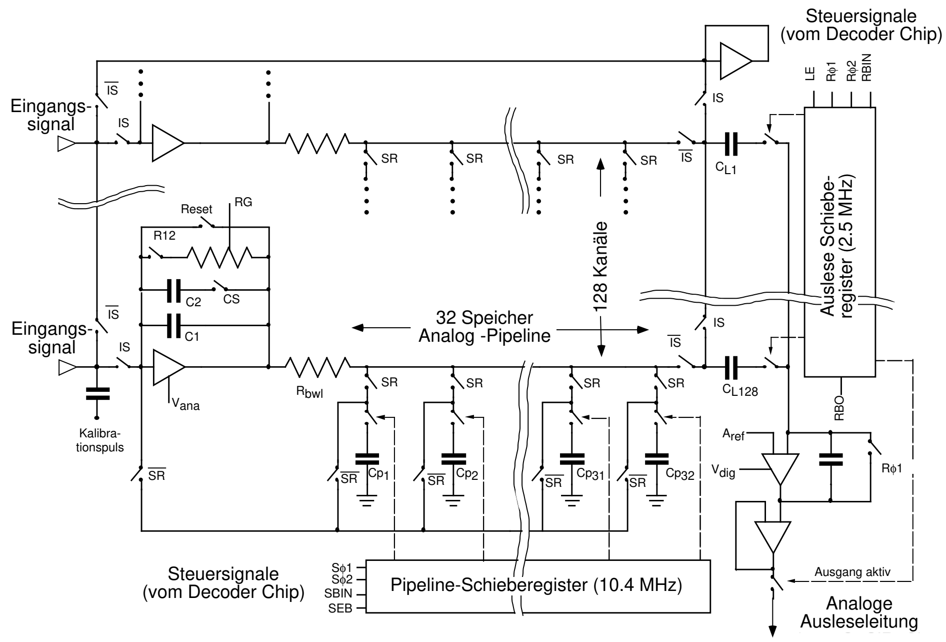


Abbildung 4.18: *Ersatzschaltbild eines APC128.*

Eine zentrale Bedeutung bei der Steuerung der Auslese kommt dem OnSiRoC zu. Der OnSiRoC ist ein Modul, das für die Auslese von Siliziumdetektoren bei H1 entwickelt wurde. Er generiert die Sequenzer-Signale, die für die Steuerung des Dekoder-Chips auf dem Hybrid notwendig sind. Insgesamt wird das Spursystem jedes VLQ-Moduls durch zwei OnSiRoC-Module gesteuert. Der OnSiRoC besitzt vier separate Netzteile zur Erzeugung der Versorgungspannungen V_{ana} und V_{dig}. Beide Spannungen sind über Potentiometer auf der OnSiRoC-Platine regelbar. Die Steuersignale für die Dekoder-Chips werden durch einen programmierbaren Sequenzer generiert. Das Sequenzer-Programm wird mit Hilfe eines Programms namens *OSCA* [53] auf einem Apple Macintosh Computer erstellt und anschließend über eine VME-Verbindung in die OnSiRoC-Module geladen. Jede programmierte Sequenz besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil beinhaltet die Initialisierung der Ausleseelektronik und regelt das wiederholte Einlesen der auf den Detektorstreifen deponierten Ladungen in die Kapazitäten der Analog-Pipeline. Der zweite Teil steuert im Falle eines L2KEEP-Signals die Auslese der Daten.

Die verstärkten analogen Signale jedes Subrepeater-Motherboards gelangen über ein etwa 25 m langes Kabel zu einer der vier *Konverter-Karten*. Auf den Konverter-Karten wird das Signal der Detektoren ausgekoppelt, und an eine der beiden *PowerPC-Module* vom Typ RIO2 8061 weitergeleitet. Durch eine Verstärkerelektronik der Konverter-Karten ist es möglich, das Signalniveau und die Verstärkung der Auslesekanäle individuell einzustellen, um die Signale dem dynamischen Eingangsbereich der PowerPC-Module anzupassen.

Des weiteren werden auf der Konverter-Karte die Versorgungsspannungen der OnSiRoC's überwacht, die über das gleiche Kabel wie die Signale übertragen werden. Fällt eine der Spannungen eines OnSiRoC unter einen einstellbaren Schwellwert, so wird durch die Unterbrechung eines Stromkreises ein Alarm (*BBL3-Alarm*) im *Argus-System* von H1 erzeugt, welches unter anderem die Versorgungsspannungen sämtlicher H1-Detektoren überwacht.

Die angepaßten Signale von jeweils zwei Konverter-Karten werden anschließend in einem PowerPC-Modul digitalisiert. Über einen internen PCI-Bus (***P**eripheral **C**omponents **I**nterconnect*) gelangen die digitalisierten Rohdaten zu den PowerPC-Prozessoren der Module. Auf diesen Prozessoren läuft ein Programm, das ursprünglich für die Auslese des CST entwickelt wurde und für den VLQ-Spurdetektor angepaßt ist. Im normalen Datennahmebetrieb, läuft das Programm im *Hits& Cluster-Modus*, in dem spezielle Algorithmen die Datenmenge aller Auslesestreifen auf die signifikanten Signale reduzieren.

Die Unterdrückung des Untergrundes erfolgt dabei in mehreren Schritten. Zunächst wird pro Ereignis eine mittlere Signalhöhe (*Common Mode*) aus den Signalen eines APC128 berechnet. Der Common Mode wird anschließend ein zweites Mal berechnet. Dabei werden Rohdaten mit besonders hohen Signalwerten im Vergleich zu dem bereits berechneten Common Mode, die Energiedepositionen ionisierender Teilchen sein könnten, ausgeschlossen. Dieser im zweiten Durchgang berechnete Common Mode wird von den Signalen aller Streifen subtrahiert. Gründe für eine ereignisweise Schwankung des Common Modes sind Fluktuationen der Verarmungsspannung und der Versorgungsspannungn der Vorverstärker.

Eine weitere Korrektur der Rohdaten wird mit den sogenannten *Pedestal-Werten* erreicht. Der Pedestal-Wert eines Streifens ist die mittlere Abweichung des Streifenrauschens vom Common Mode. Gegenüber der ereignisweisen Berechnung des Common Modes stellen die Pedestal-Werte eine Langzeitschwankung dar. Ursachen für die Pedestal-Schwankungen sind die individuellen Leckströme der Auslesestreifen. Außerdem müssen aufgrund von Fertigungstoleranzen der Kapazitäten der Analog-Pipeline von den APC128-Chips die Pedestal-Werte für jede Kapazität der Pipeline eines Streifens individuell berechnet werden. Die Pedestal-Werte werden periodisch nach 512 Ereignissen aktualisiert.

Ein weiterer Beitrag zur Amplitude der Rohdaten stellt das elektronische Rauschen der ladungssensitiven Vorverstärker eines APC128 dar. Diese Fluktuationen werden als Varianzen VAR_i der Signalamplituden nach der Korrektur mit den Common Mode und Pedestal-Werten für jeden Streifen i berechnet. Die Varianz eines Streifens wird alle 4096 Ereignisse aktualisiert.

Im laufenden Betrieb wird von der Signalamplitude eines jeden Streifens der Common Mode und der Pedestal-Wert subtrahiert. Übersteigen korrigierte Amplituden einiger Streifen einen Wert von $2\sigma = 2\sqrt{VAR_i}$, so werden die Amplituden und Varianzen dieser Streifen inklusive einer fortlaufenden Streifennummer gespeichert. Am Ende der Datenverarbeitung werden die Daten abgerufen und innerhalb einer SIFE-Bank (***S**ilicon **F**ront **E**nd **D**ata*) zusammengefaßt.

Ebenfalls Zugriff auf den Datenstrom des Auslesesystems hat eine Farm von drei Prozessormodulen, die sogenannte *Silicon-Farm*. Die Silicon-Farm steht über eine VME-Verbindung mit einem Apple Macintosh Computer in Kontakt, auf dem sich Histogramme von den Daten aller Detektoren darstellen lassen, die mit dem Auslesezweig der H1-Silizium-Detektoren in Verbindung stehen (CST, BST und VLQ-Spurdetektor). Durch den Zugriff auf die Daten der SIFE-Bank bereits kurz nach der Auslese, stellt die Silicon-Farm ein wichtiges Werkzeug zur Überwachung der Datennahme des VLQ-Spurdetektors dar.

Die SIFE-Bänke des Silizium-Auslesezweigs werden schließlich im Zuge der H1-Datennahme auf Magnetbändern gespeichert. Die Signale aller Streifen des VLQ-Spurdetektors werden durch zwei PowerPC-Module prozessiert. Eine detaillierte Beschreibung der eingesetzten PowerPC-Architektur und ihrer Betriebsparameter, sowie der Einsatzmöglichkeiten der Silicon-Farm findet sich in [54]. Der Datenstrom des VLQ-Spurdetektors und die Struktur der SIFE-Bank werden in den Anhängen A und B dargestellt.

Neben den Systemen zur Auslese des VLQ-Spurdetektors gibt es noch weitere Komponenten für

Steuerung, Überwachung und Betrieb des VLQ-Spurdetektors. Die Verarmungsspannung von $40 - 50\,\mathrm{V}$ wird für jeden Detektor einzeln von einem C.A.E.N. Sy127 Modul erzeugt und zu den Subrepeater-Motherboards geführt. Das C.A.E.N. Modul wird über eine A200-Karte gesteuert, die über einen VME-Bus mit einem Apple Macintosh Quadra 650 Computer verbunden ist. Ein auf dem Quadra laufendes Programm ermöglicht die Initialisierung, Steuerung und Überwachung des gesamten VLQ-Spurdetektors. Hier werden ebenfalls die Sequenzen für die OnSiRoC Module programmiert und über eine VME-Verbindung in die OnSiRoC's geladen.

Um die Temperatur des VLQ-Spurdetektors zu überwachen verfügt jede Detektor-Doppellage über drei Temperaturfühler, die an eine *Komparator-Karte* angeschlossen sind. Übersteigt die Temperatur einer der Fühler einen auf der Karte eingestellten Schwellwert T_0, so generiert die Karte einen Spannungspuls, der zur sofortigen Absenkung der Spannungen des C.A.E.N.-Systems auf 0 V führt. Da das C.A.E.N.-Modul mit dem Argus-System in Verbindung steht, führt ein Verlust der Verarmungsspannung automatisch zu einem BBL3-Alarm. Die Temperatursignale werden an eine *A/D*-Wandlerkarte (***A****nalog/****D****igital*) übergeben, um anschließend über den VME-Bus durch den Quadra ausgelesen werden zu können. Hier kann die zeitliche Entwicklung der Temperaturen und ein Vergleich mit Grenzwerten eingesehen werden. Des weiteren ist es mit dem Quadra möglich, den Schaltstatus der Versorgungsspannungen von den OnSiRoC's abzufragen. Ein detaillierter Anschlußplan des Systems findet sich in [55].

4.2.6 Die Simulation des VLQ-Spurdetektors

Bei der Simulation des VLQ-Spurdetektors wird die Lage der Detektoren durch die VTGP-Bank (***VLQ T****racker* ***G****eometry* ***P****arametrisation*) festgelegt, deren Struktur in Anhang C dargestellt ist. Die VTGP-Bank parametrisiert ebenfalls die Detektorlagen für das Programm zur Rekonstruktion der Spuren, auf das im folgenden Abschnitt 4.2.7 detailliert eingegangen wird.

Die Simulation der Detektorantworten verwendet Programme, die für die Simulation der CST-Detektoren entwickelt wurden. Der Energieverlust minimal ionisierender Teilchen beim Durchgang durch die Silizium-Detektoren wird dabei auf der Basis der *Bichsel-Verteilung* generiert, die die Bindungszustände der freigesetzten Elektronen im Silizium-Kristall berücksichtigt [45, 56, 57]. Anschließend wird die erzeugte Ladung in einer Simulation der Ladungsdiffusion über die nächstliegenden Auslesestreifen verteilt.

Eine kapazitive Kopplung der Auslesesteifen und damit auch ein zwischen den Auslesestreifen befindlicher, ladungssammelnder Streifen, wie er bei den Detektoren des VLQ-Spurdetektors auftritt, wird nicht simuliert. Ebenfalls vernachlässigt wird der Fall freigesetzter Elektronen mit einer hohen Energie von mehr als $100\,\mathrm{keV}$, sogenannten *δ-Elektronen*. Die δ-Elektronen führen durch ihre große Reichweite von ca. $50\,\mu\mathrm{m}$ bei Silizium-Detektoren zu einer Verschiebung des Ladungsschwerpunkts von bis zu $15\,\mu\mathrm{m}$ [52]. Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung von δ-Elektronen durch minimalionisierende Teilchen in 300 μm Silizium beträgt $4.5\,\%$ [52].

Abschließend werden die Detektorantworten zusammen mit einem aus den Daten gewonnenen mittleren Streifenrauschen in der VSTS-Bank gespeichert.

4.2.7 Die Rekonstruktion der Spuren

Zur Rekonstruktion der Spuren ionisierender Teilchen im VLQ-Spurdetektor wurde das Programm VLQTRK (***VLQ-TR****ac****K***) entwickelt, das detailliert in Anhang C dargestellt wird. VLQTRK erlaubt die Rekonstruktion von Spuren aus den Rohdaten des Spurdetektors aus dem Experiment und für simulierte Ereignisse des VLQ-Spurdetektors. Voraussetzung für die Spurrekonstruktion ist, daß die Daten der Kalorimetermodule bereits in rekonstruierter Form vorliegen. Das Programm VLQTRK kann sowohl als Bestandteil des Programms H1REC bei der Gesamtrekonstruktion von Ereignissen des H1-Detektors sowie separat als Teilmodul eines speziellen Analyseprogramms verwendet werden. Die Rekonstruktion der Spuren kann in folgende vier Schritte zusammengefaßt werden:

- ▷ Schritt 1: Die Rekonstruktion von Treffern ionisierender Teilchen in den Silizium-Detektoren.
- ▷ Schritt 2: Transformation der gefundenen Treffer in Raumpunkte des H1-Koordinatensystems.
- ▷ Schritt 3: Zuordnung von Treffern zu Energiedepositionen in den VLQ-Kalorimetern mit Hilfe einer Vorspur.
- ▷ Schritt 4: Anpassung von linearen Spuren an die Daten.

Dieser Abschnitt erläutert die oben genannten Rekonstruktionsschritte und geht auf die verwendeten Algorithmen ein.

Schritt 1: Die Rekonstruktion von Treffern.
Der Ausgangspunkt für die Rekonstruktion von Treffern in den Silizium-Detektoren sind die Daten der SIFE-Bank bzw. für die Simulation die in der VSTS-Bank gespeicherte Detektorantwort. In Abhängigkeit von dem Auftreffort des ionisierenden Teilchens und aufgrund von kapazitiver Kopplung zwischen den Auslesestreifen, verteilt sich die von dem Teilchen in einem Detektor deponierte Ladung auf mehrere Auslesestreifen. Die Gesamtheit aller Streifen, auf die sich die deponierte Ladung des Teilchens verteilt, läßt sich zu einem sogenannten *Cluster* zusammenfassen. Aus der Signal- bzw. Pulshöhenverteilung der Streifen eines Clusters kann der Durchgangsort des Teilchens durch den Detektor rekonstruiert werden. Bei der Suche nach den Cluster-Kandidaten eines Detektors j wird das Verhältnis $s_{ij} = PH_{ij}/\sigma_{ij}$ aus der Pulshöhe eines Streifens i, PH_{ij} und seines Rauschens σ_{ij} betrachtet. Der verwendete Algorithmus zur Suche nach den Cluster-Kandiaten eines Detektors arbeitet mit zwei einstellbaren Schwellen c_{1j} und c_{2j}, die für jeden Detektor j individuell einstellbar sind. Bei der Suche nach den Cluster-Kandiaten wird nach einem Streifen gesucht für den $s_{ij} \geq c_{2j} \cdot \sigma_{ij}$ gilt. Ist ein solcher Streifen gefunden, so werden alle Streifen mit fortlaufender Streifennummer i, für die $s_{ij} \geq c_{1j} \cdot \sigma_{ij}$ gilt, als Streifen eines Clusters identifiziert. Unter der *Signifikanz* Sig eines Clusters versteht man nun die Summe der Pulshöhen aller Streifen i eines Clusters, dividiert durch das mittlere Rauschen der Streifen:

$$Sig = \frac{\sum PH_i}{\sum \sigma_i / k}, \qquad (4.1)$$

wobei k die Anzahl der Streifen des Clusters ist. Auf die Signifikanz des Clusters kann abschließend geschnitten werden. Ist die Signifikanz des Clusters höher als der Schnittwert, wird der Cluster als Kandidat für einen Treffer durch ein ionisierendes Teilchen angesehen. Als beste Approximation für die Koordinate des Treffers wird der Schwerpunkt des Clusters genommen. Der Schwerpunkt x_{CoG} des Clusters wird aus den Streifenkoordinaten x_i und den Pulshöhen PH_i wie folgt berechnet:

$$x_{CoG} = \frac{\sum (PH_i \cdot x_i)}{\sum PH_i}. \qquad (4.2)$$

Aufgrund des fast senkrechten Einfalls der Strahlelektronen auf die Silizium-Detektoren der VLQ-Spursysteme verteilt sich die durch die Elektronen deponierte Ladung auf durchschnittlich zwei Streifen (siehe Abbildung 4.19). Die in Gleichung 4.1 definierte Größe der Signifikanz eines Clusters ist ein Maß dafür, wie stark sich das nachgewiesene Gesamtsignal eines Clusters über dem mittleren Rauschen der jeweiligen ausgelesenen Streifen liegt. Abbildung 4.19 zeigt die durchschnittliche Anzahl von Streifen, aus deren Signalen Cluster rekonstruiert wurden, die einer Spur zugeordnet werden konnten. Außerdem ist das Signifikanzspektrum aller rekonstruierten Cluster im Vergleich zu den Clustern dargestellt, die durch ihre Zuordnung zu einer Spur verifiziert wurden. Die Einhüllende des Signifikanzspektrums verifizierter Cluster läßt sich durch eine Landau-Verteilung beschreiben, die in Abbildung 4.20 an die Daten des VLQ-Spurdetektors angepaßt wurde. Die Anpassung liefert für den wahrscheinlichsten Signifikanzwert von Clustern, die durch Elektronen hervorgerufen wurden, einen Wert von $Sig = 25.9$.

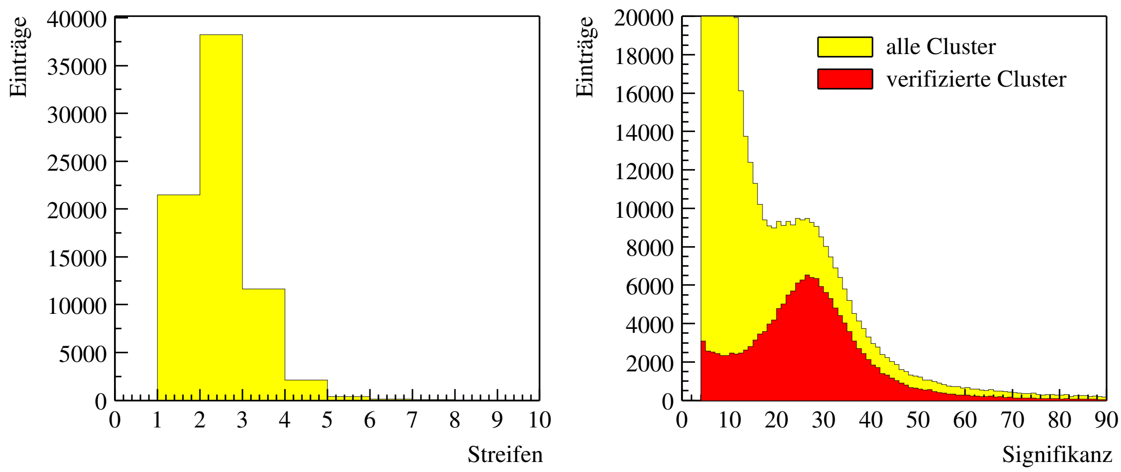


Abbildung 4.19: *Links: Darstellung der durchschnittlichen Breite von Clustern, die einer Spur zugeordnet werden konnten. Rechts: Signifikanzspektrum aller Cluster und von Clustern, die durch Spuren verifiziert wurden.*

In der dargestellten Rekonstruktion der Cluster wird der Ladungsschwerpunkt x_{CoG} nach Gleichung 4.2 als Durchgangsort für die Bahn ionisierender Teilchen angenommen. In diesem Fall wird eine Ladungsverteilung vorausgesetzt, die sich linear als Funktion des Abstandes der Auslesestreifen zu dem Durchgangsort des ionisierenden Teilchens verhält. Definiert man PH_L bzw. PH_R als die Pulshöhe des linken und des rechten Auslesestreifens von einem Zwei-Streifen Cluster, so läßt sich die Größe $\eta = PH_R/(PH_L + PH_R)$ definieren. Im Falle einer linear mit dem Abstand des Durchgangsortes zu den Auslesetreifen verlaufenden Ladungsverteilung bei Zwei-Streifen Clustern wäre diese Verteilung flach. Abbildung 4.21 zeigt die η-Verteilung für verifizierte Zwei-Streifen Cluster im Fall von realen Daten des VLQ-Spurdetektors. Die Verteilung weicht aufgrund der kapazitiven Kopplung zwischen allen an der Ladungssammlung beteiligten Streifen sowie Feldinhomogenitäten in der Nähe der Auslesestreifen deutlich von einer Gleichverteilung ab. Das maximal erreichbare Auflösungsvermögen der verwendeten Silizium-Detektoren ist bei Verwendung des Schwerpunktsalgorithmus auf typischerweise 13 μm begrenzt [58].

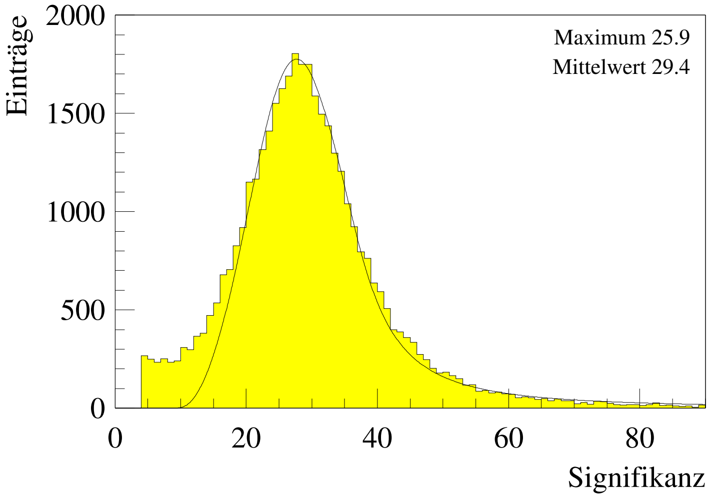


Abbildung 4.20: *Anpassung einer Landau-Verteilung an die Signifikanz von Clustern, die durch Spuren verifiziert wurden. Der wahrscheinlichste Wert für die Signifikanz von Clustern, die durch Elektronen hervorgerufen werden, beträgt* $Sig = 25.9$.

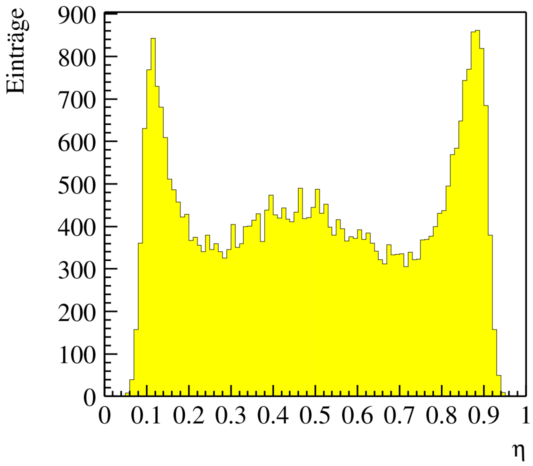


Abbildung 4.21: *Darstellung der Größe* η *für durch Spuren verifizierter Cluster, deren Ladung sich auf zwei Streifen verteilt. Die Erhöhung der Verteilung zum Zentrum hin ist auf einen Streifen zurückzuführen, der zwischen den ausgelesenen Streifen liegt und Spiegelladungen auf den benachbarten Auslesestreifen erzeugt (siehe Abbildung 4.15). Der Abfall der* η*-Verteilung zu den Randbereichen hin ist auf den Signifikanzschnitt von* $Sig = 4$ *zurückzuführen, der bei der Rekonstruktion der Cluster angewendet wird.*

Abbildung 4.22 zeigt Häufigkeitsverteilungen für die Differenz $\Delta x_{Spur-Cluster}$ zwischen den Koordinaten der Cluster-Schwerpunkte und der rekonstruierten Spur am Ort der entsprechenden Silizium-Detektoren. Die Verteilungen wurden für die Silizium-Detektoren eines VLQ-Moduls erstellt, auf denen ein Cluster für die Spuranpassung rekonstruiert werden konnte. Anschließend wurden die Verteilungen auf die Anzahl der Spuren und der am Spurfit beteiligten Detektoren normiert. Die Verteilungen zeigen damit die relative Anzahl von auftretenden Silizium-Clustern pro Spur und Detektor als Funktion des Abstandes zur rekonstruierten Teilchenbahn.

Die Verteilungen zeigen ein deutliches Maximum am Ort der Teilchenbahn, das von rekonstruierten Clustern aus den Energiedepositionen des Teilchens beim Durchgang durch den Detektor herrührt. Neben den gaußförmigen Verteilungen um das Maximum zeichnet sich jeweils eine weitere flache Verteilung ab, deren Ursache Cluster sind, die aus dem Rauschen der Auslesestreifen rekonstruiert wurden. Quellen für das Rauschen von Auslesestreifen sind zum Beispiel das thermische Rauschen der Streifen oder Photonen der Synchrotronstrahlung.

Durch Anpassung einer Gaußkurve, zu der eine weitere Konstante zur Beschreibung des Rauschens addiert wurde, kann das mittlere Rauschen der Detektoren bestimmt werden. Das mittlere Rauschen pro Millimeter Detektorfläche beträgt für das obere Modul $\approx 2\,\%$ und für das untere Modul $\approx 1.6\,\%$.

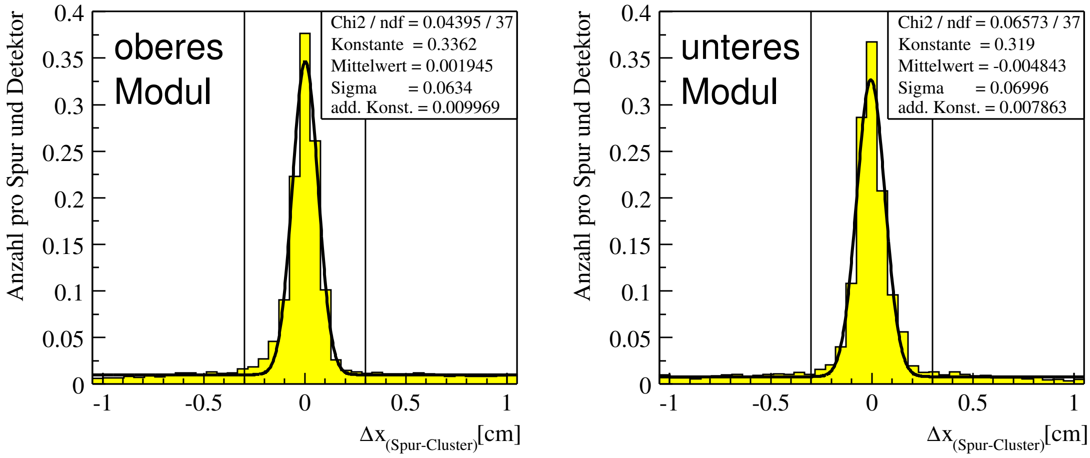


Abbildung 4.22: *Darstellung der Differenz $\Delta x_{Spur-Cluster}$ zwischen den Koordinaten der Cluster-Schwerpunkte und der rekonstruierten Spur für einen Detektor normiert auf die Anzahl der verwendeten Spuren. Links: Die normierte Häufigkeitverteilung für die Detektoren des oberen Moduls. Rechts: Die gleiche Häufigkeitverteilung für die Detektoren des unteren Moduls. Die senkrechten Linien zeigen den Bereich des Suchradius von ± 0.3 cm.*

Schritt 2: Transformation in das H1-Koordinatensystem.
Dieser Schritt dient zur Übersetzung der Cluster-Koordinaten, die in Form von Streifeneinheiten vorliegen, in das H1-Koordinatensystem. Dazu wird eine Geometriebank eingelesen, die die Koordinaten der Mittelpunkte von den Silizium-Detektoren, sowie zusätzlich deren Korrekturen durch die Ortskalibration der Silizium-Detektoren enthält. Außerdem werden die Abweichungen der Sollposition der VLQ-Module, wie sie durch die Ortskalibration mit QED-Compton Ereignissen bestimmt wurden berücksichtigt. Des weiteren müssen noch die Positionen der Hubmechanik zum Zeitpunkt der Datennahme beachtet werden. Die Positionen der Mechanik werden aus einer Datenbank für ein be-

stimmtes Ereignis mittels eines Zeitstempels identifiziert und ausgelesen. Mit diesen geometrischen Informationen werden die Cluster-Koordinaten in das H1-System übersetzt und die Fehler der Raumpunkte berechnet.

Schritt 3: Zuordnung von Treffern zu Energiedepositionen in den VLQ-Kalorimetern.
Um Mehrdeutigkeiten bei der Kombination von Trefferkandiaten des Spursystems zu Teilchenbahnen zu reduzieren, wird mit Hilfe von Vertexinformationen zu jedem rekonstruierten Energie-Cluster eine lineare Vorspur berechnet. Entlang der Vorspuren wird innerhalb der beiden Silizium-Doppellagen eines VLQ-Moduls nach Trefferkandiaten gesucht. Eine Darstellung dieses Verfahrens wird in Abbildung 4.23 gezeigt. Alle Trefferkandiaten einer Doppellage, die sich innerhalb eines definierten Suchradius um eine Vorspur befinden, werden für eine Spur in Betracht gezogen, die auf die Koordinaten des Energie-Clusters gerichtet sein könnte. Für einen Suchradius von $0.3\,\mathrm{cm}$ ergibt dieses Verfahren eine Reduktion der zu berücksichtigenden Trefferkandiaten pro Spursystem des VLQ-Detektors von durchschnittlich 30% pro Ereignis. Für jede Doppellage werden die innerhalb des Suchradius akzeptierten Trefferkandidaten zu Punktepaaren in der (x, y)-Ebene zusammengestellt. Dabei wird jeder akzeptierte Treffer von einem horizontal orientierten Detektor mit allen akzeptierten Kandidaten der vertikal orientierten Detektoren kombiniert. Bei dieser Kombination muß berücksichtigt werden, daß alle Detektoren gegenüber ihrer Sollage der perfekt horizontalen bzw. vertikalen Ausrichtung verdreht

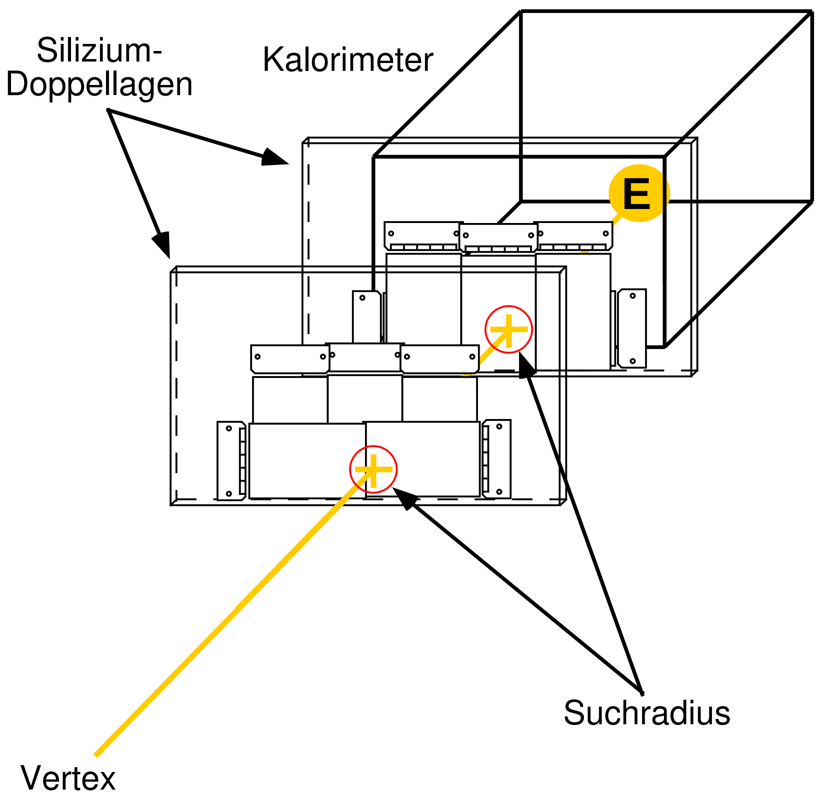


Abbildung 4.23: *Schematische Darstellung des Suchschemas bei der Spurrekonstruktion als Beispiel für das obere Modul. Um Mehrdeutigkeiten bei der Rekonstruktion von Spuren zu reduzieren, werden nur Cluster akzeptiert, die sich innerhalb eines einstellbaren Suchradius um die Vorspur befinden.*

sind. Eine Korrektur der Trefferkoordinate eines Detektors bezüglich seiner Verdrehung ist möglich, wenn die Koordinate des Treffers senkrecht zu der Ausrichtung der Streifen des Detektors bekannt ist. Diese Koordinate wird den Detektoren mit einer jeweils entgegengesetzten Orientierung der Streifen entnommen. Die (x, y)-Koordinaten dieser im Folgenden als *Spurpunktskandidaten* bezeichneten Punktepaare jeder Doppellage, die z-Koordinaten der Einzeldetektoren und die Daten des Energie-Clusters bilden ein Spurpunktepaket, das für jeden Energie-Cluster erstellt wird.

Schritt 4: Anpassung von linearen Spuren an die Daten.
Für jedes Spurpunktepaket werden Anpassungen linearer Spuren an die Spurpunktskandidaten der Doppellagen und den Energie-Cluster des Kalorimeters durchgeführt (*Spurfit*). Der Einfluß des H1-Magnetfeldes, der sich in einer helixförmigen Krümmung der wahren Spur ausdrückt, ist vernachlässigbar klein. Der lineare Spurfit an die Datenpunkte der Teilchenbahn wird nach der Methode der kleinsten Quadrate [59] für die Projektion der Spur in der (x, z)- und der (y, z)-Ebene getrennt durchgeführt. Enthält dabei ein Spurpunktepaket mehr als einen Spurpunktskandidaten pro Doppellage, so wird der Spurfit für alle Kombinationen der Spurpunktskandidaten beider Doppellagen wiederholt. Die Kombination, die die kleinste Quadratsumme der Abstände zwischen linearer Spurhypothese und den Spurpunktskandidaten bzw. dem Energie-Cluster besitzt, wird beibehalten, die anderen werden verworfen. Anschließend wird der Polar- und der Azimutalwinkel der Anpassung mit der kleinsten Abstandsquadratsumme berechnet. Der Fehler der Winkel wird aus den Fehlern der Datenpunkte über das Fehlerfortpflanzungsgesetz [59] errechnet.

Eine weitere wichtige Aufgabe der Spurrekonstruktion ist die Rekonstruktion der z-Vertexkoordinate z_0. Sie wird in der (y, z)-Ebene unter Berücksichtigung von Achsenabschnitt und Steigung des Elektronenstrahls berechnet. Der Fehler der z-Vertexkoordinate $\sigma(z_0)$ ergibt sich dann aus den Fehlern der angepassten Spur und den Unsicherheiten bezüglich der Lage des Elektronenstrahls über das Fehlerfortpflanzungsgesetz. Für die Durchführung einer in der (y, z)-Ebene von den H1-Vertexinformationen unabhängigen Spuranpassung muß in jeder Doppellage die y-Position der Spurpunktskandidaten gemessen worden sein. Andernfalls ist eine Spurrekonstruktion nur mit einem unakzeptabel großen Fehler oder überhaupt nicht möglich. Die Rekonstruktion VLQTRK führt einen von dem H1-Vertex unabhängigen Spurfit in der (y, z)-Ebene wahlweise nur durch, wenn nur der Runvertex für ein Ereignis zur Verfügung steht oder, falls gefordert, in jedem Fall in dem die Informationen des Spurdetektors ausreichend sind. Ist die y-Koordinate der Spurpunktskandidaten nicht in beiden Doppellagen gemessen worden, so wird die Spur an den Primär- bzw. Runvertex als weiteren Datenpunkt angepaßt.

4.2.8 Die Ortskalibration des VLQ-Spurdetektors

Die Doppellagen des VLQ-Spurdetektors ermöglichen durch die hohe Ortsauflösung der Silizium-Detektoren im Bereich von $\approx 15\,\mu$m die Vermessung von Spuren ionisierender Teilchen mit hoher Genauigkeit. Fertigungstoleranzen beim Aufbau des Spurdetektors von $\approx 100 - 1000\,\mu$m führen jedoch zu Abweichungen gegenüber den Sollwerten für die geometrische Lage der Einzeldetektoren. Unter Verwendung einer großen Anzahl von Spuren kann die tatsächliche Lage der Detektoren gegenüber einer Referenz bestimmt werden. Eine aussagekräftige Größe für die Güte der Ortskalibration ist die Auflösung der z-Vertexrekonstruktion durch den Spurdetektor. Aufgrund des langen Hebelarms zwischen den Silizium-Doppellagen und dem *ep*-Wechselwirkungspunkt sowie den flachen Winkeln, unter denen die Teilchenspuren vermessen werden, ist die z-Vertexauflösung stark sensitiv auf die Genauigkeit, mit der die Lage der Detektoren bekannt ist. Die wichtigsten Parameter der Detektoren für die Ortskalibration sind dabei die Rotationswinkel $\Delta\gamma$ und die Verschiebungen Δx und Δy der Detektoren jeweils senkrecht zu der Orientierung ihrer Auslesestreifen. Für jeden

Detektor j, $j = 1 \ldots 20$ des Spurdetektors wird dabei ein lokales Koordinatensystem mit Ursprung $(x_{0,j}, y_{0,j}, z_{0,j})$ definiert, dessen Achsen parallel zu den Achsen des H1-Koordinatensystems verlaufen. Der Ursprung des Koordinatensystems eines jeden Detektors wird dabei in die Detektormitte verlegt, deren Lage aus den geometrischen Sollwerten des Spurdetektors entnommen werden. Jeder Ursprung wird außerdem um die Position der Fahrmechanik und globale Korrekturen der Lage der VLQ-Module, wie sie durch die QED-Compton Ortskalibration der Kalorimeter bestimmt wurden, korrigiert. Die Abweichungen $\Delta\gamma$ und Δx bzw. Δy eines vertikal bzw. horizontal orientierten Detektors werden gegenüber diesem lokalen Koordinatensystem definiert und als *globale Parameter* bezeichnet. Sie sind für alle gemessenen Spuren gleich. Analog zu dieser Definition werden Parameter, wie zum Beispiel Steigung und Achsenabschnitt, die nur für eine einzelne Spur gültig sind, als *lokale Parameter* bezeichnet. Abbildung 4.24 verdeutlicht die Definition der globalen Parameter. Die Rotationswinkel $\Delta\gamma$ sind dabei als die Winkel definiert, die die Auslesestreifen der horizontalen bzw. vertikalen Detektoren mit der x- bzw. y-Achse bilden.

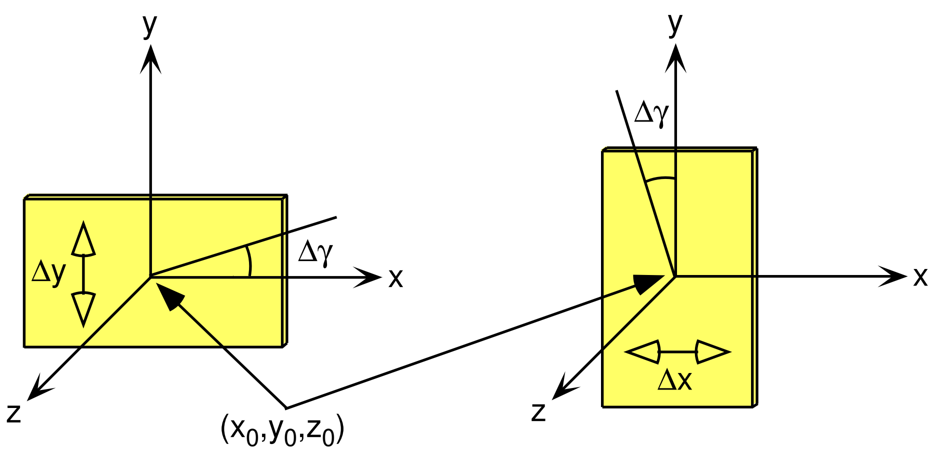


Abbildung 4.24: *Schematische Darstellung globalen Parameter beim VLQ-Spurdetektor. Alle Parameter werden gegenüber dem lokalen Koordinatensystem definiert, das jedem Detektor zugeordnet ist. Links: Die Korrekturen $\Delta\gamma$ und Δy bei einem horizontal orientierten Detektor. Rechts: Die Korrekturen $\Delta\gamma$ und Δx bei einem vertikal orientierten Detektor.*

Weitere Abweichungen der Sollposition der Detektorlagen durch Rotationen um die lokalen x- und y-Achsen sowie Verschiebungen entlang der z-Achse werden vernachlässigt.

Das Verfahren, das bei der Ortskalibration des Spurdetektors zur Anwendung kommt, beruht auf der Methode der kleinsten Quadrate [60]. Der Vorteil des im Folgenden vorgestellten Verfahrens besteht in der kombinierten Anpassung aller globalen und lokalen Parameter. In üblichen Verfahren zur Ortskalibration werden Eingangsgrößen verwendet, die aus Meßgrößen von Detektoren stammen, deren Lage nicht korrigiert wurde. Die Eingangsgrößen sind damit verfälscht und die aus ihnen berechneten Korrekturen ebenfalls. Durch eine Vielzahl von Iterationen, bei denen jede Iterationsstufe mit den korrigierten Daten der vorigen Stufe arbeitet, versucht man sich im Falle eines konvergenten Verfahrens den besten Schätzungen für die globalen und lokalen Parameter anzunähern. Im Gegensatz dazu bietet das bei der Ortskalibration der Silizium-Detektoren des VLQ-Spurdetektors angewendete Verfahren die Möglichkeit, die gesuchten globalen Parameter direkt zu berechnen.

Als Referenzen bzw. Zwangsparameter für die Lage der bei der Kalibration verwendeten Spuren i, werden die fehlergewichteten Koordinaten des durch die Spurkammern gemessenen Primärvertex und der Energie-Cluster der VLQ-Kalorimeter verwendet. Für die Spuren wird wie bei der Spurrekonstruktion VLQTRK ein lineares Modell angesetzt. Jede Spur setzt sich dann aus vier Raumpunkten zusammen. Diese Raumpunkte sind der Primärvertex, die Spurpunkte in den beiden Silizium-Doppellagen sowie die Koordinaten des Energie-Clusters, auf den die Spur gerichtet sein soll. Im Folgenden bezeichnen $z_{x1i}, ..., z_{x4i}$ bzw. $z_{y1i}, ..., z_{y4i}$ die z-Koordinaten des Primärvertex, der Spurpunkte sowie des Energie-Clusters in der (x, z)- bzw. (y, z)-Projektion der Spur i. Des weiteren bezeichnen α_{x1i} und α_{x2i} bzw. α_{y1i} und α_{y2i} den Achsenabschnitt und die Steigung der Spur i in der (x, z)- bzw. (y, z)-Projektion. Das lineare Modell für die Spur i läßt sich dann in Matrixschreibweise wie folgt darstellen:

$$\boldsymbol{f}_i(\boldsymbol{\alpha}_i, z_{x1i}, ..., z_{x4i}, z_{y1i}, ..., z_{y4i}) \quad = \quad \boldsymbol{A}_i\, \boldsymbol{\alpha}_i = \left(\begin{array}{cc|cc} 1 & z_{x1i} & & \\ 1 & z_{x2i} & \multicolumn{2}{c}{\mathbf{0}} \\ 1 & z_{x3i} & & \\ 1 & z_{x4i} & & \\ \hline & & 1 & z_{y1i} \\ & & 1 & z_{y2i} \\ \multicolumn{2}{c|}{\mathbf{0}} & 1 & z_{y3i} \\ & & 1 & z_{y4i} \end{array}\right) \left(\begin{array}{c} \alpha_{x1i} \\ \alpha_{x2i} \\ \hline \alpha_{y1i} \\ \alpha_{y2i} \end{array}\right) \tag{4.3}$$

Bei einem Spurfit nach der Methode der kleinsten Quadrate wird für eine Spur i die Summe S_i der fehlergewichteten Quadrate der Residuen $\boldsymbol{r}_i$ minimiert. Alle bei dem Fit verwendeten Parameter des Modells $\boldsymbol{f}_i$, wie zum Beispiel Achsenabschnitt und Steigung der angepaßten Spur, sind verschieden von denen einer anderen Spuranpassung und damit lokale Parameter. Ist die tatsächliche Lage der Detektoren abweichend von ihrer Sollage, so müssen die durch die Detektoren gemessenen Spurpunkte räumlich korrigiert werden, bevor man sie für eine Spuranpassung benutzt. Diese Korrekturen sind für alle Spuren gleichen globalen Parameter. Die Summen S_i für die Spuren i werden nun um die globalen Korrekturen $\boldsymbol{d}_i\, \boldsymbol{a}$ erweitert. Zusammen mit den lokalen Parametern des Modells $\boldsymbol{f}_i$ ergeben sich dann die Summen S_i zu:

$$S_i \quad = \quad \boldsymbol{r}_i^T\, \boldsymbol{W}_i\, \boldsymbol{r}_i \;=\; (\boldsymbol{x}_i - (\boldsymbol{d}_i\, \boldsymbol{a} + \boldsymbol{A}_i\, \boldsymbol{\alpha}_i))^T\, \boldsymbol{W}_i\, (\boldsymbol{x}_i - (\boldsymbol{d}_i\, \boldsymbol{a} + \boldsymbol{A}_i\, \boldsymbol{\alpha}_i)). \tag{4.4}$$

Der Ortsvektor $\boldsymbol{x}_i$ und die Gewichtsmatrix $\boldsymbol{W}_i$ sind dabei wie folgt definiert:

$$\boldsymbol{x}_i \;=\; \left(\begin{array}{c} x_{1i} \\ \vdots \\ x_{4i} \\ \hline y_{1i} \\ \vdots \\ y_{4i} \end{array}\right), \quad \boldsymbol{W}_i \;=\; \left(\begin{array}{ccc|ccc} 1/\sigma^2_{x1i} & & & & & \\ & \ddots & & & \mathbf{0} & \\ & & 1/\sigma^2_{x4i} & & & \\ \hline & & & 1/\sigma^2_{y1i} & & \\ & \mathbf{0} & & & \ddots & \\ & & & & & 1/\sigma^2_{y4i} \end{array}\right). \tag{4.5}$$

Der Vektor $\boldsymbol{a}$ enthält die 40 globalen Parameter aller 20 Detektoren des Spurdetektors. Ihn zu bestimmen ist das Ziel bei der Durchführung der Ortskalibration. Werden die Rotationen der Detektoren mit $\Delta\gamma_j$ sowie ihre Verschiebungen Δx oder Δy generell mit Δx_j bezeichnet, so gilt:

$$\boldsymbol{a} \;=\; \begin{pmatrix} \Delta\gamma_1 \\ \Delta x_1 \\ \vdots \\ \Delta\gamma_{20} \\ \Delta x_{20} \end{pmatrix}. \tag{4.6}$$

Die Matrizen $\boldsymbol{d}_i$ besitzen die Dimension 8×40 und beinhalten die Faktoren $d_{i,\,kl}$ mit $k = 1...8$ und $l = 1...40$ für die globalen Korrekturen der Silizium-Spurpunkte durch die globalen Parameter. Die Verschiebungen Δx_j der Detektoren gehen mit Faktoren $d_{i,\,k(j+1)} = 1$ in die globalen Korrekturen ein. Für die Korrekturen durch die Rotationen $\Delta\gamma_j$ muß die Lage des Spurpunkts in der (x, y)-Ebene des Detektors in bezug zu seinem lokalen Koordinatensystem berücksichtigt werden. Für den Fall kleiner $\Delta\gamma_j$ läßt sich näherungsweise $d_{i,\,kj} = (x_{i,\,j} - x_{0,\,j}) - (y_{i,\,j} - y_{0,\,j})$ setzen. Die Koordinaten $x_{i,\,j}$ oder $y_{i,\,j}$, die nicht durch den betreffenden Detektor j selbst vermessen werden können, müssen anderen Detektoren der Doppellage entnommen werden. Da die Koordinaten des Primärvertex und des Energie-Clusters als Zwangsparameter dienen und deshalb unkorrigiert in die Ortskalibration eingehen, nehmen die $d_{i,\,kl}$ folgende Form an:

$$d_{i,\,kl} \;=\; \begin{cases} 0 & \text{für } k = 1,\, 4,\, 5,\, 8 \\ (x_{i,\,j} - x_{0,\,j}) - (y_{i,\,j} - y_{0,\,j}) & \text{für } l = j \\ 1 & \text{für } l = j + 1 \end{cases} \tag{4.7}$$

Für alle Detektoren j, die nicht zur Vermessung der Spur beigetragen haben ist $d_{i,\,kj} = d_{i,\,k(j+1)} = 0$. Mit Hilfe einer großen Anzahl von Spuren kann jetzt eine kombinierte Anpassung aller lokalen und globalen Parameter der Spuren erfolgen und damit der Vektor der globalen Parameter bestimmt werden. Die beste Schätzung für die lokalen und globalen Parameter liegt dann vor, wenn die gemeinsame Summe S aus den Summen S_i der Residuenquadrate aller Spuren i minimiert ist:

$$S \;=\; \sum S_i \;=\; (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{B}\,\boldsymbol{p})^T\, \boldsymbol{W}\, (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{B}\,\boldsymbol{p}) \;=\; \text{Minimum}, \tag{4.8}$$

wobei:

$$\boldsymbol{x} \;=\; \begin{pmatrix} \boldsymbol{x}_1 \\ \vdots \\ \boldsymbol{x}_N \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{W} \;=\; \begin{pmatrix} \boldsymbol{W}_1 & & \boldsymbol{0} \\ & \ddots & \\ \boldsymbol{0} & & \boldsymbol{W}_N \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{p} \;=\; \begin{pmatrix} \boldsymbol{a} \\ \hline \boldsymbol{\alpha}_1 \\ \vdots \\ \boldsymbol{\alpha}_N \end{pmatrix} \tag{4.9}$$

$$\boldsymbol{B} \;=\; \left(\begin{array}{c|ccc} \boldsymbol{d}_1 & \boldsymbol{A}_1 & & \mathbf{0} \\ \vdots & & \ddots & \\ \boldsymbol{d}_N & \mathbf{0} & & \boldsymbol{A}_N \end{array}\right). \tag{4.10}$$

Die Minimumsbedingung von Gleichung 4.8 ist dann erfüllt, wenn die partielle Ableitung der Summe S nach dem Vektor der globalen und lokalen Parameter p identisch Null ist:

$$\frac{\partial S}{\partial \boldsymbol{p}^T} \;=\; 0 \qquad \Longrightarrow \qquad \boldsymbol{B}^T\,\boldsymbol{W}\,\boldsymbol{B}\,\hat{\boldsymbol{p}} \;=\; \boldsymbol{B}^T\,\boldsymbol{W}\,\boldsymbol{x}. \tag{4.11}$$

Der Vektor $\hat{\boldsymbol{p}}$ enthält die beste Schätzung für alle globalen und lokalen Parameter. Multipliziert man die Produkte $\boldsymbol{B}^T\,\boldsymbol{W}\,\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{B}^T\,\boldsymbol{W}\,\boldsymbol{x}$ der rechten Gleichung von Ausdruck 4.11 aus, so lassen sich Untermatrizen identifizieren, mit denen die Gleichung folgende Struktur annimmt [60]:

$$\left(\begin{array}{c||c|c|c} \sum \boldsymbol{C}_i & \cdots & \boldsymbol{G}_i & \cdots \\ \hline\hline \vdots & \ddots & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \hline \boldsymbol{G}_i^T & \mathbf{0} & \boldsymbol{\Gamma}_i & \mathbf{0} \\ \hline \vdots & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \ddots \end{array}\right) \cdot \left(\begin{array}{c} \boldsymbol{a} \\ \hline\hline \vdots \\ \hline \boldsymbol{\alpha}_i \\ \hline \vdots \end{array}\right) = \left(\begin{array}{c} \sum \boldsymbol{b}_i \\ \hline\hline \vdots \\ \hline \boldsymbol{\beta}_i \\ \hline \vdots \end{array}\right) \tag{4.12}$$

Ausmultiplizieren des Systems führt zu einer Gleichung:

$$\sum \boldsymbol{C}_i\,\boldsymbol{a} + \sum \boldsymbol{G}_i\,\boldsymbol{\alpha}_i \;=\; \sum \boldsymbol{b}_i, \tag{4.13}$$

und zu N Gleichungen des Typs:

$$\boldsymbol{G}_i^T\,\boldsymbol{a} + \boldsymbol{\Gamma}_i\,\boldsymbol{\alpha}_i \;=\; \boldsymbol{\beta}_i, \tag{4.14}$$

die nach den Vektoren $\boldsymbol{\alpha}_i$ aufgelöst werden können. Setzt man die $\boldsymbol{\alpha}_i$ aus den Gleichungen 4.14 in Gleichung 4.13 ein und definiert:

$$\boldsymbol{C}' = \sum \boldsymbol{C}_i - \sum \boldsymbol{G}_i \boldsymbol{\Gamma}_i^{-1} \boldsymbol{G}_i^T, \qquad \boldsymbol{b}' = \sum \boldsymbol{b}_i - \sum \boldsymbol{G}_i \boldsymbol{\Gamma}_i^{-1} \boldsymbol{\beta}_i, \tag{4.15}$$

so ist die Lösung für den Vektor $\boldsymbol{a}$ der globalen Parameter für die Detektoren gegeben durch:

$$\boldsymbol{a} = \boldsymbol{C}'^{-1} \boldsymbol{b}'. \tag{4.16}$$

Mit der Lösung 4.16 ist nun eine direkte Berechnung der globalen Parameter möglich. Durch die Kopplung von globalen Parametern untereinander, wie in diesem Fall bei den Rotationen $\Delta\gamma_j$, ist auch die Lösung 4.16 iterativ zu berechnen. Die Anzahl der Iterationen ist im Allgemeinen jedoch sehr viel kleiner als bei den sonst üblichen Verfahren zur Ortskalibration. Die Berechnung der inversen Matrix $\boldsymbol{C}'^{-1}$ und damit des globalen Parametervektors $\boldsymbol{a}$ wird mit Hilfe des Programmpakets *Millepede* [60] durchgeführt. Für die Ortskalibration wird eine Anzahl von Spuren gestreuter Strahlelektronen benötigt. Um diese zu erhalten wurde eine Menge von Spuren aus den Daten des Jahres 1999 mit Hilfe folgender Schnitte selektiert:

- ▷ Es existiert ein von den H1-Spurkammern rekonstruierter primärer z-Vertex mit $|z_{vxt}| < 35\,\text{cm}$.
- ▷ Für die in den Elektronen- und dem Photon-Tagger rekonstruierte Energie gilt $E_{tag} < 2\,\text{GeV}$.
- ▷ Es gibt genau einen rekonstruierten Energie-Cluster dessen Schwerpunktskoordinaten nicht innerhalb der äußersten Wellenlängenschieber liegt.
- ▷ Der Energie-Cluster hat eine Energie von $E > 15\,\text{GeV}$ und es wurden keine oder nur außerhalb des Clusters Ein-Dioden Signale identifiziert.
- ▷ Es wurde zu dem Energie-Cluster genau eine Spur rekonstruiert, d. h. es befand sich genau ein Spurpunktskandidat pro Doppellage innerhalb des Suchradius von 3 mm um die Vorspur.
- ▷ Für die Größe $(E - p_z)_{ges} = \sum(E_i - p_{z,i})_{had} + 2\,E_{VLQ}$, die aus dem hadronischen Endzustand und der Energie des im VLQ-Detektor registrierten Elektrons rekonstruiert wird, gilt: $35\,\text{GeV} < (E - p_z)_{ges} < 75\,\text{GeV}$.

Für die erste Datennahmeperiode des Jahres 1999 konnten auf diese Weise ca. 16000 Spuren für die Geometriekorrekturen der Spurdetektoren der VLQ-Module selektiert werden. Die Korrekturen der Lagen von den Silizium-Detektoren, wie sie durch die Ortskalibration bestimmt werden, betragen für den Rotationswinkel $\Delta\gamma \approx 3\,\text{mrad}$ und für die globalen Verschiebungen Δx bzw. $\Delta y \approx 0.9\,\text{mm}$ im Durchschnitt.

4.2.9 Das Auflösungsvermögen und die Effizienz des VLQ-Spurdetektors

Die Bestimmung der Ortsauflösung der ausgerichteten Silizium-Detektoren erfolgt an dem Datensatz, der für die Ortskalibration der Spursysteme verwendet wurde. Zu diesem Zweck wird in der (x, z)- bzw. in der (y, z)-Projektion eine Referenzspur aus dem Primärvertex und dem Cluster der jeweils hinteren Silizium-Doppellage eines Spursystems gebildet, der einer Spur zugeordnet werden konnte. Anschließend wird die Differenz zwischen dem Cluster in der vorderen Doppellage und der Referenzspur in der jeweiligen Projektion aufgetragen. Die Ergebnisse für die beiden Spursysteme des VLQ-Detektors ist in den Abbildungen 4.25 und 4.26 dargestellt. Dividiert man die Breite der angepassten Gauß-Verteilungen durch den Wert $\sqrt{2}$, so erhält man die Auflösung der Einzeldetektoren, die die Spur in der zugehörigen Projektion vermessen. Für die Auflösung der vertikal ausgerichteten Silizium-Detektoren, die die x-Positionen der Teilchenbahnen vermessen, beträgt die Auflösung für beide Module $15.2\,\mu$m in den Daten bzw. $14.5\,\mu$m in der Simulation. Die Auflösung der horizontal orientierten Detektoren wird im Vergeich zu den vertikal orientierten Detektoren stärker durch die helixförmige Bahnkrümmung der Teilchenbahnen im H1-Magnetfeld verschlechtert. Für diese Detektoren ergibt sich eine Auflösung von durchschnittlich $24\,\mu$m in den Daten bzw. $21.2\,\mu$m in der Simulation.

Um die Auflösung des Streuwinkels θ der Strahlelektronen zu erhalten ist in Abbildung 4.27 die Differenz zwischen dem Streuwinkel der Referenzspur und der aus den Silizium-Trefferkandidaten berechneten Teilchenspur aufgetragen. Die Unsicherheit bei der Messung des Streuwinkels θ ist sowohl in den Daten als auch in der Simulation < 0.3 mrad.

In Abbildung 4.28 ist die Auflösung des z-Vertex, als Differenz zwischen dem gemessenen Primärvertex und dem durch die VLQ-Spurdetektoren rekonstruierten Vertex dargestellt. Für die z-Vertexauflösung des oberen VLQ-Moduls ergibt sich $\sigma(z_{vtx}) = 5.5$ cm in den Daten bzw. $\sigma(z_{vtx}) = 5.3$ cm für die Simulation, für die des unteren Moduls $\sigma(z_{vtx}) = 3.9$ cm bzw. $\sigma(z_{vtx}) = 3.6$ cm. Die bessere z-Vertexauflösung des unteren Moduls läßt sich durch den größeren Abstand des Moduls zur nominellen Strahlachse erklären. Der durchschnittliche Streuwinkel, der vom unteren Modul vermessen wird ist dadurch größer, was sich in einer geringeren Beeinflussung der z-Vertexauflösung durch die Auflösung des Streuwinkels widerspiegelt.

In der ersten Datennahmeperiode des Jahres 1999 erwiesen sich zwei Detektoren der ersten Doppellage, Detektor 24 und 26 (siehe Abbildung A.1) des unteren Moduls als unbrauchbar. Dadurch bedingt, ist es mit dem Spursystem des unteren Moduls nicht möglich, für Teilchenbahnen mit Koordinaten $x > 0$ einen z-Vertex zu rekonstruieren. Die Effizienz der übrigen Silizium-Detektoren des VLQ-Spursystems wurde anhand eines Datensatzes von Spuren bestimmt, bei denen jeweils mindestens drei Siliziumdetektoren angesprochen haben. Vergleicht man die Anzahl von Spuren, bei denen drei von maximal vier Detektoren angesprochen haben mit der Anzahl von Spuren bei denen alle vier Detektoren ansprachen, so läßt sich die Ausfallrate der Detektoren bestimmen. Die Effizienz der Einzeldetektoren ergibt sich dann für das obere Modul im Mittel zu $92.8\,\%$ und für das untere Modul zu $86.9\,\%$.

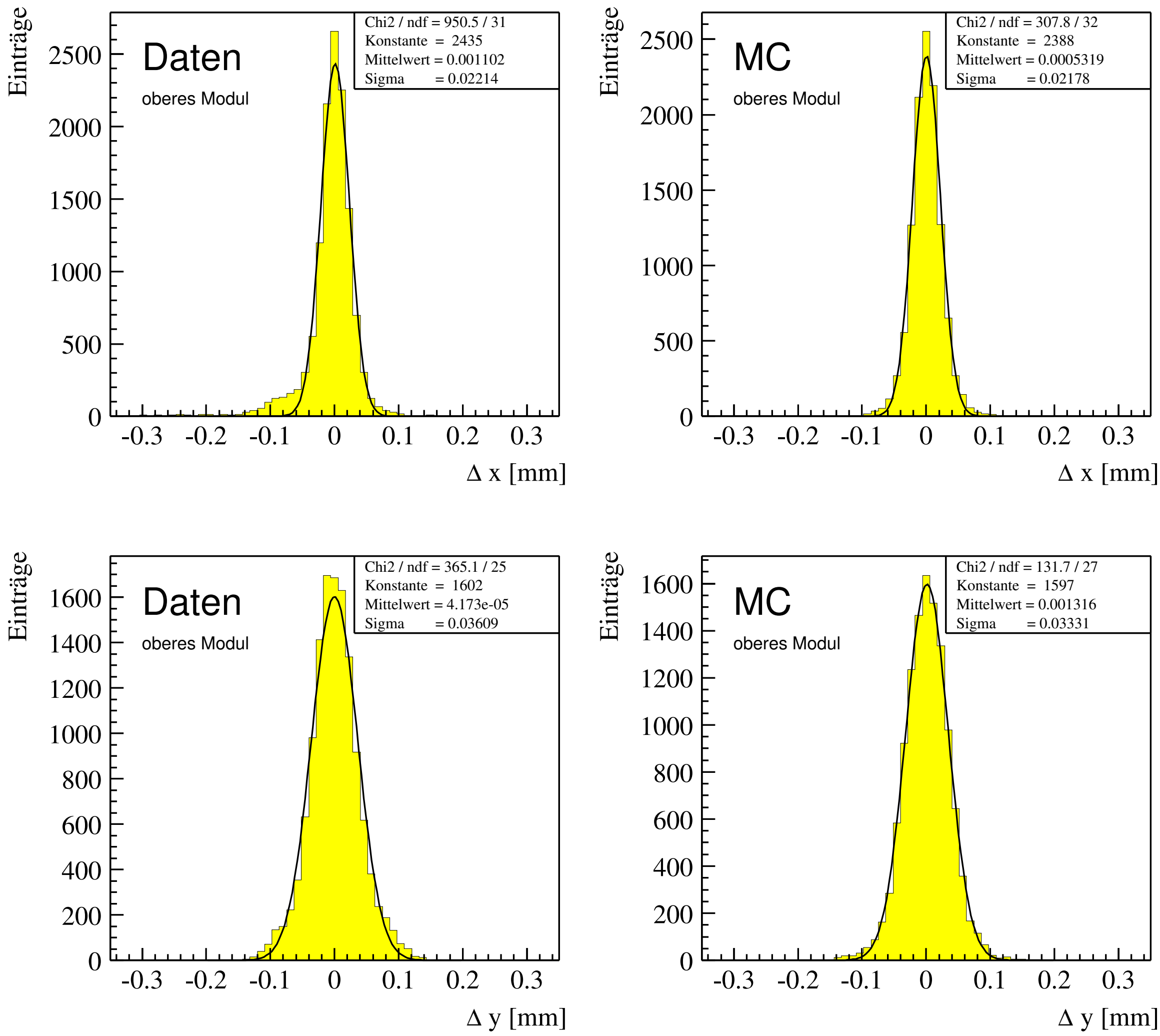


Abbildung 4.25: *Die Auflösung der Silizium-Detektoren des Spurdetektors vom oberen VLQ-Modul in Daten und der Simulation für die horizontal (Δx) und vertikal ausgerichteten Detektoren (Δy).*

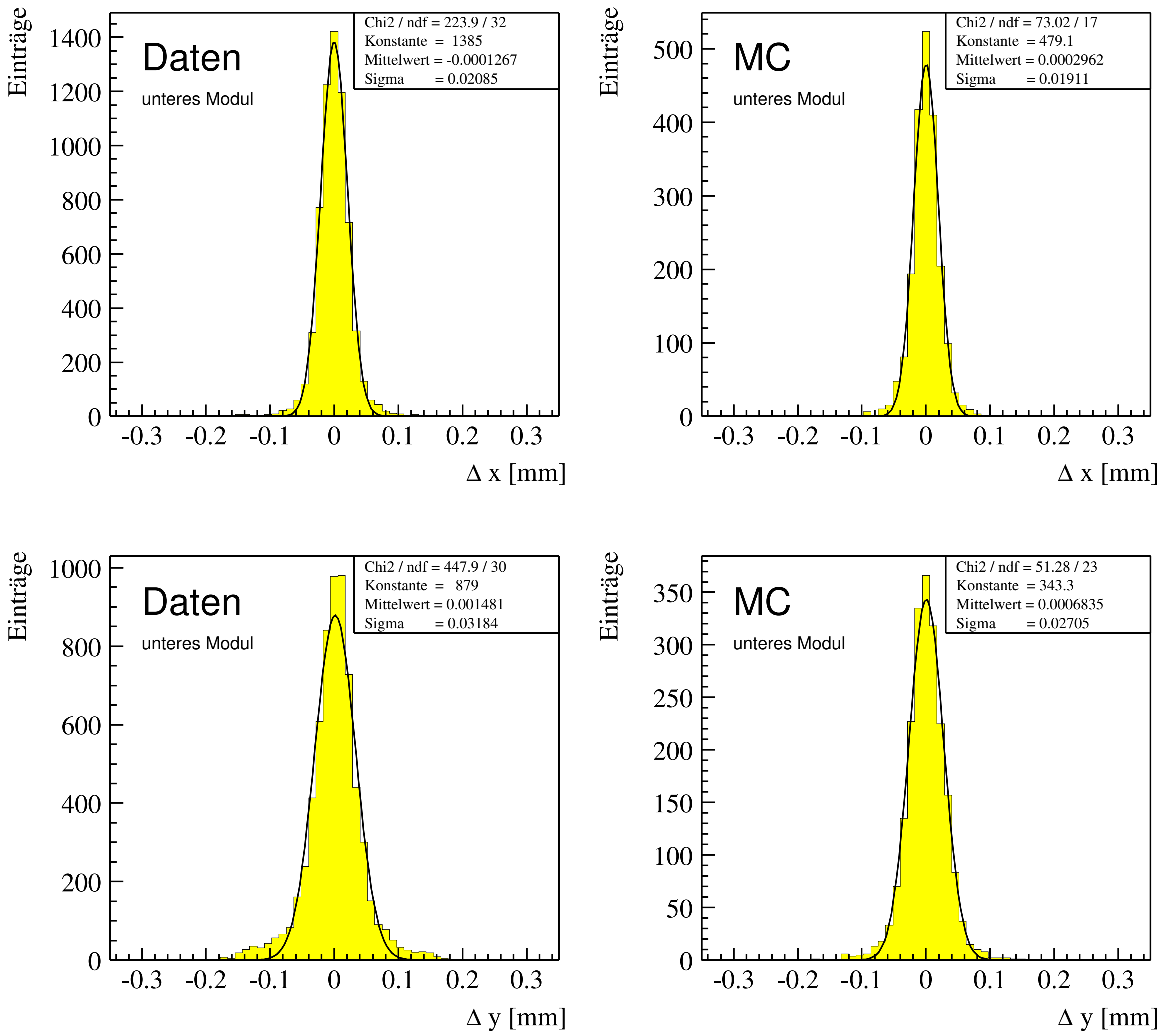


Abbildung 4.26: *Die Auflösung der Silizium-Detektoren des Spurdetektors vom unteren VLQ-Modul in Daten und der Simulation für die horizontal (Δx) und vertikal ausgerichteten Detektoren (Δy).*

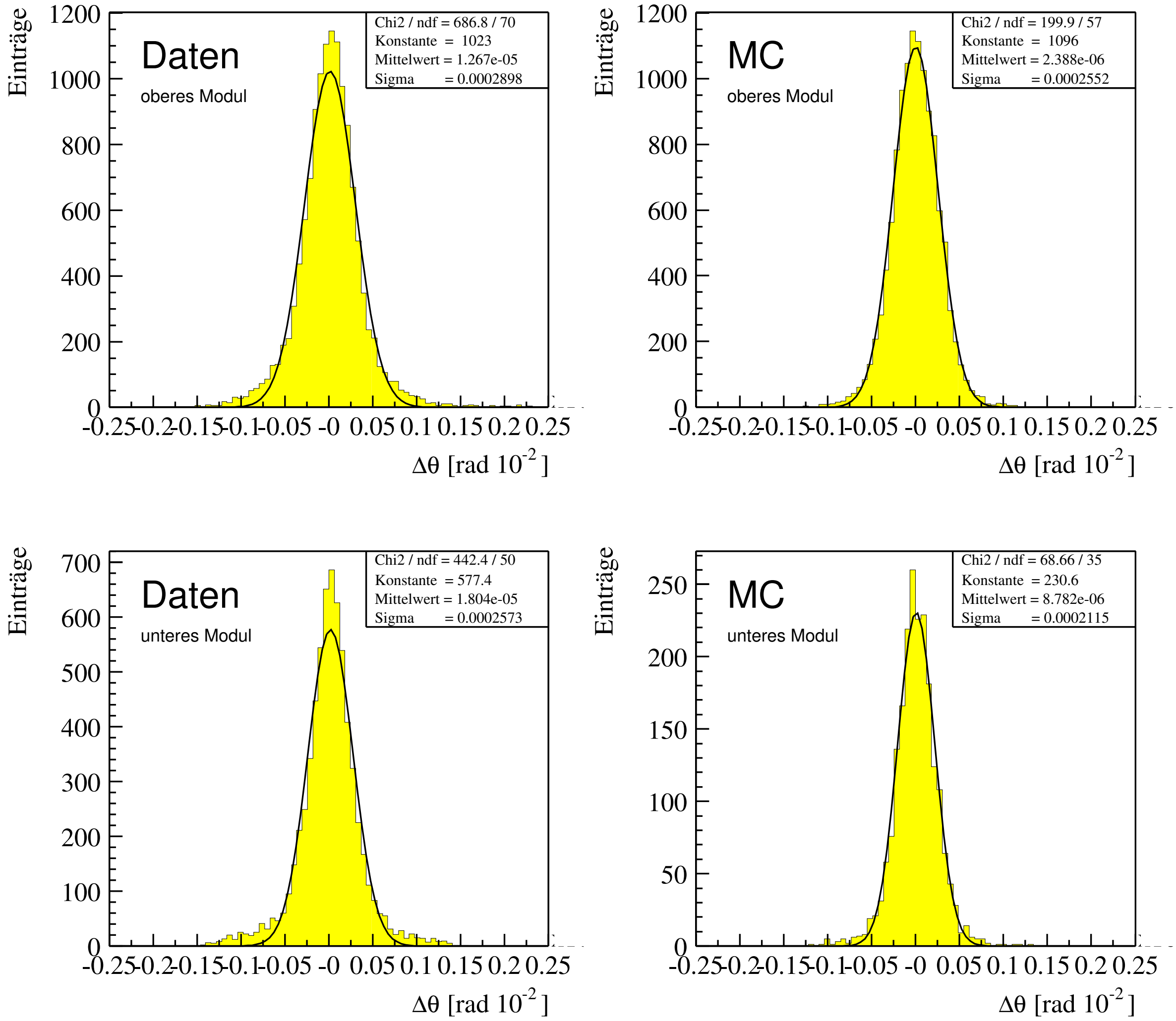


Abbildung 4.27: *Die Auflösung des Streuwinkels θ des VLQ-Spurdetektors in Daten und der Simulation.*

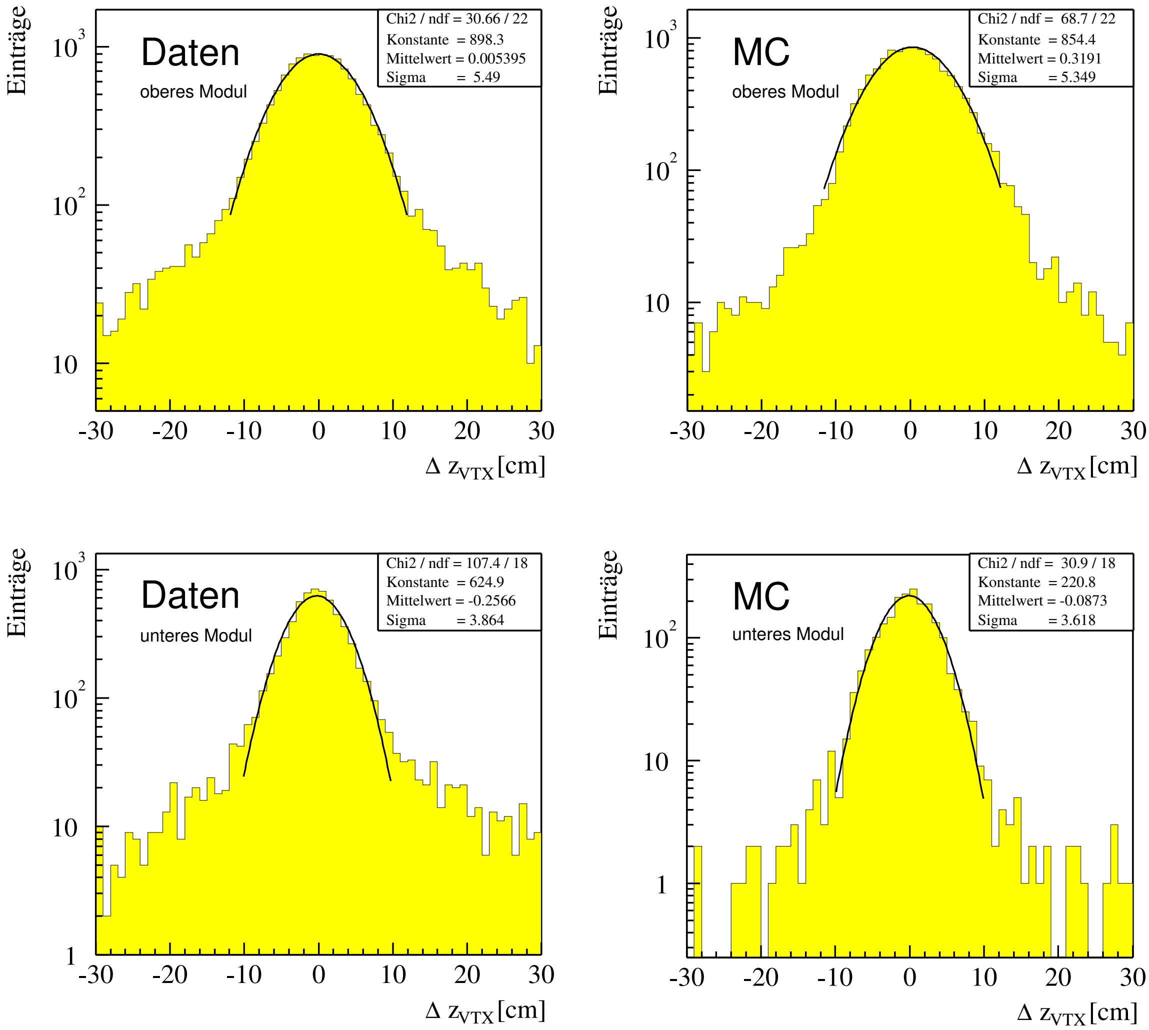


Abbildung 4.28: *Die Auflösung des z-Vertex durch den VLQ-Spurdetektor in Daten und der Simulation.*

Kapitel 5

Ereignisselektion

Der VLQ-Detektor ermöglicht es, die Produktion von Vektormesonen bei kleinen Viererimpulsquadraten Q^2 zu untersuchen. Die im Frühjahr 1999 implementierten Subtrigger `s38` und `s102` (siehe Abschnitt 3.2.8) verbinden die Forderung nach einer Energiedeposition in den VLQ-Kalorimetern mit der nach einer Spur in den zentralen Spurkammern. Zerfallsteilchen verschiedenster Vektormesonen können diese Trigger auslösen. Abbildung 5.1 zeigt das Massenspektrum von Ereignissen mit exakt zwei Spuren in der zentralen Spurkammer ($20° < \theta_{Spur} < 160°$) und genau einer rekonstruierten Energiedeposition in den VLQ-Kalorimetern mit einer Energie von $E_e > 10\,\text{GeV}$. Die invariante Masse wurde unter der Annahme berechnet, daß es sich bei den zwei Spuren um jeweils zwei ungleich geladene Pionen, Kaonen bzw. Elektronen handelt. In den Massenspektren sind deutlich die Zerfallsskanäle $\rho \to \pi^+\pi^-$, $\phi \to K^+K^-$ und $J/\psi \to e^+e^-$ erkennbar.

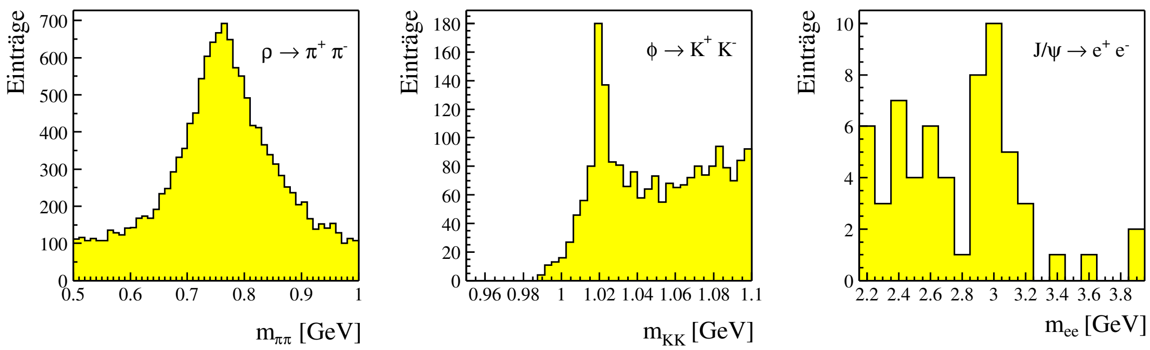


Abbildung 5.1: *Die Massenspektren für Ereignisse mit zwei zentralen Spuren, die den Trigger* `s102` *auslösten. Unter der Annahme, daß es sich bei den zwei Spuren um jeweils zwei ungleich geladene Pionen, Kaonen bzw. Elektronen handelt, sind deutlich die Zerfallsskanäle $\rho \to \pi^+\pi^-$, $\phi \to K^+K^-$ und $J/\psi \to e^+e^-$ erkennbar.*

In dieser Arbeit wird die diffraktiv elastische Produktion von J/ψ-Mesonen im Zerfallskanal $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ untersucht. Ereignisse dieses Zerfallskanals können die beiden Trigger `s38` und `s102` auslösen. Ereignisse, die durch diese Trigger akzeptiert wurden, bilden die Ausgangsbasis der folgenden Analyse.

In diesem Kapitel wird die Selektion der Ereignisse aus Daten des Jahres 1999 vorgestellt. Zunächst wird eine Einführung in die Selektion diffraktiver J/ψ-Ereignisse gegeben und der kinematische Bereich dieser Analyse dargestellt. Der gewählte Datennahmeabschnitt wird genannt und der zu erwartende Untergrund diskutiert. Daraufhin wird die verwendete Selektionskette vorgestellt mit der die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendeten Ereignisse ausgewählt wurden. Anschließend werden die Methoden zur Korrektur von Akzeptanz- und Effizienzverlusten erläutert. Die Daten werden mit Monte Carlo Simulationen verglichen und der Einfluß systematischer Effekte diskutiert. Die gewonnenen Resultate werden abschließend in Kapitel 6 präsentiert.

5.1 Die Selektion diffraktiver J/ψ-Ereignisse

In diesem Abschnitt wird eine Einführung in die Selektion von J/ψ-Mesonen aus diffraktiven Prozessen gegeben, um die Selektionsschnitte der in Abschnitt 5.1.6 vorgestellten Selektionskette zu motivieren. Die Eingangsdaten der Selektion sind Ereignisse, die die Triggerstufen des H1-Experiments passiert haben. Es wird auf die Unterscheidung zwischen elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation eingegangen. Der gewählte Datennahmeabschnitt, die verwendete Luminosität und der zugängliche kinematische Bereich werden dargestellt. Des weiteren wird der Hauptuntergrund für die selektierten Ereignisse und dessen Unterdrückung diskutiert.

5.1.1 Überblick über die Selektion diffraktiver Ereignisse mit dem VLQ-Detektor

Bei der diffraktiven Produktion von Vektormesonen wird zwischen elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation unterschieden. Bei elastischen Ereignissen treten nur die gestreuten Strahlteilchen und das produzierte Vektormeson bzw. dessen Zerfallsteilchen im Endzustand auf. Bei Ereignissen mit Proton-Dissoziation liegt das Proton im Endzustand in dissoziierter Form vor. Charakteristisch für diffraktive Ereignisse ist, daß es nicht zu der Ausbildung eines Farbfeldes zwischen dem gestreuten Protonrest und dem Vektormeson kommt (vergleiche Abschnitt 2.3). Zwischen dem gestreuten Protonrest und dem Vektormeson werden daher keine weiteren Teilchen erzeugt, die aus der Hadronisierung innerhalb eines Farbfeldes stammen könnten. Bei diffraktiven Ereignissen besteht der hadronische Endzustand daher nur aus den durch die *ep*-Wechselwirkung erzeugten Vektormesonen bzw. deren Zerfallsprodukten. Da in dieser Arbeit der myonische Zerfallskanal von J/ψ-Mesonen untersucht wird, werden diffraktive Ereignisse durch die Forderung selektiert, daß nur zwei Spuren entgegengesetzt geladener Teilchen rekonstruiert wurden. Dabei muß zumindest eines der Teilchen als Myon identifiziert worden sein. Zudem muß genau eine Energiedeposition in einem der beiden VLQ-Kalorimeter vorhanden sein, die von dem gestreuten Strahlelektron stammt. Für den Rest des H1-Detektors wird verlangt, daß in ihm, bis auf Signale die möglicherweise von einem dissoziierten Proton stammen, keine weiteren Signale von Teilchen rekonstruiert wurden. Ein Kandidat für ein diffraktiv elastisch produziertes J/ψ-Meson findet sich in Abbildung 5.2, während in Abbildung 5.3 ein Kandidat für ein diffraktiv erzeugtes J/ψ-Mesons gezeigt wird, bei dem das Proton dissoziiert ist.

Um eine gute Myonenerkennung sowie eine möglichst genaue Messung der Winkel und Impulse der Spuren und damit der invarianten Masse zu gewährleisten, wird nur der zentrale Teil der Spurkammern $20^\circ \leq \theta_\mu \leq 160^\circ$ verwendet. Für diesen Bereich ist die Spurmessung gut verstanden. Der durch den zentralen Teil der Spurkammern rekonstruierte Primärvertex der Ereignisse führt zusammen mit der Ortsauflösung der VLQ-Kalorimeter bei der Rekonstruktion der Energie-Cluster zu einer Auflösung des Streuwinkels θ_e des Strahlelektrons, welche durch das Spursystem des VLQ-Detektors nicht mehr verbessert werden kann. Das Spursystem des VLQ-Detektors findet daher bei der Selektion der Ereignisse dieser Analyse keine Verwendung.

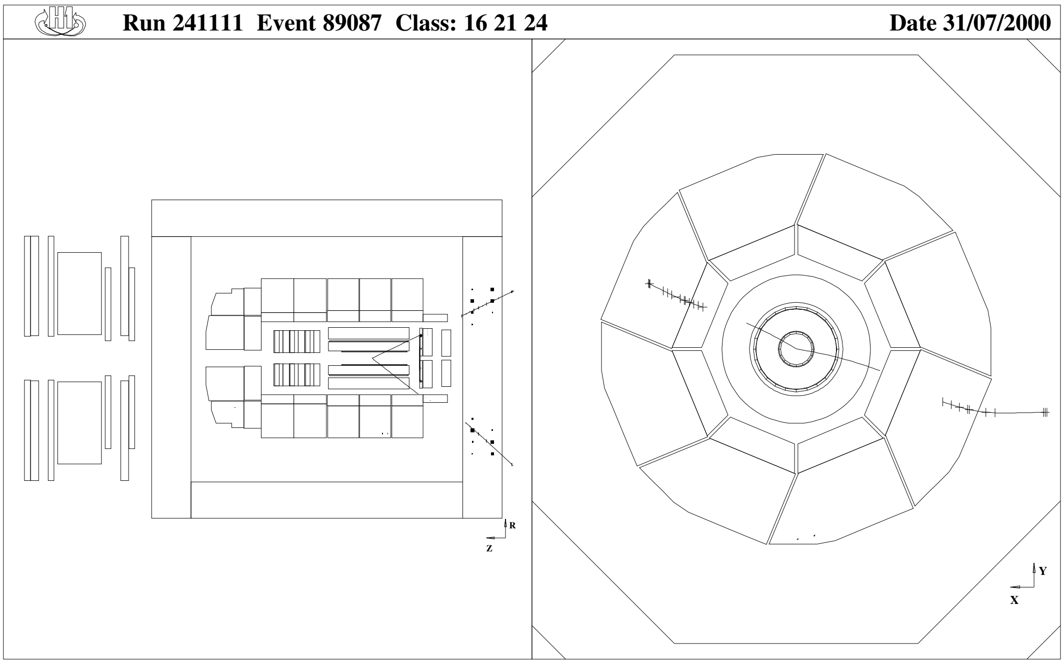


Abbildung 5.2: *Darstellung eines Kandidaten für diffraktiv elastische Ereignisse* $\gamma p \rightarrow J/\psi p$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. *Links ist eine Seitenansicht, rechts die radiale Ansicht des H1-Detektors zu sehen. Der VLQ-Detektor ist nicht abgebildet. Mit Ausnahme der beiden Zerfallsmyonen zeigt der H1-Detektor keine weiteren Aktivitäten. Die im VLQ-Detektor nachgewiesene Energie ist* $E_e = 23.4\,GeV$. *Die invariante Masse des Zwei-Myon Systems ist* $m_{\mu\mu} = 3.15\,GeV$.

Um zwischen elastisch erzeugten Vektormesonen und Vektormesonen mit Proton-Dissoziation unterscheiden zu können, werden Detektoren des Vorwärtsbereiches von H1 verwendet und zu einem Vorwärtsveto zusammengefaßt. Für den überwiegenden Teil der Ereignisse, bei denen das Proton dissoziiert, können die Teilchen aus dem dissoziierten Protonsystem durch Energiedepositionen im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters ($\theta \leq 10°$), als Trefferpaare im FMD vor dem Toroidmagneten oder durch Aktivität eines der Zähler des PRT nachgewiesen werden. Für die Daten des Jahres 1999 wurden die ersten drei Zähler des PRT verwendet. Ein Ereignis wird als elastisch klassifiziert, wenn die Energiedeposition im LAr-Kalorimeter ($\theta \leq 10°$) kleiner als $0.75\,$GeV ist, wenn nicht mehr als ein Trefferpaar im Teil des FMD vor dem Toroidmagneten gefunden wurde und wenn keiner der ausgewählten Zähler des PRT aktiv war. Das Ereignis wird als unelastisches Ereignis mit dissoziiertem Proton klassifiziert, wenn eine der genannten Bedingungen nicht erfüllt ist.

5.1.2 Die Auswahl des untersuchten Datennahmeabschnitts

Um konsistente und reproduzierbare Ergebnisse bei der Ereignisselektion innerhalb eines Datennahmezeitraumes zu erhalten, muß zuvor eine Selektion von Datennahmeabschnitten durchgeführt werden, in denen der Zustand der Detektoren aktiv und der der Trigger sowie die Untergrundbedingungen vergleichbar sind. Für die Selektion der untersuchten Runs wird gefordert, daß die Versorgungsspannungen aller Detektoren, die für diese Analyse verwendet werden, eingeschaltet waren und die betref-

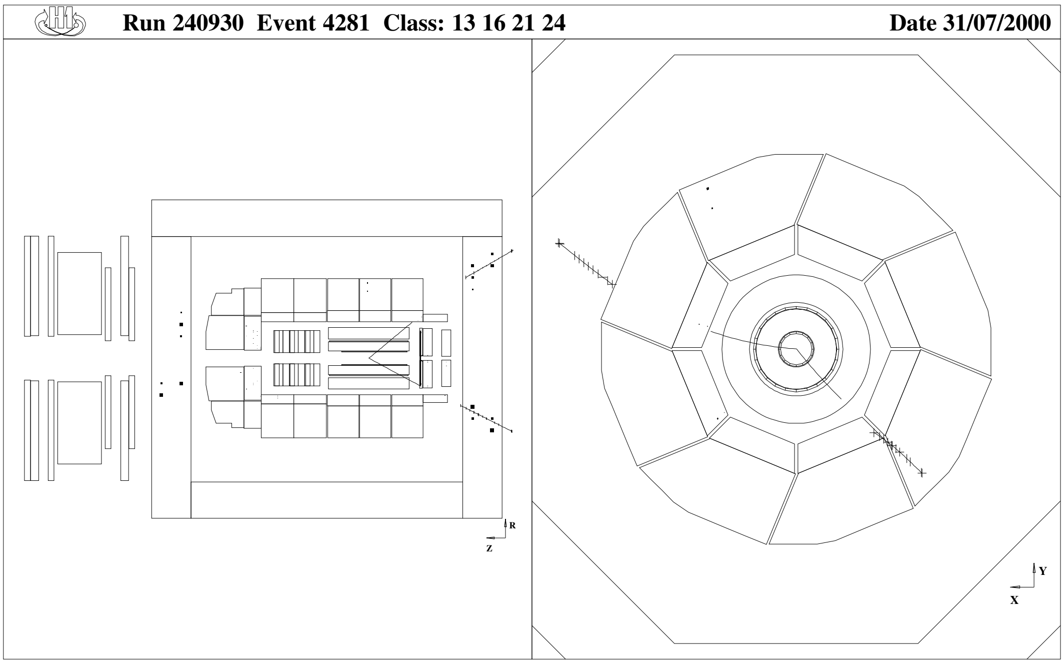


Abbildung 5.3: *Darstellung eines Kandidaten für proton-dissoziative Ereignisse $\gamma p \rightarrow J/\psi Y$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Links ist eine Seitenansicht, rechts die radiale Ansicht des H1-Detektors zu sehen. Der VLQ-Detektor ist nicht abgebildet. Neben den beiden Zerfallsmyonen zeigt der H1-Detektor Aktivität im vorderen Bereich. Die im VLQ-Detektor nachgewiesene Energie ist $E_e = 17\,$GeV. Die invariante Masse des Zwei-Myon Systems ist $m_{\mu\mu} = 3.21\,$GeV.*

fende Detektorkomponente in der Auslesekette war. Insbesondere der für diese Analyse verwendete VLQ-Detektor mußte eingeschaltet und in seine Meßposition am Strahlrohr gefahren worden sein. Zudem werden nur Datennahmeabschnitte der späteren Perioden eines Luminositäts-Runs der Phasen 2 bis 4 gewählt, in denen die Untergrundbedingungen günstiger sind. Des weiteren werden Runs in denen hauptsächlich verwendete Detektoren beschädigt waren (Riß eines Drahtes in der CJC1 ab Run 257601) oder in denen spezielle Triggereinstellungen vorherrschten (Minimum Bias Run ab Run 259487) von der Analyse ausgeschlossen. Die in dieser Analyse ausgewählten Datennahmebereiche für das Jahr 1999 gehen von Run 231928 bis Run 241648 ($99e^-$) und von Run 244976 bis Run 255748 ($99e^+$). Die Luminosität dieser Bereiche muß auf die oben genannten Forderungen nach Detektorstatus und Luminositätsphase korrigiert werden. Des weiteren muß die Luminosität bezüglich des in dieser Analyse durchgeführten Schnittes auf die rekonstruierte z-Vertexposition korrigiert werden. In dieser Analyse werden nur Ereignisse akzeptiert, deren rekonstruierte z-Vertexposition von dem Runvertex einen Abstand von $|z_{vtx} - z_{runvtx}| < 40\,$cm hat. Die Luminosität muß in diesem Fall auf Ereignisse korrigiert werden, die aus sogenannten *Satellitenpaketen*, d. h. aus Teilchenkollisionen außerhalb des gewählten z-Vertexbereiches stammen. Für die Daten des Jahres 1999 lag zum Zeitpunkt dieser Analyse nur ein mittlerer, genereller Faktor für die Korrektur der Luminosität auf Satelliten-Ereignisse vor. Die Luminosität muß dabei für den ersten Run-Bereich um 2.9%, für den zweiten Run-Bereich um 6.0% verringert werden [61]. Die detektor-, phasen- und satellitenkorrigierte Luminosität des untersuchten Run-Bereiches beträgt $\mathcal{L} = 14616\,\text{nb}^{-1}$. Für den Fehler der Luminositätsmessung wird ein Anteil von 1.4% abgeschätzt [61].

5.1.3 Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen Q^2 und $W_{\gamma p}$

Die für diese Analyse wichtigen kinematischen Variablen Q^2 und $W_{\gamma p}$ werden aus dem Streuwinkel und der Energie des rekonstruierten Strahlelektrons durch den VLQ-Detektor, sowie aus Größen des hadronischen Endzustandes berechnet (vergleiche Abschnitt 2.1.1). Abbildung 5.4 zeigt die relativen Fehler bei der Rekonstruktion des Elektronenstreuwinkels, sowie den relativen Fehler bei der Energierekonstruktion in der Simulation für Ereignisse, die die Selektionskette dieser Analyse passiert haben (vergleiche Abschnitt 5.1.6).

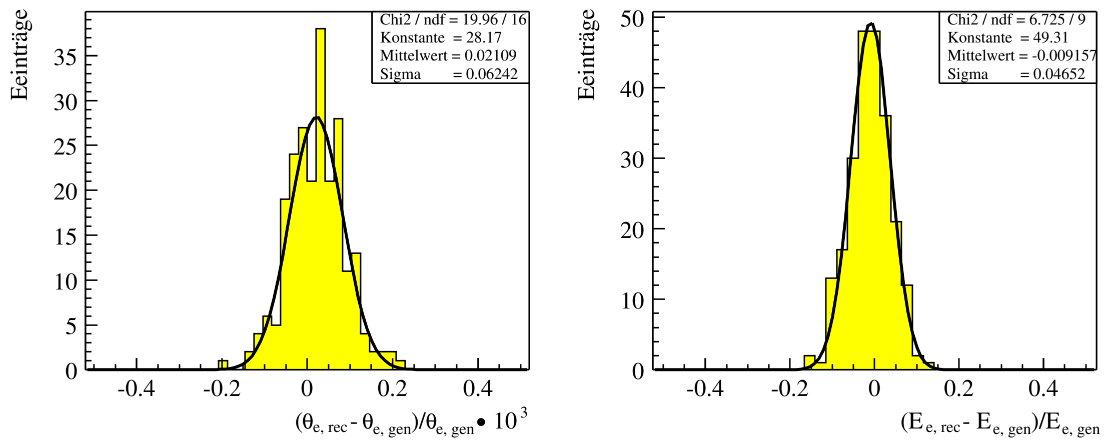


Abbildung 5.4: *Der relative Fehler der Streuwinkel θ_e (links) und der rekonstruierten Energie E_e (rechts) im VLQ.*

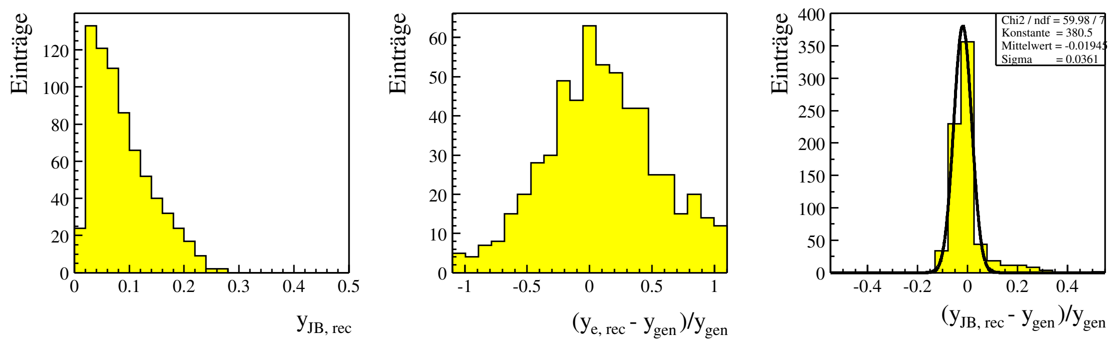


Abbildung 5.5: *Die rekonstruierte Größe y in der Simulation für Ereignisse, die die Selektionskette von Tabelle 5.1 passiert haben. Links ist der Wertebereich der Variablen y dargestellt. In der Mitte ist der relative Fehler von y bei der Rekonstruktion mit der Elektronenmethode und rechts bei Rekonstruktion nach der Jacquet-Blondel Methode abgebildet.*

Der relative Fehler bei der Rekonstruktion des Streuwinkels ist bei Verwendung des Primärvertex des Ereignisses und den rekonstruierten Schwerpunktskoordinaten der Energiedeposition mit $\sigma(\theta_e)/\theta_e = 6.2 \cdot 10^{-3}\%$ vernachlässigbar klein. Es dominiert der Fehler der Energie-Rekonstruktion mit $\sigma(E_e)/E_e = 4.7\%$ (vergleiche Abbildung 5.4) bei der Berechnung von kinematischen Variablen, in denen die Elektronengrößen eingehen.

Während die Variable Q^2 aus der Energie und dem Elektronenstreuwinkel mit Hilfe der Beziehung 2.6 berechnet wird, führt die Unsicherheit in der Energierekonstruktion für die rekonstruierten Werte der Variablen $y < 0.3$ zu einer starken Verschlechterung der Auflösung von y (vergleiche Abbildung 5.5). Für die Berechnung von $W_{\gamma p}$ mit Hilfe der Gleichung 2.5 wird daher y aus dem hadronischen Endzustand bestimmt (Gleichung 2.9).

Abbildung 5.6 zeigt die Fehler und die Korrelation der generierten und rekonstruierten Größen Q^2 und $W_{\gamma p}$ nach Anwendung der in 5.1.4 vorgestellten geometrischen Akzeptanzschnitte. Die Fehler bei der Rekonstruktion der Größen werden später in der Bestimmung der Selektionseffizienz berücksichtigt.

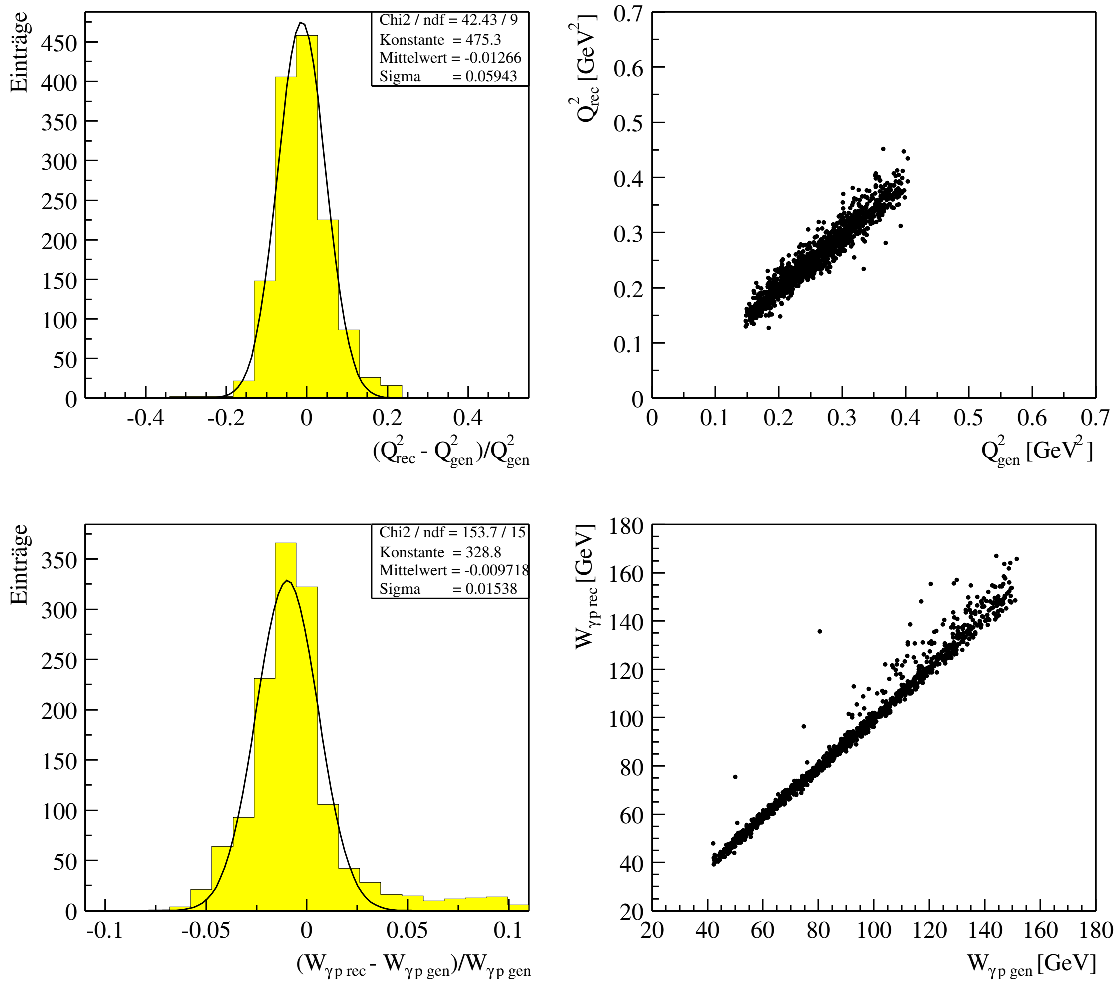


Abbildung 5.6: *Relativer Fehler der Rekonstruktion und Korrelationen zwischen den generierten und rekonstruierten Größen Q^2 und $W_{\gamma p}$.*

5.1.4 Der kinematische Bereich der Analyse

Der in dieser Analyse untersuchte kinematische Bereich der Variablen $W_{\gamma p}$ und Q^2 wird durch zwei geometrische Bedingungen eingeschränkt:

- ▷ Für die akzeptierten Ereignisse wird verlangt, daß das bei der Reaktion gestreute Strahlelektron in einem der beiden VLQ-Kalorimeter nachgewiesen wird.
- ▷ Die Spuren der Zerfallsmyonen akzeptierter Ereignisse sollen im zentralen Teil der Spurkammern nachgewiesen worden sein.

Die erste Forderung, daß das gestreute Elektron in einem der beiden VLQ-Kalorimeter nachgewiesen wurde, beeinflußt die Akzeptanz bezüglich Q^2. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen das gestreute Elektron innerhalb bestimmter Akzeptanzfenster nachgewiesen wurde, die für jedes der beiden VLQ-Kalorimeter einzeln definiert werden. Die Abmessungen der Akzeptanzfenster der VLQ-Kalorimeter für Daten und Simulation ergibt sich aus den folgenden Anforderungen:

- ▷ Die rekonstruierten Koordinaten des Energie-Clusters haben einen Abstand von mindestens $4\,\mathrm{mm}$ von dem Bereich, der durch die Abschattung durch das SpaCal-Insert betroffen ist. Es wird daher verlangt, daß der Energie-Cluster innerhalb eines Radius $r^{o,u}_{max}$ um die nominelle z-Achse des H1-Koordinatensystems rekonstruiert wurden. Die Größe dieses Selektionsradius wird für das obere und das untere VLQ-Kalorimeter getrennt festgelegt.
- ▷ Der Cluster-Schwerpunkt wurde mit einem Abstand von $\approx 7\,\mathrm{mm}$ zu den Rändern der Kalorimeter rekonstruiert. Die Abweichungen der Ist- zur Sollposition des VLQ-Detektors, die beim Anfahren der Sollposition durch die VLQ-Hubmechanik auftreten, betragen dabei maximal $-0.15\,\mathrm{mm}$ bzw. $+0.75\,\mathrm{mm}$ und können für diese Analyse vernachlässigt werden.
- ▷ Um in den Daten und der Simulation kinematisch gleichwertige Akzeptanzfenster zu erhalten, müssen die Fenster in der Simulation bezüglich der Neigung des Elektronenstrahls in der (x,z)- und (y,z)-Ebene und dem Strahlversatz in den Daten angepaßt werden. Der Strahlversatz in den Daten ist im Mittel $x_{runvtx,Daten} = -0.163 \pm 0.021\,\mathrm{cm}$ bzw. $y_{runvtx,Daten} = 0.188 \pm 0.003\,\mathrm{cm}$. Der in der Simulation eingestellt Strahlversatz beträgt $x_{runvtx,MC} = -0.209\,\mathrm{cm}$ bzw. $y_{runvtx,MC} = 0.186\,\mathrm{cm}$. Die mittlere Strahlneigung in den Daten beträgt in der (x,z)-Ebene $\theta_{beam,x} = -0.222 \pm 0.111\,\mathrm{mrad}$ und in der (y,z)-Ebene $\theta_{beam,y} = 0.839 \pm 0.064\,\mathrm{mrad}$. Für die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen wurde keine Strahlneigung eingestellt, um eine bessere Simulation der Vorwärtsdetektoren zu erhalten.

Die oben genannten Bedingungen führen zu den in Abbildung 5.7 dargestellten Koordinaten der Akzeptanzfenster für das gestreute Elektron in den Daten und der Simulation. Die Verschiebungen der Fenster in der Simulation verglichen mit denen für die Daten sind hauptsächlich auf die Korrektur der Strahlneigung in den Daten zurückzuführen, um kinematisch gleichwertige Akzeptanzfenster zu erhalten. Der Einfluß einer Lagekorrektur der Akzeptanzfenster von $\pm 2.5\,\mathrm{mm}$ auf den mittleren Wert von Q^2, bei dem der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden wird, läßt sich in der Simulation zu $\sigma(\langle Q^2 \rangle) \approx 8\,\%$ abschätzen.

Die zweite Forderung nach einer Einschränkung des Polarwinkels der Zerfallsmyonen auf den zentralen Bereich der Spurkammern ($20^\circ \leq \theta_\mu \leq 160^\circ$) begrenzt die Akzeptanz der Ereignisselektion in der kinematischen Variable $W_{\gamma p}$. Abbildung 5.8 zeigt die Akzeptanzen in den Variablen Q^2 und $W_{\gamma p}$,

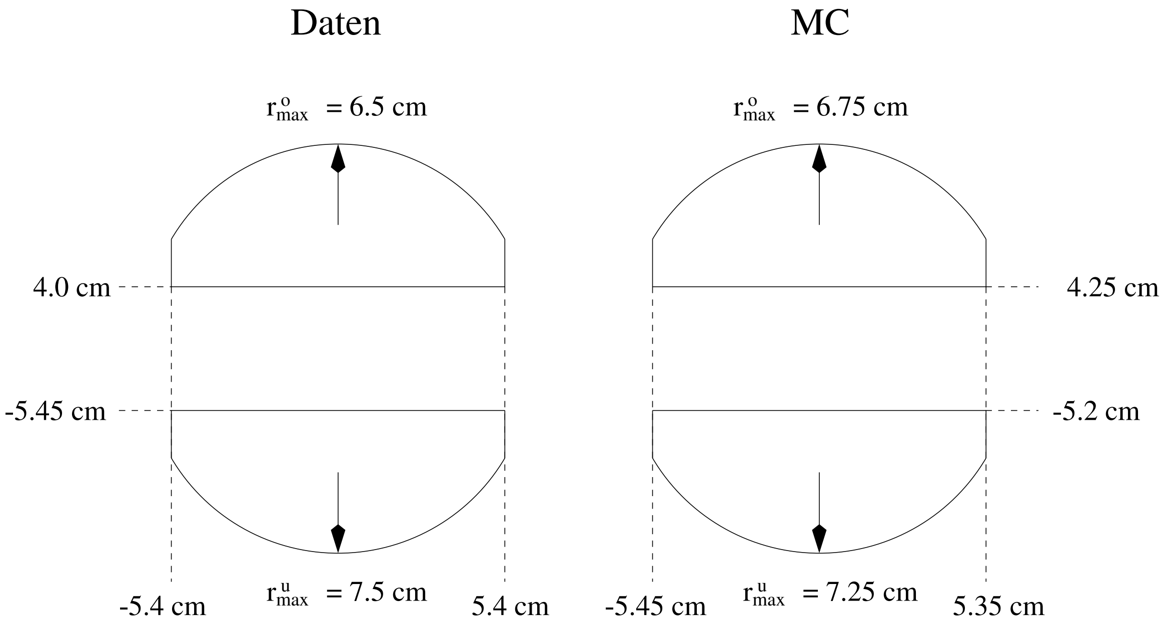


Abbildung 5.7: *Schematische Darstellung der Akzeptanzfenster der VLQ-Kalorimeter für Daten und die Simulation.*

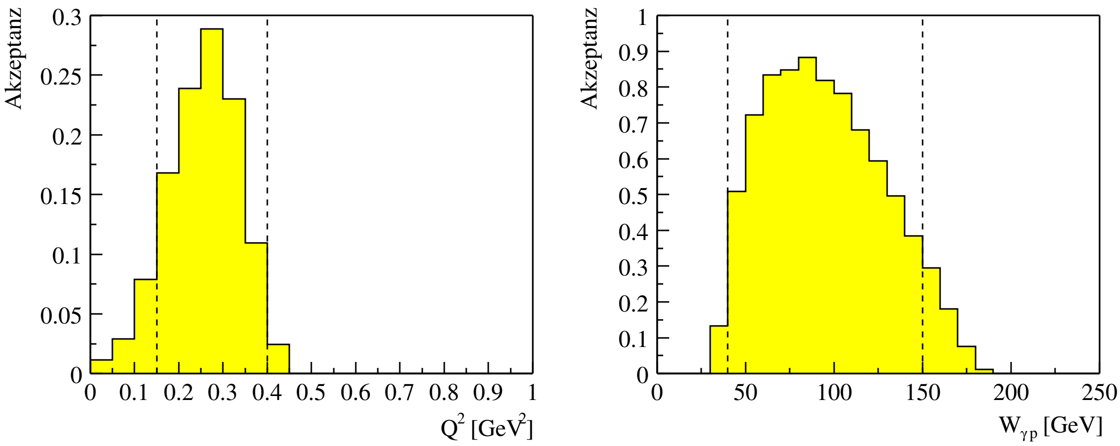


Abbildung 5.8: *Die geometrische Akzeptanz der Selektion in den Variablen Q^2 und $W_{\gamma p}$ für simulierte Ereignisse des Kanals $J/\psi \to \mu^+\mu^-$. Links: Die geometrische Akzeptanz in Q^2 nach der Forderung, daß das gestreute Strahlelektron in einem der VLQ-Kalorimeter rekonstruiert wurde. Rechts: Die geometrische Akzeptanz in $W_{\gamma p}$ unter der Bedingung, daß die Spuren der Zerfallsmyonen im Zentralbereich der Spurkammern rekonstruiert wurden.*

wie sie sich nach Anwendung der Akzeptanzfenster und der Einschränkung auf die Polarwinkel der Zerfallsmyonen auf simulierte Ereignisse ergeben.

Durch die Forderung, daß der Wert der Akzeptanz der Selektion in $W_{\gamma p}$ mindestens 30% und in Q^2 mindestens 10% betragen soll, ergibt sich der in dieser Analyse untersuchte kinematische Bereich von:

$$\begin{aligned} 0.15\,\mathrm{GeV}^2 < \quad & Q^2 & < 0.4\,\mathrm{GeV}^2 \\ 40\,\mathrm{GeV} < \quad & W_{\gamma p} & < 150\,\mathrm{GeV}. \end{aligned}$$

5.1.5 Der Untergrund

Als wichtigste Untergrundquellen bei der Selektion diffraktiv produzierter J/ψ-Mesonen kommen drei Prozesse in Betracht:

▷ Kosmische Myonen, die bei der Rekonstruktion zu einer invarianten Masse führen, die mit der des J/ψ-Mesons vergleichbar ist.

▷ Elektromagnetische, nicht resonante Lepton-Paar Produktion $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$.

▷ Indirekte J/ψ-Produktion aus Zerfällen $\Psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$.

Die erste Untergrundquelle, kosmische Myonen mit einer rekonstruierten Masse im Massenbereich des J/ψ-Mesons, wird durch die Forderung des Nachweises des gestreuten Strahlelektrons in den VLQ-Kalorimetern stark unterdrückt. Die zufällige Koinzidenz eines kosmischen Myons, das zu einer rekonstruierten Masse im Bereich des J/ψ-Mesons führt, mit einer rein inklusiv gemessenen *ep*-Wechselwirkung die zu keiner oder nur sehr wenigen Spuren in den zentralen Spurkammern führt, ist vernachlässigbar selten. Tatsächlich wurden nur 2% der später selektierten Ereignisse durch Schnitte, wie sie zum Beispiel in [34] angewendet werden als kosmisches Myonen klassifiziert, weshalb in dieser Analyse auf Schnitte gegen kosmische Myonen generell verzichtet wird.

Ereignisse aus elektromagnetischer, nicht resonanter Myon-Paar Erzeugung führen zu einer flachen Massenverteilung. Der Anteil dieser Ereignisse an dem gesamten J/ψ-Signal wird nach der Ereignisselektion durch Daten außerhalb des akzeptierten Massenfensters abgeschätzt.

Indirekt erzeugte J/ψ-Mesonen aus Zerfällen $\Psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$ bilden eine Untergrundquelle, die nicht vernachlässigt werden kann. Das $\Psi(2S)$-Meson zerfällt dominant in Kanäle, die ein J/ψ-Meson enthalten (BR($\Psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$) = $(55.5 \pm 3)\%$ [33]). Unter Vernachlässigung aller Zerfallskanäle, die wegen der höheren Spuranzahl ihrer Ereignistopologie nicht selektiert werden würden, beträgt das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall eines $\Psi(2S)$-Mesons in ein J/ψ-Mesonen unter Bildung weiterer neutraler Teilchen BR($\Psi(2S) \rightarrow J/\psi$ + neutrale) = (23.1 ± 2.3)% [33]. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für $\Psi(2S)$- und J/ψ-Mesonen wurde in Photoproduktion bereits in einem $W_{\gamma p}$-Bereich gemessen, der mit dem dieser Analyse vergleichbar ist [62]. Entnimmt man für die in [62] verwendeten Werte für Verzweigungsverhältnisse neueren Publikationen [33], so beträgt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von $\Psi(2S)$- zu J/ψ-Mesonen $(14.7 \pm 2.9)\%$. Kombiniert man dieses Verhältnis der Wirkungsquerschnitte mit dem Verzweigungsverhältnis des Kanals $\Psi(2S) \rightarrow J/\psi$+neutrale, dann ergibt sich für den Anteil von indirekt erzeugten J/ψ-Mesonen am Gesamtsignal aller selektierten J/ψ-Mesonen ein Wert von $f_{\Psi(2S)} = 3.4 \pm 0.8\%$.

5.1.6 Die Selektionskette

Die Ereignisselektion für diffraktiv elastisch produzierte J/ψ-Mesonen ist in Tabelle 5.1 zusammen mit der Reduzierung des Datenvolumens durch die Selektionsschritte zusammengefaßt. In diesem Abschnitt werden die einzelnen Selektionsschritte vorgestellt und erläutert.

Selektionsschritt 1, 2 und 3:
Ausgangsbasis für die Selektion sind Ereignisse, die als Untermenge aller durch das H1-Experiment detektierten Ereignisse für Analysen mit dem VLQ-Detektor erstellt wurde. Dieses *VLQ Mini-DST* beinhaltet alle Ereignisse, bei denen ein für Analysen mit dem VLQ-Detektor eingeführter Trigger ausgelöst oder ein Energie-Cluster in den VLQ-Kalorimetern rekonstruiert wurde. Da die Zerfallsmyonen der in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse im Zentralbereich der Spurkammern nachgewiesen werden, wird in der Vorselektion gefordert, daß vertexangepaßte Spuren rekonstruiert werden konnten. Des weiteren müssen alle in dieser Analyse verwendeten Detektoren eingeschaltet gewesen sein. Dies sind die zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2, das instrumentierte Eisen, das LAr-Kalorimeter, der FMD, der PRT, die ToF-Systeme und der VLQ-Detektor.

Selektionsschritt 4:
Auf der vierten Stufe des H1 Triggers (vergleiche Abschnitt 3.2.7) kommt es zu einer ersten Rekonstruktion der Ereignisse und Ereignisselektion für verschiedene physikalische Kanäle. Anschließend werden diese Ereignisse verschiedenen Ereignisklassen zugeordnet. Die in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse der diffraktiven J/ψ-Produktion des Jahres 1999 werden der Klasse 16 entnommen, die auf die Signatur des leptonischen Zerfalls von schweren Vektormesonen abgestimmt ist. Die Schnitte für die Ereignisse in dieser Klasse werden in [34] und [63] genauer erläutert. Für die Datennahmeperiode von 1999 wurde die Effizienz der vierten Triggerstufe für Ereignisse mit einer invarianten Masse von $m_{ll} > 2\,\mathrm{GeV}$ aus den Daten bestimmt und liegt bei $\epsilon_{L4} \geq 95\%$ [64].

Selektionsschritt 5:
Aufgrund der in Abschnitt 5.1.1 bereits besprochenen Ereignistopologie diffraktiver Ereignisse wird gefordert, daß maximal vier sogenannte *gute* Spuren in den Spurkammern rekonstruiert wurden. Zur Auswahl der guten Spuren wird die in [65] beschriebene Spurselektion verwendet. Die Bedingungen, die erfüllt sein müssen, damit eine Spur als *gut* klassifiziert wird, sind in der Tabelle D.1 im Anhang D angegeben.

Selektionsschritt 6:
Da in dieser Analyse der myonische Zerfallskanal des J/ψ-Mesons untersucht werden soll, wird gefordert, daß mindestens ein Myonkandidat im Eisen oder im LAr-Kalorimeter mit einer Qualität $Q_\mu \geq 2$ [66] rekonstruiert wurde. Ein Myonkandidat im Eisen ist dabei eine aus den Treffern in den Lagen des Myonsystem rekonstruierte Spur, die mit einer Spur aus den inneren Spurkammern verbunden werden kann. Für jede Möglichkeit einer Spur-Eisenspur-Kombination wird eine Wahrscheinlichkeit aus den Spurparametern und Fehlern berechnet, die ein Maß für die Qualität der Spurverbindungen ist. Aus allen Hypothesen zur gleichen Spur wird mit Hilfe der in [65] beschriebenen Myonselektion die wahrscheinlichste herausgefiltert. Auf die Spur-Eisenspur-Paare und deren Verbindung werden dann Qualitätsschnitte zum Beispiel auf die Anzahl der angesprochenen Lagen im Eisen angewendet. Die Bedingungen der Qualitätsschnitte für die Myonselektion im Eisen können der Tabelle D.2 im Anhang D entnommen werden. Ein Spur-Eisenspur-Paar, das den Qualitätskriterien genügt, wird dann als Myonkandidat im Eisen, bzw. *Eisenmyon* bezeichnet. Im Kalorimeter ist die Energiedeposition von Myonen als minimalionisierende Teilchen sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Teil des Kalorimeters sehr gering. Dieser Effekt wird genutzt, um Myonen im Kalorimeter von Hadronen und Elektronen zu unterscheiden [67]. Dabei wird von einer in den Spurkammern rekonstruierten Spur ausgegangen, die als Helix in das Kalorimeter extrapoliert wird.

Anhand der Schauerausdehnung und der deponierten Energien wird die Qualität der Myonerkennung für die einzelnen Myonkandidaten im Kalorimeter folgendermaßen klassifiziert:

▷ $Q_\mu = 3$: gute Myonqualität; die Fehlidentifikation eines Pions als Myon liegt bei $(1-2)\%$.

▷ $Q_\mu = 2$: mittlere Myonqualität; die Fehlidentifikation eines Pions beträgt 5%.

▷ $Q_\mu = 1$: schlechte Myonqualität.

▷ $Q_\mu = 0$: kein Myon.

Die Effizienz der Myonidentifikation im Eisen und Kalorimeter wird in Abschnitt 5.2.3 besprochen. Weitere Informationen zur Myonidentifikation finden sich in [66, 67, 68].

Selektionsschritt 7:
Die Vorselektion wird abgeschlossen durch die Forderung, daß zumindest einmal eine invariante Masse aus jeweils zwei guten Spuren rekonstruiert werden konnte, die eine Masse von $m_{ll} > 2\,\mathrm{GeV}$ besitzt. Bei der Berechnung der invarianten Masse aus jeweils zwei Spuren wurde davon ausgegangen, daß es sich um die gesuchten Zerfallsmyonen mit einer Masse von $m_\mu = 0.106\,\mathrm{GeV}$ handelt.

Selektionsschritt 8 und 9:
In der anschließenden Endselektion werden nur J/ψ-Mesonkandidaten weiterbehandelt, die eine invariante Masse von $m_{ll} < 4\,\mathrm{GeV}$ aus der Kombination von zwei Spuren ungleich geladener Teilchen besitzen. Für die zwei kombinierten Spuren wird außerdem verlangt, daß sie im zentralen Teil der Spurkammern rekonstruiert wurden ($20 \leq \theta_{Spur} \leq 160°$) und einen Transversalimpuls von $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$ besitzen.

Selektionsschritt 10:
Für die Identifikation der Zerfallsleptonen der bisher selektierten Ereignisse wird nun gefordert, daß mindestens ein Lepton als ein Eisenmyon oder als ein Myon des LAr-Kalorimeters mit einer Qualität $Q_\mu \geq 2$ rekonstruiert wurde. Für die Identifikation des jeweils zweiten Leptons wird keine Forderung erhoben. Um die Bedingungen, mit denen die Ereignisse auf der vierten Triggerstufe klassifiziert wurden auch in der Endselektion zu erfüllen, werden für Ereignisse, bei denen nur Myonen im LAr-Kalorimeter der Qualität $Q_\mu = 2$ rekonstruiert wurden, zusätzliche Bedingungen gefordert. Die Akzeptanz solcher Ereignisse als Ereignisse der Klasse 16 durch die vierte Triggerstufe ist dann von der Anzahl aller vertexangepaßten Spuren abhängig. Deshalb wird in diesem Fall verlangt, daß neben den zwei guten Spuren keine weiteren Spuren geringerer Qualität rekonstruiert wurden.

Selektionsschritt 11:
Ereignisse aus *ep*-Wechselwirkungen besitzen eine in etwa gaußartige Verteilung des Vertex in z in der Nähe des nominellen Wechselwirkungsspunkts. Die Gaußverteilung der z-Koordinate der Vertices besitzt dabei eine Breite von ungefähr $\sigma_{vtx,z} = 12\,\mathrm{cm}$. Untergrundereignisse von Strahl-Gas-Wechselwirkungen, kosmischer Strahlung und Reaktionen mit Protonstrahlsatelliten hingegen haben häufig einen z-Vertex, der deutlich vor oder hinter dem nominellen Wechselwirkungspunkt liegt ($\approx 1-2\,\mathrm{m}$). Zur Unterdrückung solcher Ereignisse, wird daher ein Schnitt auf den rekonstruierten Primärvertex von $|z_{vtx} - z_{runvtx}| < 40\,\mathrm{cm}$ durchgeführt.

Selektionsschritt 12, 13 und 14:
Um bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts zu reproduzierbaren Ergebnissen mit einer möglichst genauen Luminositätsmessung zu kommen, werden nur Ereignisse akzeptiert, die innerhalb bestimmter Runs genommen wurden. Die Auswahlkriterien für die akzeptierten Runs wurden bereits in Abschnitt 5.1.2 dargestellt. In dieser Analyse wird das gestreute Elektron im VLQ-Detektor

	Ausgeführter Selektionsschritt	Daten VLQ Mini-DST 1999
1	Alle Ereignisse	4649001
2	Vertexangepasste Spuren rekonstruiert	3571815
3	Spannungsversorgung der verwendeten Detektoren aktiviert	3438779
4	L4-Klassifizierung 16	52422
5	Kleine Spurmultiplizität (≤ 4 gute Spuren)	22924
6	Ein identifiziertes Myon im Eisen oder LAr-Kalorimeter	3449
7	$M_{ll} > 2\,\mathrm{GeV}$	2556
8	$M_{ll} < 4\,\mathrm{GeV}$ aus Spuren entgegengesetzter Ladung	2176
9	Genau zwei gute zentrale Spuren mit $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$	655
10	Myonselektion	558
11	$\lvert z_{vtx} - z_{runvtx}\rvert < 40\,\mathrm{cm}$	555
12	Run-Selektion	524
13	VLQ in Meßposition am Strahlrohr	456
14	Trigger `s38` oder `s102` wurde ausgelöst	306
15	VLQ-Akzeptanzschnitt und $E_e > 10\,\mathrm{GeV}$	152
16	$0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$, $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$	105
17	Vorwärtsveto nicht ausgelöst	57
18	$2.9 < m_{\mu\mu} < 3.3$	42

Tabelle 5.1: *Die Reduktion des Datenvolumens während der Selektion.*

nachgewiesen. Deshalb wird verlangt, daß sich der VLQ-Detektor in seiner Meßposition am Strahlrohr befindet und daß das Ereignis die in Abschnitt 3.2.8 dargestellten Subtrigger `s38` oder `s102` ausgelöst hat.

Selektionsschritt 15:
In bezug auf die Rekonstruktion des gestreuten Strahlelektrons in einem der beiden VLQ-Kalorimeter wird verlangt, daß genau ein Energie-Cluster mit einer Energie von $E_e > 10\,\mathrm{GeV}$ innerhalb der in Abschnitt 5.1.4 eingeführten Akzeptanzfenster liegen.

Selektionsschritt 16, 17 und 18:
Für die verbleibenden Kandidaten wird gefordert, daß sie im untersuchten kinematischen Bereich von $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ und $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ liegen. Um nun die elastisch diffraktiven Ereignisse von Ereignissen mit dissoziiertem Proton zu trennen, werden nur Ereignisse akzeptiert, die nicht das Veto der verwendeten Vorwärtsdetektoren ausgelöst haben (vergleiche Abschnitt 5.1.1). Abschließend muß für die verbleibenden Kandidaten eine invariante Masse von $2.9\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$ rekonstruiert worden sein.

Abbildung 5.9 zeigt das Massenspektrum von selektierten Ereignissen im kinematischen Bereich von $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ und $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ jeweils vor und nach der Anwendung des Vorwärtsvetos. Die nach Anwendung des Vorwärtsvetos selektierten Ereignisse werden zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts für elastisch diffraktive J/ψ-Produktion benutzt. Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Schwerpunktskoordinaten des Elektrons für selektierte J/ψ-Ereignisse. Auf die dargestellten Ereignisse wurden alle Selektionsschnitte, mit Ausnahme des Schnitts auf die Akzeptanzfenster, angewendet. Die dargestellten Bereiche zeigen den Einfluß auf die selektierten Ereignisse, wenn man fordert, daß die Schwerpunktskoordinaten der Energiedepositionen innerhalb der für die Kalorimeter definierten Akzeptanzfenster liegen. Für die Endselektion werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen das Elektron innerhalb der Akzeptanzfenster rekonstruiert wurde.

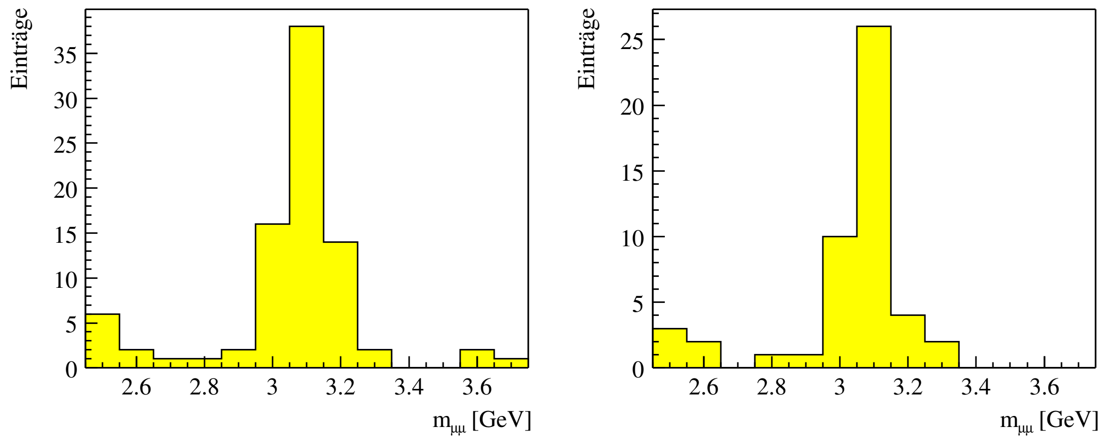


Abbildung 5.9: *Die Verteilung der invarianten Masse für Ereignisse mit* $0.15\,GeV^2 < Q^2 < 0.4\,GeV^2$ *und* $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$ *jeweils vor (links) und nach (rechts) Anwendung des Vorwärtsvetos.*

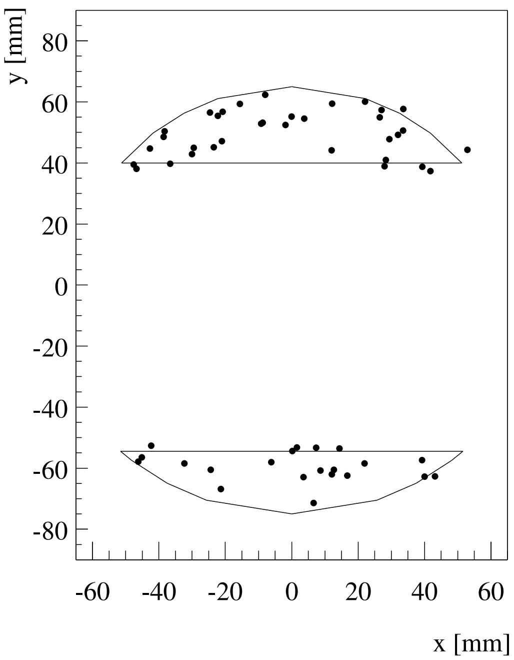


Abbildung 5.10: *Verteilung der Cluster-Koordinaten im VLQ für selektierte* J/ψ*-Ereignisse. Auf die dargestellten Ereignisse wurden alle Selektionsschnitte, mit Ausnahme des Schnitts auf die Akzeptanzfenster, angewendet. Die dargestellten Bereiche zeigen die Lage des Akzeptanzfensters.*

5.2 Akzeptanz und Effizienzen

Zur Berechnung eines Wirkungsquerschnitts müssen die Daten für geometrische Akzeptanzen und Effizienzen korrigiert werden. In diesem Abschnitt werden die Effizienzen der Selektionskette wie die Triggereffizienz, Spur- und Vertexrekonstruktionseffizienz oder die Myonerkennung aus den Daten und der Simulation bestimmt und verglichen. In Einzelfällen wird die Simulation korrigiert, um eine ausreichend präzise Beschreibung der Daten zu erhalten. Anschließend wird die angepaßte Simulation mit ihrer sehr viel höheren Statistik verwendet, um die Daten zu korrigieren. Abbildung 5.11 zeigt einen Vergleich zwischen Daten und DIFFVM Simulation für die rekonstruierten Größen Q^2 (a) und $W_{\gamma p}$ (b) sowie für die Polarwinkelverteilung und das Transversalimpulsspektrum des rekonstruierten J/ψ-Mesons (c-d) und seiner Zerfallsmyonen (e-f). Die Verteilungen wurden für Ereignisse erstellt, die die in Abschnitt 5.1.6 vorgestellte Selektionskette passiert haben. Die Verteilungen zeigen innerhalb der statistischen Fehler eine gute Beschreibung der Daten durch die Simulation.

5.2.1 Effizienz des Subtriggers `s38` und `s102`

Bevor die Daten mit Hilfe der Simulation korrigiert werden können, muß sichergestellt sein, daß die Effizienzen der verwendeten Triggerelemente korrekt simuliert werden. Aus der Definition der verwendeten Subtrigger `s38` und `s102` in Abschnitt 3.2.8 wird deutlich, daß die wichtigsten Beiträge zur gesamten Triggereffizienz durch die Effizienz der Myontriggerelemente bzw. des verwendeten LAr-Triggerelements sowie durch die Effizienz der Spurtrigger und der Energiebedingungen der VLQ-Kalorimeter gegeben sind.

Die Effizienzen der Spur- und Myontriggerelemente werden mit Hilfe von Ereignissen bestimmt, die die Selektionskette von Tabelle 5.1 bis einschließlich Schritt 9 bzw. 10 passiert haben. Die Effizienzen des VLQ-Triggerelements werden mit Ereignissen bestimmt, bei denen ein Energie-Cluster, ein Vertex mit $|z_{vtx}| < 40$ cm und der Ereigniszeitpunkt t_0 rekonstruiert werden konnte [47]. Alle Ereignisse müssen durch Auslösung sogenannter *Referenztrigger* die Triggerstufen des H1-Experiments durchlaufen haben. Die Referenztrigger werden so gewählt, daß sie unabhängig von dem untersuchten Triggerelement oder Subdetektor sind.

Abbildung 5.12 zeigt einen Vergleich des verwendeten Myon- und Spurtriggerelements als Funktion des Polarwinkels θ und des Transversalimpulses p_t der Myonen. Die erste Reihe zeigt dabei das Triggerelement `Mu_Any`, welches durch Signale im instrumentierten Eisen ausgelöst wird, wie sie durch Myonen erzeugt werden können. Die Effizienz des `DCRPh_Ta`-Triggerelements, welches sensitiv auf Spuren mit einem transversalen Impuls oberhalb von 450 MeV ist, wird in der zweiten Reihe gezeigt. Die Triggerelemente zeigen gute Übereinstimmung mit der Simulation mit Ausnahme der Effizienz des `Mu_Any`-Triggerelements als Funktion von θ. Im Winkelbereich von $20° < \theta < 80°$ wurde daher die Simulation den Daten angepaßt[1].

Die Effizienz des LAr-Vetos `!LAr_IF` wird anhand von Ereignissen geprüft, bei denen ein Trigger ausgelöst wurde, der keine Triggerelemente des LAr-Kalorimeters beinhaltet. Anschließend wird für die Ereignisse, für die die im vorderen Teil des LAr-Kalorimeters ($\theta < 10°$) deponierte Energie $E_{LAr10} < 0.75$ GeV ist untersucht, ob das Triggerelement `!LAr_IF` ausgelöst wurde oder nicht. In Daten und Simulation wurde das Triggerelement `!LAr_IF` für mehr als 99% dieser Ereignisse nicht ausgelöst. Der Schnitt auf die im vorderen LAr-Kalorimeter deponierte Energie wird ebenfalls als Teil des in dieser Analyse definierten Vorwärtsvetos verwendet. Für die untersuchten Ereignisse

[1] Eine Anpassung der Simulation wurde erforderlich, da zum Zeitpunkt dieser Analyse noch keine endgültige Beschreibung der Myontriggerelemente für die Simulation des Jahres 1999 vorlag.

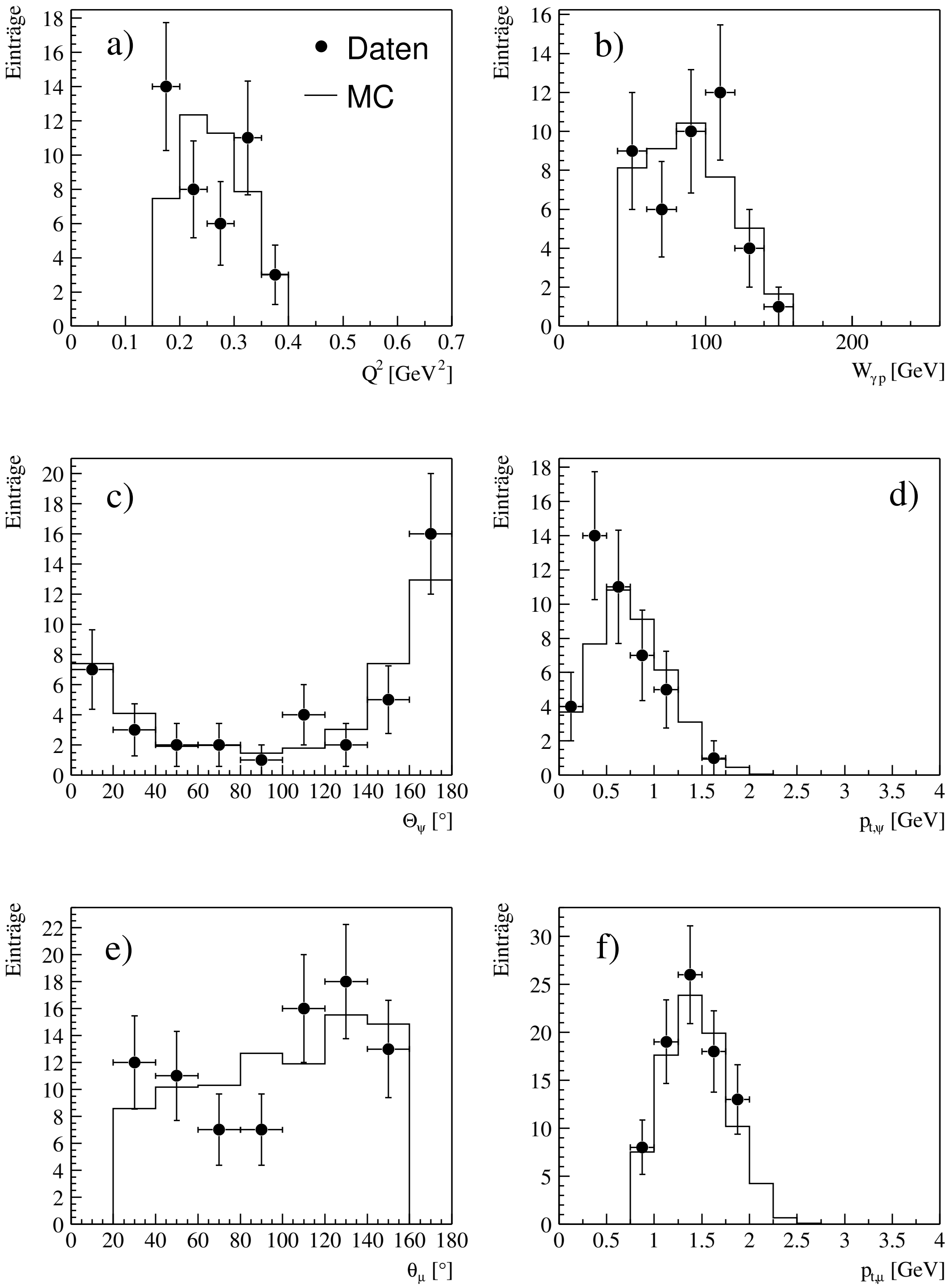


Abbildung 5.11: *Vergleich zwischen Daten und Simulation für die rekonstruierten Größen Q^2 (a) und $W_{\gamma p}$ (b) sowie für die Polarwinkelverteilung und das Transversalimpulsspektrum des rekonstruierten J/ψ-Mesons (c-d) und seiner Zerfallsmyonen (e-f). Die Verteilungen der hier dargestellten Größen stammen von Ereignissen, die die in Abschnitt 5.1.6 vorgestellte Selektionskette passiert haben.*

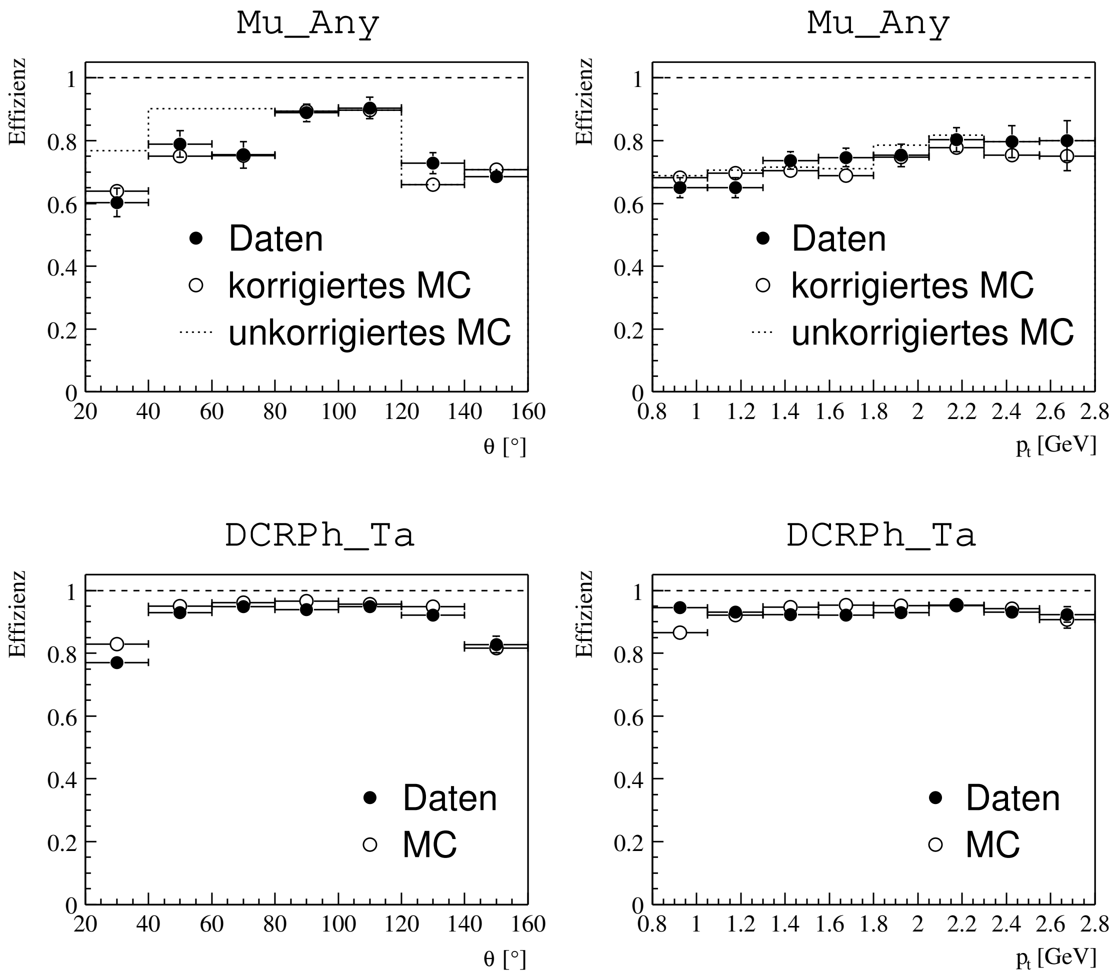


Abbildung 5.12: *Vergleich der Effizienzen der wichtigsten Triggerelemente in Daten und Simulation.*

dieser Arbeit wird daher die Effizienz der !`LAr_IF`-Triggerbedingung zu 100% angenommen. Der dabei gemachte Fehler wird durch den später berechneten systematischen Fehler abgedeckt.

Die Standardsimulation der Triggerelemente schließt das `VLQ_high_OR`-Triggerelement nicht ein. Deshalb wird die Effizienz dieses Triggerelements den Daten entnommen. Die Effizienz wird mit Ereignissen bestimmt, bei denen ein Trigger ausgelöst wurde, der keine Bedingungen an die im VLQ-Detektor registrierte Energie enthält. Die erste Zeile von Abbildung 5.13 zeigt die Effizienz der Bedingung `VLQ_high_OR` als Funktion der rekonstruierten Energie für die beiden ausgewählten Run-Bereiche $99e^-$ und $99e^+$. Die höhere Triggereffizienz für den Run-Bereich $99e^+$ ist auf eine Veränderung des Triggerschemas bei den VLQ-Kalorimetern zurückzuführen. Die zweite Zeile zeigt die Effizienz der Bedingung `VLQ_high_OR` als Funktion der Koordinaten der rekonstruierten Energie-Cluster in x und in y für Daten des Run-Bereichs $99e^+$. Die eingezeichneten Linien zeigen den Akzeptanzbereich. Den Verteilungen läßt sich entnehmen, daß die VLQ-Kalorimeter eine über den benutzten Bereich weitgehend einheitliche Detektorantwort liefern. Für die Daten des Run-

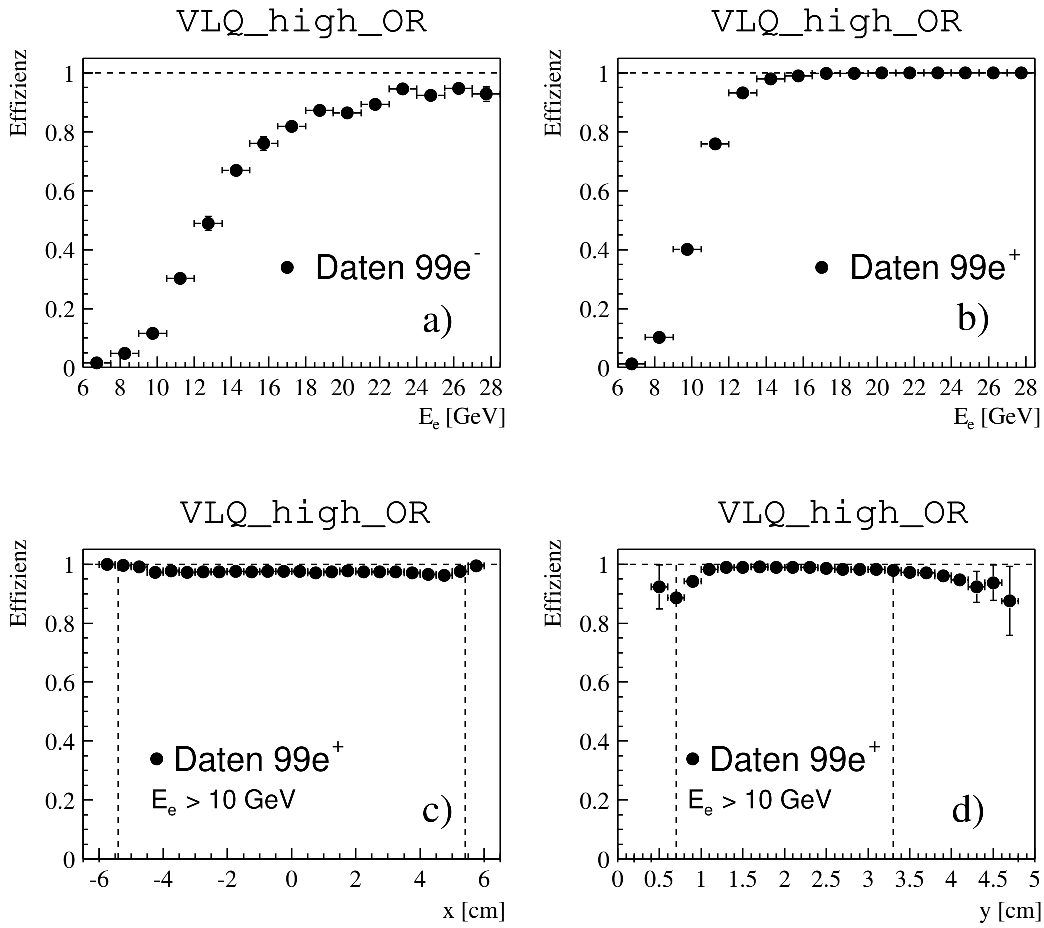


Abbildung 5.13: *Die Effizienz des Triggerelements* VLQ_high_OR *in den Daten als Funktion der Energie (a und b) und der Koordinaten x (c) bzw. y (d) der sensitiven Kalorimeterfläche. Die Linien der Abbildungen c) und d) zeigen die Grenzen des in Abschnitt 5.1.4 definierten Akzeptanzfensters.*

Bereichs $99e^-$ wurde ebenfalls eine über die Detektorfläche gleichförmige Sensitivität festgestellt.

Die verwendeten Subtrigger `s38` und `s102` sind mit Vetobedingungen gegen Untergrund aus nicht-*ep*-Wechselwirkungen verknüpft. Diese wurden so gewählt, daß sie eine Effizienz von mehr als 99% für Ereignisse aus Strahluntergrund zeigen. Für die Vetobedingungen wird eine Effizienz von 100% angenommen. Der dabei gemachte Fehler wird durch den später berechneten systematischen Fehler abgedeckt.

Für die 42 Ereignisse, die die Selektionskette von Abschnitt 5.1.6 passiert haben, wurde der Trigger `s38` 15 $((35.7 \pm 9.2)\%)$ und der Trigger `s102` 38 $((90.5 + 9.5 - 14.7)\%)$ mal ausgelöst. Für 11 Ereignisse $((26.2 \pm 7.9)\%)$ wurden beide Trigger ausgelöst. Die Häufigkeit mit der die Trigger einzeln bzw. beide in den Daten ausgelöst wurden, stimmt innerhalb der statistischen Fehler gut mit den aus der Simulation gewonnenen Werten für die Trigger überein.

5.2.2 Vertex- und Spurrekonstruktion

Die Effizienzen der Spur- und Vertexmessung werden der Monte Carlo Simulation entnommen. Die Effizienz der Verbindung einer rekonstruierten Spur mit dem Ereignisvertex wurde davon unabhängig mit Ereignissen der Datennahmeperiode 1997 untersucht [69]. Dabei wurden für J/ψ-Ereignisse, bei denen zunächst keine vertexverbundenen Spuren für die Zerfallsleptonen gefordert wurden, die Effizienz der Vertexanbindung für die Spuren der Zerfallsleptonen bestimmt. Die Effizienz für die Vertexanbindung der Spuren der Zerfallsleptonen ergab sich zu einem Wert von mehr als 99%. Die Effizienz der Spurrekonstruktion auf der Basis der Trefferidentifikationen innerhalb der Spurkammern wurde ebenfalls mit Daten des Jahres 1997 untersucht. Zu diesem Zweck wurden Ereignisse mit Spuren kosmischer Myonen selektiert. Anschließend wurden die Ereignisse auf Spuren innerhalb der Spurkammern untersucht, die mit den kosmischen Myonen korreliert sind. Nach Anwendung dieser Methode wurde die Effizienz für die Spurrekonstruktion bei Ereignissen mit geringer Spuranzahl zu über 99% bestimmt [70]. Für Spuren mit einer Qualität, wie sie in Anhang D gefordert wird, ergab sich durch Untersuchungen mit J/ψ-Ereignissen eine Reduzierung dieser Effizienz auf einen Wert mehr als 97% [69].

5.2.3 Myon Identifikation

Die Effizienz für die Erkennung von Myonen aus diffraktiver J/ψ-Produktion wird in den Daten und der Simulation bestimmt. Um die Effizienz für die Myonerkennung im LAr-Kalorimeter zu bestimmen, werden Ereignisse selektiert, die zu exakt zwei Spuren in der zentralen Spurkammer führten und bei denen mindestens ein gut identifiziertes Myon im Eisen oder im LAr-Kalorimeter ($Q_\mu = 3$) vorliegt. Für die invariante Masse des Zwei-Spur Systems wird verlangt, daß sie sich in einem Massenbereich von $2.9\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$ befindet. Liegt nun die jeweils zweite Spur im Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters, wird untersucht, ob ein Myon rekonstruiert wurde oder nicht. Die Effizienz ergibt sich dann als der Bruchteil aller Ereignisse, bei denen ein Myon identifiziert wurde. Mit dieser Methode wurde jeweils ein unabhängiger Faktor im Polarwinkelbereich $20^\circ < \theta < 40^\circ$ und $40^\circ < \theta < 130^\circ$ bestimmt, mit dem die Monte Carlo Simulation korrigiert wurde. Abbildung 5.14 zeigt den Vergleich zwischen Daten und Simulation für das untersuchte Teilchen als Funktion des Zerfallswinkels θ und des Impulses p. Die Daten zeigen eine Effizienz der Myonidentifikation im zentralen Bereich des LAr-Kalorimeters von mehr als 80% im Schnitt. Für Polarwinkel $\theta > 120^\circ$ nimmt die Effizienz der Myonidentifikation aufgrund der abnehmenden Detektorakzeptanz des LAr-Kalorimeters in ihrem weiteren Verlauf schnell ab.

Die Effizienz für die Erkennung von Myonen im instrumentierten Eisen wird ebenfalls mit Hilfe von Ereignissen untersucht, die zu exakt zwei Spuren in der zentralen Spurkammer führten und bei denen mindestens ein gut identifiziertes Myon im Eisen oder im LAr-Kalorimeter ($Q_\mu = 3$) vorliegt. Die Ereignisse müssen einen Trigger ausgelöst haben, der keine Bedingungen an die Signale im instrumentierten Eisen stellt. Es wird ebenfalls verlangt, daß die invariante Masse des Zwei-Spur Systems im J/ψ Massenfenster von $2.9\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$ liegt. Zusätzlich wird für das betrachtete Teilchen ein Mindestimpuls von $p = 1.5\,\mathrm{GeV}$ gefordert, um sicherzustellen, daß es das instrumentierte Eisen erreichen kann. Die Effizienz ergibt sich dann als der Bruchteil aller Ereignisse, bei denen das untersuchte Teilchen als Eisenmyon identifiziert wurde. Abbildung 5.15 zeigt den Vergleich zwischen Daten und Simulation für das jeweils zweite Teilchen als Funktion des Zerfallswinkels θ und des Impulses p. Die Simulation wurde in einem weiten Bereich angepaßt.

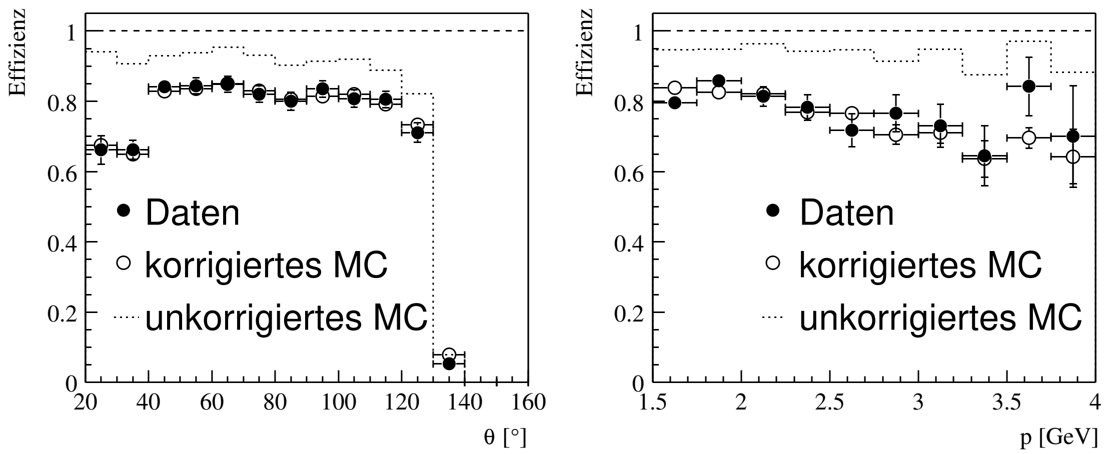


Abbildung 5.14: *Die Effizienz der Myonidentifikation im LAr-Kalorimeter als Funktion des Polarwinkels θ (links) und des Impulses p (rechts).*

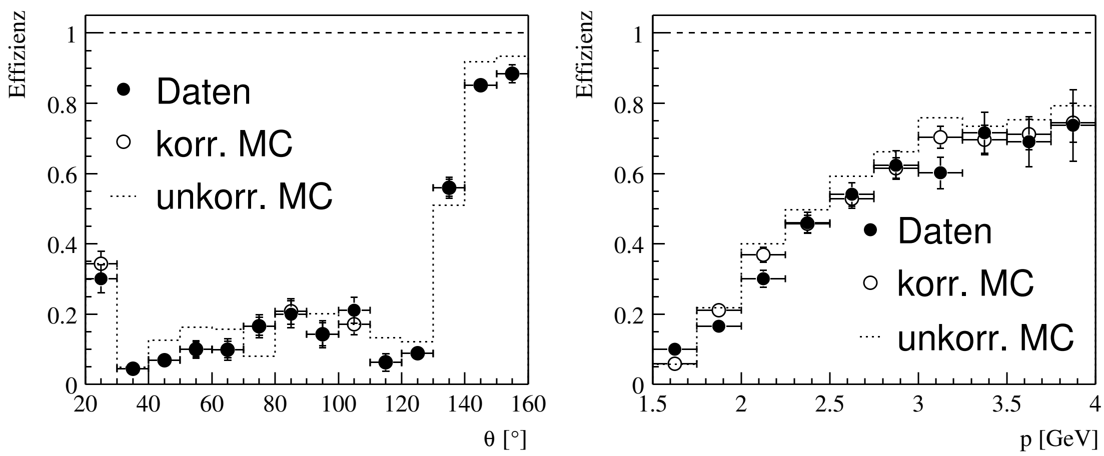


Abbildung 5.15: *Die Effizienz der Myonidentifikation im instrumentierten Eisen als Funktion des Polarwinkels θ (links) und des Impulses p (rechts).*

5.2.4 Das Veto der Vorwärtsdetektoren

In Abschnitt 5.1.1 wurde ein Veto aus Signalen der Vorwärtsdetektoren definiert, welches zur Unterscheidung zwischen elastischer Produktion von J/ψ-Mesonen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation verwendet wird. Ereignisse, bei denen das Veto der Vorwärtsdetektoren nicht angesprochen hat und die deshalb als elastische Ereigniskandidaten klassifiziert wurden, beinhalten aber weiterhin einen Untergrund aus Ereignissen mit Proton-Dissoziation.

Aufgrund dieser Tatsache werden neben elastischen DIFFVM Monte Carlo Ereignissen auch simulierte Ereignisse mit Proton-Dissoziation zur Korrektur der Daten verwendet. Um die Daten in bezug auf Verluste durch die geometrisch eingeschränkte Akzeptanz und Effizienzen der Detektoren bzw. der Selektion zu korrigieren, wird ein Gemisch aus elastischen und proton-dissoziativen DIFFVM Ereignissen verwendet. Der Anteil von Ereignissen mit dissoziiertem Proton an allen Ereignissen, der nötig ist, um die Daten zu beschreiben, wird so eingestellt, daß das Verhältnis von Ereignissen mit und ohne ein Veto durch die Vorwärtsdetektoren in den Daten und der Simulation gleich ist. Das Mischungsverhältnis von DIFFVM Ereignissen mit dissoziiertem Proton zu Ereignissen mit einer elastischen Wechselwirkung wurde in [34] zu $\epsilon_{pd}/\epsilon_{el} \approx 0.7$ bestimmt.

Abbildung 5.16 a-d zeigt einen Vergleich der Vorwärtsdetektoren für Ereignisse, die die in Abschnitt 5.1.6 vorgestellte Analysekette mit und ohne Auslösung des Vortwärtsvetos passiert haben. Die Abbildungen zeigen den Vergleich der Vorwärtsdetektoren als Gesamtheit (a) und aufgeschlüsselt in die einzelnen Detektoren des Vorwärtsvetos (c-d) in Daten und Simulation. Da die Simulation das Rauschen des FMD nicht einschließt, wurde für die Darstellung (c) ein Hitpaar zu den simulierten Signalen des FMD hinzuaddiert. Die Simulation zeigt bei dem gewählten Mischungsverhältnis von elastischen zu proton-dissoziativen Ereignissen eine gute Beschreibung der Daten in bezug auf das Verhältnis von Ereignissen mit und ohne ein Veto durch die Vorwärtsdetektoren. Der Vergleich zeigt weiterhin eine akzeptable Beschreibung der Daten durch die Simulation für die Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter (b), die Anzahl der vor-torodialen Trefferpaare im FMD (c) und für das Ansprechverhalten der Szintillatoren des PRT (d), von dem die Szintillatoren 1 - 3 als Vorwärtsveto benutzt werden.

5.2.5 Zusammenfassung der Effizienzen

In den vorigen Abschnitten sind alle für diese Analyse wichtigen Variablen und Effizienzen in Daten und der Simulation verglichen worden und gegebenenfalls wurde die Simulation angepaßt. Es wurde gezeigt, daß die DIFFVM Monte Carlo Simulation eine gute Beschreibung der Daten ermöglicht. Aufgrund der sehr viel höheren Statistik in der Simulation werden sämtliche für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts benötigten Akzeptanzen und Effizienzen der elastischen DIFFVM Simulation entnommen. Abbildung 5.17 zeigt, wie sich die Gesamteffizienz aus der geometrischen Akzeptanz, den Effizienzen der Trigger `s38` und `s102` und der Selektionseffizienz im kinematischen Bereich von $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ zusammensetzt. Die Selektionseffizienz beinhaltet dabei alle Verluste, wie sie durch die in Tabelle 5.1 aufgeführten Selektionsschritte auftreten.

Die geometrische Akzeptanz ergibt sich aus den Forderungen, daß die Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons im zentralen Bereich der Spurkammern rekonstruiert wurden und daß das gestreute Elektron innerhalb der Akzeptanzfenster eines der beiden VLQ-Kalorimeter nachgewiesen wird. Die geometrische Akzeptanz ist am größten für mittlere Werte von $W_{\gamma p}$ und fällt zu kleineren und höheren $W_{\gamma p}$-Werten deutlich ab. Ursache hierführ ist, daß für große und kleine $W_{\gamma p}$-Werte die Spuren der Zerfallsmyonen aus dem Akzeptanzbereich des zentralen Spurkammerbereichs herausfallen. Die Triggereffizienz des Subtriggers `s38` nimmt zu höheren $W_{\gamma p}$-Werten zu, während die Effizienz des Subtriggers `s102` im untersuchten Intervall von $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ nahezu konstant ist. Bei beiden Triggereffizienzen wurde der mittlere Skalierungsfaktor des jeweiligen Triggers auf der ersten Triggerstufe L1 berücksichtigt. Der Skalierungsfaktor betrug für den Trigger `s38` $f_{trig\mathtt{s38}} = 1$ und $f_{trig\mathtt{s102}} = 1.14$ für den Trigger `s102`. Des weiteren nimmt die Selektionseffizienz mit zunehmenden $W_{\gamma p}$ Werten ab. Die Gesamteffizienz ergibt sich sich aus der Verknüpfung der zwei Triggereffizienzen durch eine Oder-Bedingung und eine anschließende Multiplikation des Ergebnisses mit

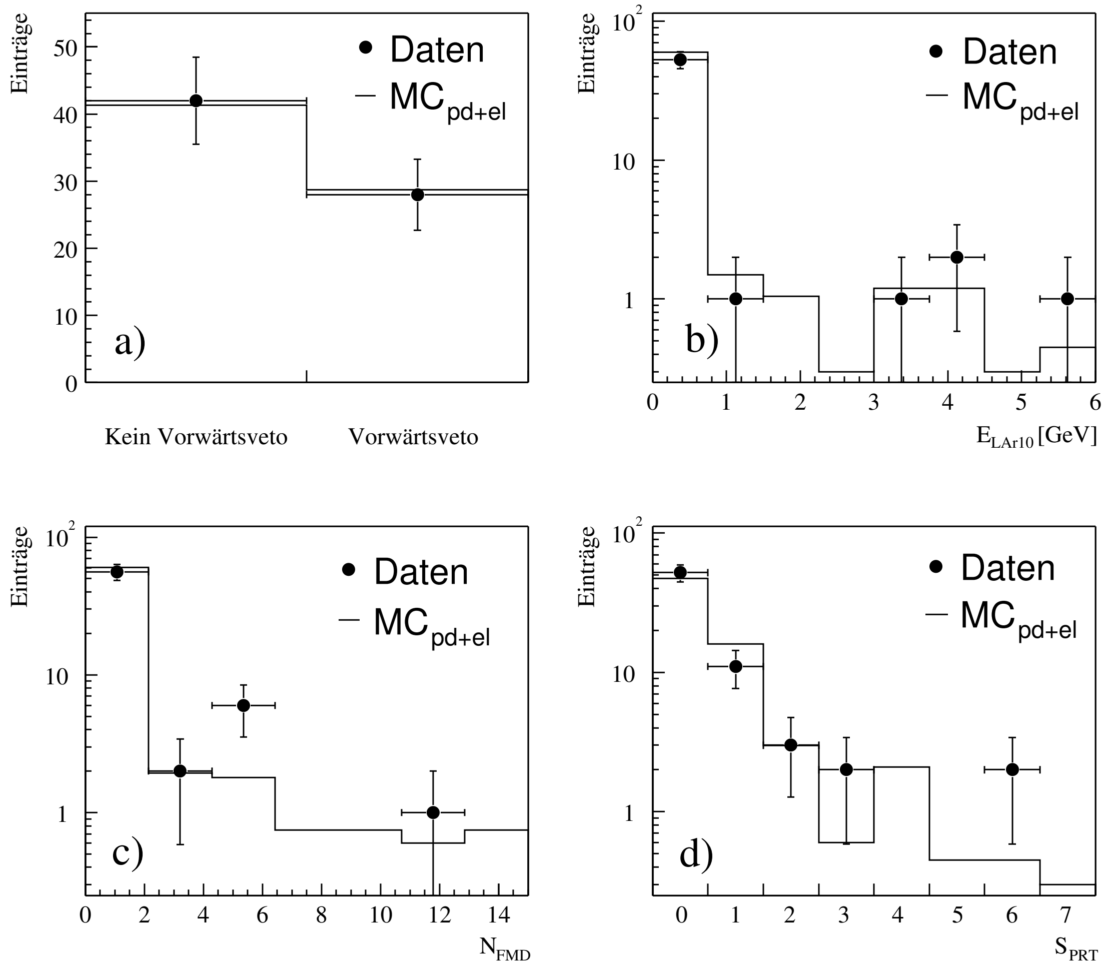


Abbildung 5.16: *Die Detektorantwort der Vorwärtsdetektoren in Daten und Simulation, die zur Unterscheidung zwischen elastischen Ereignissen und Ereignissen mit dissoziiertem Proton verwendet werden. Für die Abbildungen wurden Ereignisse genommen die die Analysekette von Abschnitt 5.1.6 mit und ohne Auslösung des Vortwärtsvetos passiert haben. a) Verteilung von Ereignissen, die ein Veto der Vorwärtsdetektoren auslösten oder nicht. Die Simulation zeigt bei dem gewählten Mischungsverhältnis elastischer zu proton-dissoziativer Ereignisse von* $\epsilon_{pd}/\epsilon_{el} = 0.7$ *eine gute Beschreibung der Daten. b) Darstellung der Energie in dem LAr-Kalorimeter für* $\theta < 10°$*, c) Anzahl der Trefferpaare im vor-torodialen Teil des FMD sowie d) die Häufigkeit mit der die einzelnen Szintillatoren im PRT angesprochen haben. Der Wert* 0 *bedeutet, daß kein Szintillator angesprochen hat. Für diese Analyse wurden nur die Szintillatoren* $1-3$ *der hier dargestellten* 7 *Szintillatoren des PRT verwendet.*

der geometrischen Akzeptanz und der Selektionseffizienz. Die Gesamteffizienz liegt im untersuchten $W_{\gamma p}$-Intervall von $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ bei $5 - 16\%$.

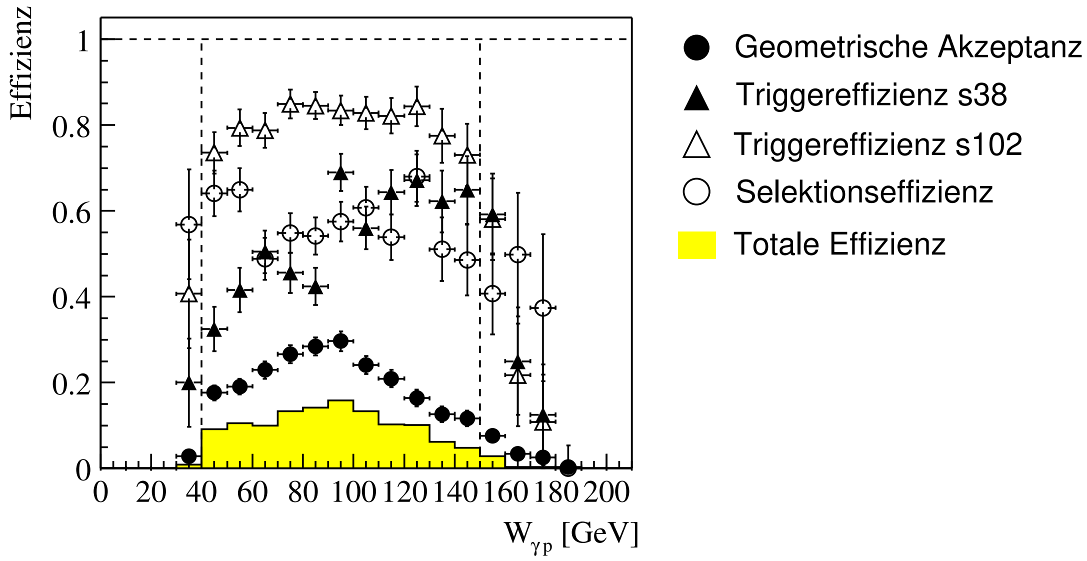


Abbildung 5.17: *Die Gesamteffizienz, geometrische Akzeptanz, Effizienzen der Trigger* `s38` *und* `s102` *und die Selektionseffizienz im kinematischen Bereich von* $0.15\,GeV^2 < Q^2 < 0.4\,GeV^2$*. Die Darstellung beruht auf einer DIFFVM Simulation elastisch diffraktiver* J/ψ*-Produktion. Die senkrechten Linien zeigen den in dieser Analyse untersuchten* $W_{\gamma p}$*-Bereich von* $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$*.*

5.3 Systematische Fehler

Die systematischen Fehler, die bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für elastisch diffraktive J/ψ-Produktion berücksichtigt werden müssen werden in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Ursache für die systematischen Fehler sind Unsicherheiten zum einen bei der Bestimmung der Effizienzen und zum anderen bei der Bestimmung des Untergrundes. Des weiteren ist die Luminosität und das Verzweigungsverhältnis des untersuchten Kanals nur bis zu einer bestimmten Genauigkeit bekannt. In diesem Abschnitt werden die systematischen Fehler vorgestellt und kurz erläutert.

Der systematische Fehler bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird dominiert durch die Fehler der Myonidentifikation und der Effizienz des Vorwärtsvetos und beträgt insgesamt 11.3%.

1. Die Spur- und Vertexeffizienz:
Die kombinierte Effizienz für die Trefferidentifikation in den Driftkammern, die anschließende Spurrekonstruktion und die Vertexanbindung der Spuren wurde bereits für Daten (siehe Abschnitt 5.2.2) und für die Simulation untersucht [34, 69]. In Daten wie für die Simulation ergab sich die kombinierte Spur- und Vertexeffizienz zu einem Wert von mehr als 97%. Als konservative Schätzung für den Fehler der Spur- und Vertexeffizienz wird ein Wert von 2% pro Spur angenommen (entspricht 4% Fehler für den Wirkungsquerschnitt). Die Forderung, daß der rekonstruierte z-Vertex die Bedingung $|z_{vtx}| < 40\,$cm erfüllt, kann zu einer Unsicherheit bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts führen, wenn die Vertex-Verteilung der Simulation im Vergleich zu der der Daten abweicht. Daher wurden die Vertex-Verteilungen für Daten und Simulation verglichen. Es wurde eine gute Überein-

	Quelle	Anteil [%]
1	Spur- und Vertexeffizienz	4
2	Triggereffizienz	5
3	Anzahl J/ψ-Ereignisse	2
4	$\Psi(2S)$-Untergrund	0.8
5	Myonidentifikation	6.5
6	Vorwärtsveto	5.6
7	VLQ-Akzeptanz	2
8	Luminosität	1.4
9	J/ψ-Verzweigungsverhältnis	1.7
	Totaler systematischer Fehler	11.3

Tabelle 5.2: *Die systematischen Fehler, die bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden müssen.*

stimmung gefunden. Der verbleibende Fehler wird nach [34] zu einem Wert von $< 1\%$ abgeschätzt, welcher gut durch die Fehler der Spur- und Vertexeffizienz abgedeckt wird.

2. Triggereffizienz:
Die Effizienz der Trigger `s38` und `s102` wurde in Abschnitt 5.2.1 aus den Daten bestimmt und mit der Simulation verglichen. Es zeigten sich im Allgemeinen nur geringe Unterschiede zwischen den Effizienzen in den Daten und der Simulation. Nur im Fall der Simulation des Myontriggerelements `Mu_Any` wurde für Polarwinkel $\theta < 80°$ die Simulation an die Daten angepaßt. Bezüglich des systematischen Fehlers der Triggereffizienzen dominiert der Beitrag durch das Myontriggerelement `Mu_Any`. Der gesamte systematische Fehler der Triggereffizienz wird anhand der Effizienzdifferenzen der Triggerelemente `Mu_Any` und `DCRPh_Ta` in Daten und Simulation als Funktion des Polarwinkels θ berechnet. Der systematische Fehler der Triggereffizienz ergibt sich mit Hilfe dieser Methode zu 5%. Der Beitrag des Triggerelements `!LAr_IF` ist dabei vernachlässigbar klein ($< 1\%$).

Die Effizienz der VLQ-Triggerelemente kann nur aus den Daten bestimmen werden. Die Effizienz dieser Triggerelemente wird aufgrund der verwendeten hohen Statistik als ausreichend gut bekannt angenommen. Für sie wird daher kein systematischer Fehler angesetzt.

3. Anzahl J/ψ-Ereignisse:
Der systematische Fehler der Anzahl von J/ψ-Ereignissen, die für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendet werden, wird durch den Vergleich mehrerer Methoden zur Untergrundbestimmung für die Signalereignisse abgeschätzt. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird in Abschnitt 6.1 eine lineare Funktion für den Untergrund verwendet. Alternativ wird durch analoge Anpassungen an den Untergrund mit Exponentialfunktionen ein systematischer Fehler von 2% für die Anzahl der Signalereignisse abgeschätzt.

4. $\Psi(2S)$-Untergrund:
Der Beitrag des $\Psi(2S)$-Zerfalls zu den Signalereignissen wurde bereits in Abschnitt 5.1.5 besprochen. Alle Werte zur Berechnung des systematischen Fehlers dieses Beitrags wurden entsprechenden H1-Ergebnissen entnommen [62], die auf die aktuelleren Verzweigungsverhältnissen aus [33] korrigiert wurden.

5. Myonidentifikation:
Für die Abschätzung der systematischen Fehler bei der Myonidentifikation wird aufgrund der geringen Ereignisstatistik in dieser Analyse auf Studien früherer Arbeiten zurückgegriffen. Durch Variation

der Schnitte auf die Myonidentifikation wurde ein systematischer Fehler von 6.5% berechnet [34].

6. Vorwärtsveto:
Durch paarweise Verwendung nur zweier Detektorkomponenten beim Aufbau des Vorwärtsvetos wurde in [34] ein Fehler von durchschnittlich 5.6% bestimmt.

7. VLQ-Akzeptanz:
Ursache des systematischen Fehlers bei der Rekonstruktion der Schwerpunktskoordinaten von Energie-Clustern ist die Unsicherheit, mit der die genaue Position der VLQ-Kalorimeter nach der Ortskalibration mit QED-Compton Ereignissen bekannt ist ($\delta x \approx 0.07\,\mathrm{cm}$ siehe auch Abschnitt 4.1.6 und [48]).

Um eine konservative Abschätzung des systematischen Fehlers bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts aus dieser Quelle zu erhalten, werden in der Simulation die Akzeptanzfenster um $\pm 0.1\,\mathrm{cm}$ variiert und die Veränderungen des Wirkungsquerschnittswertes berechnet. Der so bestimmte Fehler bezüglich der verwendeten Akzeptanzfenster beträgt 2%.

8. Luminosität:
Für die in Abschnitt 5.1.2 bereits zusammengefaßte Luminosität wird mit den Angaben in [61] ein Fehler von 1.4% abgeschätzt.

9. J/ψ-Verzweigungsverhältnis:
Das Verzweigungsverhältnis für J/ψ-Produktion im myonischen Zerfallskanal und sein Fehler wurden aus [33] entnommen: $BR(J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-) = (5.88 \pm 0.10)\%$

Kapitel 6

Ergebnisse zur diffraktiven J/ψ-Produktion

In den vorigen Kapiteln wurde die Analysekette vorgestellt, die Monte Carlo Simulation mit den Daten verglichen und der Einfluß systematischer Effekte auf die Messung des Wirkungsquerschnitts untersucht. In diesem Kapitel wird aus den Daten, nach Korrektur auf Akzeptanz- und Effizienzverluste, der Wirkungsquerschnitt für elastisch diffraktive J/ψ-Produktion in dem kinematischen Bereich von $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ und $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ bestimmt. Anschließend wird das Ergebnis mit anderen veröffentlichten Meßergebnissen verglichen.

6.1 Die Auswahl der elastischen J/ψ-Mesonen

Um den Wirkungsquerschnitt für elastisch diffraktive J/ψ-Produktion bestimmen zu können, muß zunächst die Anzahl der J/ψ-Ereignisse aus dem Spektrum der invarianten Masse für alle Ereignisse bestimmt werden, die nicht durch Auslösung des Vorwärtsvetos verworfen wurden (siehe Abbildung 6.1). Dies wird erreicht, indem an das Massenspektrum die Summe aus einer Gaußverteilung für die J/ψ-Resonanz und einer linearen Funktion für den nicht-resonanten Untergrund (QED Zwei-Photon Prozesse, kosmische Myonen, fehlidentifizierte Hadronen) angepaßt wird. Aus dieser Anpassung erhält man eine Anzahl von J/ψ-Ereignissen, die nicht zur Auslösung des Vorwärtsvetos führten und stark mit J/ψ-Ereignissen aus elastisch diffraktiver Produktion ($\approx 85\%$) angereichert sind. Sie enthalten aber noch einen Anteil von Ereignissen, bei denen das Proton dissoziiert ($\approx 15\%$). Der systematische Fehler dieser Methode wurde bereits in Abschnitt 5.3 durch Variation der funktionellen Form des Untergrundes abgeschätzt. Die Anzahl der so ermittelten J/ψ-Ereignisse, die nicht zur Auslösung des Vorwärtsvetos führten beträgt $N_{diff}^{keinVeto} = 38.7 \pm 6.5$.

Um den Anteil an Ereignissen mit dissoziiertem Proton am Gesamtsignal abschätzen zu können, wird die Selektionskette auf simulierte Ereignisse mit und ohne Proton-Dissoziation angewendet. Wie in Abschnitt 5.2.4 beschrieben, werden die simulierten Ereignisse auf Generatorebene so gemischt, daß das Verhältnis von Ereignissen mit und ohne dissoziiertem Proton in der Simulation den Beobachtungen in den Daten entspricht. Das verwendete Mischungsverhältnis diffraktiver J/ψ-Ereignisse mit und ohne dissoziiertem Proton beträgt $N_{pd}/N_{el} = 0.7$. Aus diesem Verhältnis kann der Anteil von proton-dissoziativer J/ψ-Produktion an den J/ψ-Ereignissen bestimmt werden. Die Effizienzen $\epsilon_{pd}^{keinVeto}$ und $\epsilon_{el}^{keinVeto}$ für die Akzeptanz proton-dissoziativer und elastischer Ereignisse werden der DIFFVM Monte Carlo Simulation entnommen, nachdem alle in Abschnitt 5.2 beschriebenen

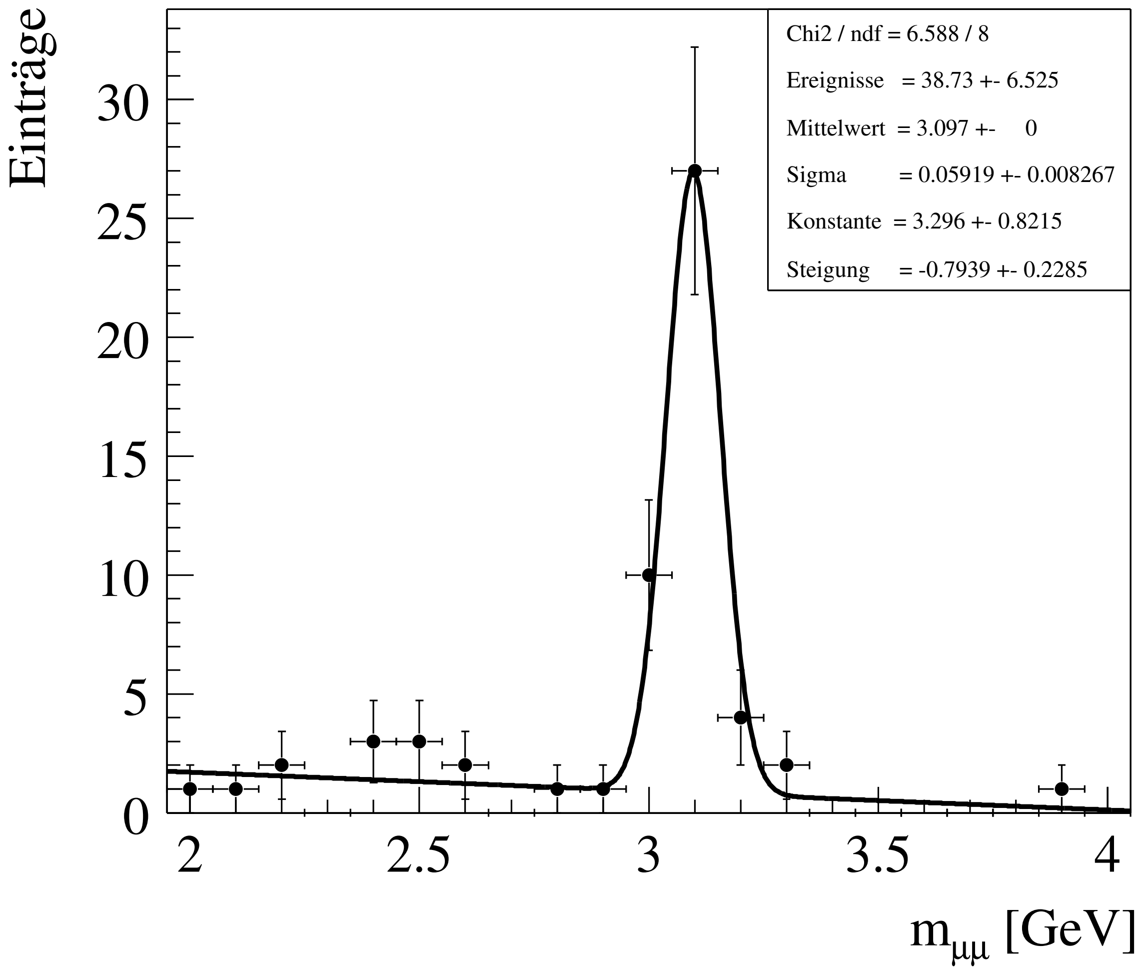


Abbildung 6.1: *Die Verteilung der invarianten Masse für* $0.15\,GeV^2 < Q^2 < 0.4\,GeV^2$ *und* $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$. *Bei der Anpassung nach der Log-Likelihood-Methode wurde die Masse des* J/ψ-*Mesons auf* $m_{J/\psi} = 3097\,MeV$ *[33] fixiert.*

Korrekturen angewendet wurden. Mit ihnen ergibt sich der Anteil f_{pd} von proton-dissoziativer J/ψ-Produktion an der Gesamtzahl $N_{diff}^{keinVeto}$ der verwendeten Ereignisse zu:

$$f_{pd} = \frac{N_{pd}}{N_{el}} \cdot \frac{\epsilon_{pd}^{keinVeto}}{\epsilon_{el}^{keinVeto}}, \tag{6.1}$$

wobei die Effizienzen $\epsilon_{pd}^{keinVeto}$ und $\epsilon_{el}^{keinVeto}$ wie folgt definiert sind:

$$\epsilon_{pd,el}^{keinVeto} = \frac{N_{pd,el}^{rec}(0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^{2\,rec} < 0.4\,\mathrm{GeV}^2, 40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p}^{rec} < 150\,\mathrm{GeV})}{N_{pd,el}^{gen}(0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^{2\,gen} < 0.4\,\mathrm{GeV}^2, 40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p}^{gen} < 150\,\mathrm{GeV})}.$$

Die Indizes rec und gen bezeichnen dabei die rekonstruierten bzw. generierten Größen. Die Effizienzen beinhalten alle Korrekturen und Verluste bezüglich der geometrischen Akzeptanz, der Selektionsschritte und der Anforderungen an die Triggerbedingungen. Der auf diese Weise bestimmte Anteil von Ereignissen mit dissoziiertem Proton am Gesamtsignal $N_{diff}^{keinVeto}$ beträgt $f_{pd} = (15.3 \pm 1.6)\%$.

Eine weitere Korrektur des Gesamtsignals wird erforderlich aufgrund von Trefferpaaren im FMD, die durch das Rauschen des FMD hervorgerufen werden. Dieses Rauschen wird in der Simulation nicht berücksichtigt. Es führt dazu, daß in den Daten mehr elastische Ereignisse verworfen werden als in der Simulation. Der Anteil f_{Noise}^{FMD} von Ereignissen, die Aufgrund des FMD-Rauschens irrtümlicherweise verworfen wurde, wird anhand von Ereignissen mit diffraktiver ρ-Produktion bestimmt, bei denen die gestreuten Strahl-Protonen in den FPS-Stationen nachgewiesen wurden. Der so bestimmte Anteil beträgt $f_{Noise}^{FMD} = (6.9 \pm 0.4)\%$ [64].

Als letzte Korrektur des Gesamtsignals muß die bereits in Abschnitt 5.1.5 dargestellte indirekte J/ψ-Produktion aus $\Psi(2S)$-Zerfällen berücksichtigt werden. Ihr Anteil beträgt $f_{\Psi(2S)} = (3.4 \pm 0.8)\%$.

Mit den oben genannten Korrekturen ergibt sich die tatsächliche Anzahl für elastisch diffraktiv erzeugte J/ψ-Mesonen zu:

$$N_{J/\psi} = N_{diff}^{keinVeto} \cdot (1 - f_{pd}) \cdot (1 - f_{\Psi(2S)}) \cdot (1 + f_{Noise}^{FMD}) = 33.9 \pm 5.7\,(\mathrm{stat})$$

Diese Anzahl wird verwendet, um im nächsten Abschnitt den Wirkungsquerschnitt für elastisch diffraktive J/ψ-Produktion zu bestimmen.

6.1.1 Die Berechnung des J/ψ-Wirkungsquerschnitts

Um den elastisch diffraktiven Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Produktion bei kleinen Q^2-Werten messen zu können, wird zunächst der in Abschnitt 2.2 definierte integrierte Elektron-Proton Wirkungsquerschnitt σ_{ep} bestimmt und anschließend bei einem mittleren Wert von $W_{\gamma p}$ in einen Photon-Proton Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ mit Hilfe der Weizsäcker-Williams Approximation [5, 6] transformiert.

Die Berechnung des ep-Wirkungsquerschnitts σ_{ep}:
Mit der korrigierten Anzahl $N_{J/\psi}$ von elastisch produzierten J/ψ-Mesonen (siehe voriger Abschnitt) wird der integrierte ep-Wirkungsquerschnitt im kinematischen Bereich von $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ und $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ wie folgt berechnet:

$$\sigma_{ep} = \frac{N_{J/\psi}}{\epsilon \cdot BR \cdot \mathcal{L}} \tag{6.2}$$

Dabei bedeutet ϵ die kombinierte Rekonstruktionseffizienz für elastisch diffraktive J/ψ-Produktion, die alle Akzeptanzeinschränkungen und Verluste durch Detektor-, Trigger- und Analyseeffizienzen beinhaltet. Sie beträgt für diese Analyse $\epsilon = 10.8\%$. Des weiteren steht BR für das Verzweigungsverhältnis des untersuchten Zerfalls $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ von $BR(J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-) = (5.88 \pm 0.10)\%$ [33] und $\mathcal{L}$ für die in diese Analyse verwendete integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = (14616 \pm 205)$ nb. Mit Gleichung 6.2 wird der Elektron-Proton Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma_{ep} = 365 \pm 62\,(\text{stat.}) \pm 41\,(\text{sys.})\,\text{pb} \tag{6.3}$$

bestimmt. Der statistische Fehler enthält die statistischen Fehler der einzelnen Korrekturen, während die systematischen Einflüsse von Tabelle 5.2 in dem systematischen Fehler berücksichtigt wurden. Tabelle 6.1 faßt alle Werte für die Berechnung des elastisch diffraktiven Wirkungsquerschnitts und die Ergebnisse dieser Analyse zusammen.

	$0.15\,\text{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\text{GeV}^2$ $40\,\text{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\text{GeV}$
$N_{J/\psi,ela}$	38.7 ± 6.5
f_{pd}	$(15.3 \pm 1.6)\%$
$f_{\Psi(2S)}$	$(3.4 \pm 0.8)\%$
f_{Noise}^{FMD}	$(6.9 \pm 0.4)\%$
ϵ	10.8%
BR	$(5.88 \pm 0.1)\%$
$\mathcal{L}$	$(14616 \pm 205)\,\text{nb}^{-1}$
$\mathcal{F}$	0.005582
$\langle Q^2 \rangle$	$0.26\,\text{GeV}^2$
$\langle W_{\gamma p} \rangle$	$89.1\,\text{GeV}$
σ_{ep}	$365 \pm 62\,(\text{stat.}) \pm 41\,(\text{sys.})\,\text{pb}$
$\sigma_{\gamma p}$	$65.3 \pm 11.1\,(\text{stat.}) \pm 7.4\,(\text{sys.})\,\text{nb}$

Tabelle 6.1: *Zusammenfassung aller für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts benötigten Größen und der Ergebnisse für das kinematische Intervall* $\langle W_{\gamma p} \rangle = 89.1$ *GeV und* $\langle Q^2 \rangle = 0.26$ *GeV*^{2}.

Die Berechnung des γp-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma p}$:
Der γp-Wirkungsquerschnitt wird aus dem *ep*-Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Weizsäcker-Williams Approximation [5, 6] bestimmt. Wie bereits in Abschnitt 2.2 gezeigt, ist die Umrechnung des differentiellen *ep*-Wirkungsquerschnitts in den γp-Wirkungsquerschnitt in guter Näherung durch die Beziehung 2.12 gegeben, wobei $\mathcal{F}^T$ als die Größe des Flusses transversal polarisierter Photonen eingeführt worden war. $\mathcal{F}^T$ ist durch die Beziehung 2.11 gegeben. Integriert man den differentiellen *ep*-Wirkungsquerschnitt über y und Q^2 so erhält man:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot \mathcal{F}^T(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}(y, Q^2),$$

mit $Q^2_{min} = m_e^2 \cdot y^2/(1-y)$. Definiert man den integrierten Fluß von transversal polarisierten Photonen vom Elektron durch:

$$\mathcal{F} \;=\; \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot \mathcal{F}^T(y, Q^2), \qquad (6.4)$$

so können mittlere Werte $\langle y \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ bzw. $\langle W_{\gamma p} \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ gefunden werden, für die die Beziehung:

$$\sigma_{ep} \;=\; \mathcal{F} \cdot \sigma_{\gamma p}(\langle W_{\gamma p} \rangle, \langle Q^2 \rangle) \qquad (6.5)$$

gültig ist. Gleichung 6.5 ermöglicht die Umrechnung des *ep*-Wirkungsquerschnitts in einen γp-Wirkungsquerschnitt für einen bestimmten kinematischen Punkt $(\langle W_{\gamma p} \rangle, \langle Q^2 \rangle)$. Für den Punkt $(\langle W_{\gamma p} \rangle, \langle Q^2 \rangle)$ werden jeweils die Mittelwerte der generierten Größen $W_{\gamma p,gen}$ und Q^2_{gen} aller Ereignisse in der Simulation genommen, die in dem untersuchten kinematischen Bereich die Selektionskette passiert haben. Die mit dieser Methode bestimmten Werte für den Punkt $(\langle W_{\gamma p} \rangle, \langle Q^2 \rangle)$ sind $\langle W_{\gamma p} \rangle = 89.1\,\text{GeV}$ und $\langle Q^2 \rangle = 0.26\,\text{GeV}^2$.

6.2 Der Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2

Der berechnete Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion bei $\langle W_{\gamma p} \rangle = 89.1\,\text{GeV}$ wird in Abbildung 6.2 als Funktion von Q^2 zusammen mit anderen bei HERA gewonnenen Ergebnissen [34, 71, 72, 73] dargestellt. Das Resultat liegt in Q^2 zwischen bisherigen Ergebnissen für Photoproduktion und tiefunelastischer Streuung. Der mittlere Wert von Q^2 für Analysen der Photoproduktion beträgt $\langle Q^2 \rangle \approx 0.05\,\text{GeV}^2$, während die Werte für Messungen der tiefunelastischen Streuung $\langle Q^2 \rangle > 2\,\text{GeV}^2$ betragen.

Der Wirkungsquerschnitt dieser Analyse und die weiteren HERA Daten lassen sich gut durch eine Funktion $\propto (Q^2 + m_\psi^2)^{-n}$ parametrisieren. Eine Anpassung an alle Daten erbringt $n = 2.43 \pm 0.13$, welches mit früheren Anpassungen an Daten von HERA innerhalb der Fehler gut übereinstimmt [73].

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Variablen Q^2, die aufgrund der pQCD-Berechnungen von Frankfurt, Koepf und Strikman [32] für verschiedene Verteilungen der Gluondichten erwartet werden, sind ebenfalls in Abbildung 6.2 dargestellt. Daten und Theorie stimmen unter Verwendung der MRST99 Gluondichte und einer Charm-Quark Masse von $m_c = 1.35\,\text{GeV}$ [33] am besten überein.

Die Vorhersagen zur Q^2-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte im Rahmen des Vektormeson Dominanz Modells war durch die Beziehung 2.17 gegeben. Eine Anpassung an die Daten von Abbildung 6.2 ergibt $\xi = -0.127 \pm 0.028$, was bedeutet, daß der Beitrag longitudinal polarisierter Photonen zum Wirkungsquerschnitt sehr klein ist. Das ist im Widerspruch zu Untersuchungen der Zerfallswinkelverteilung von J/ψ- und ρ-Mesonen, aus denen sich $\xi = 0.27 \pm 0.01$ ergab [8]. Das Vektormeson Dominanz Modell ist nicht in der Lage, die Q^2-Abhängigkeit des γp-Wirkungsquerschnitts für elastisch diffraktive J/ψ-Produktion zu beschreiben und gleichzeitig im Konsens mit anderen Messungen des Paramters ξ zu sein.

Abbildung 6.3 zeigt die Wirkungsquerschnitte von Abbildung 6.2 in linearer Darstellung nach Division durch die Anpassung der Form $\propto (Q^2 + m_\psi^2)^{-n}$ mit $n = 2.43$. Es zeigt sich, daß der hier vorgestellte Wirkungsquerschnitt im Rahmen der Fehler gut mit den früheren Daten übereinstimmt.

Unter Verwendung von Daten, bei denen das gestreute Strahlelektron in dem VLQ-Detektor nachge-

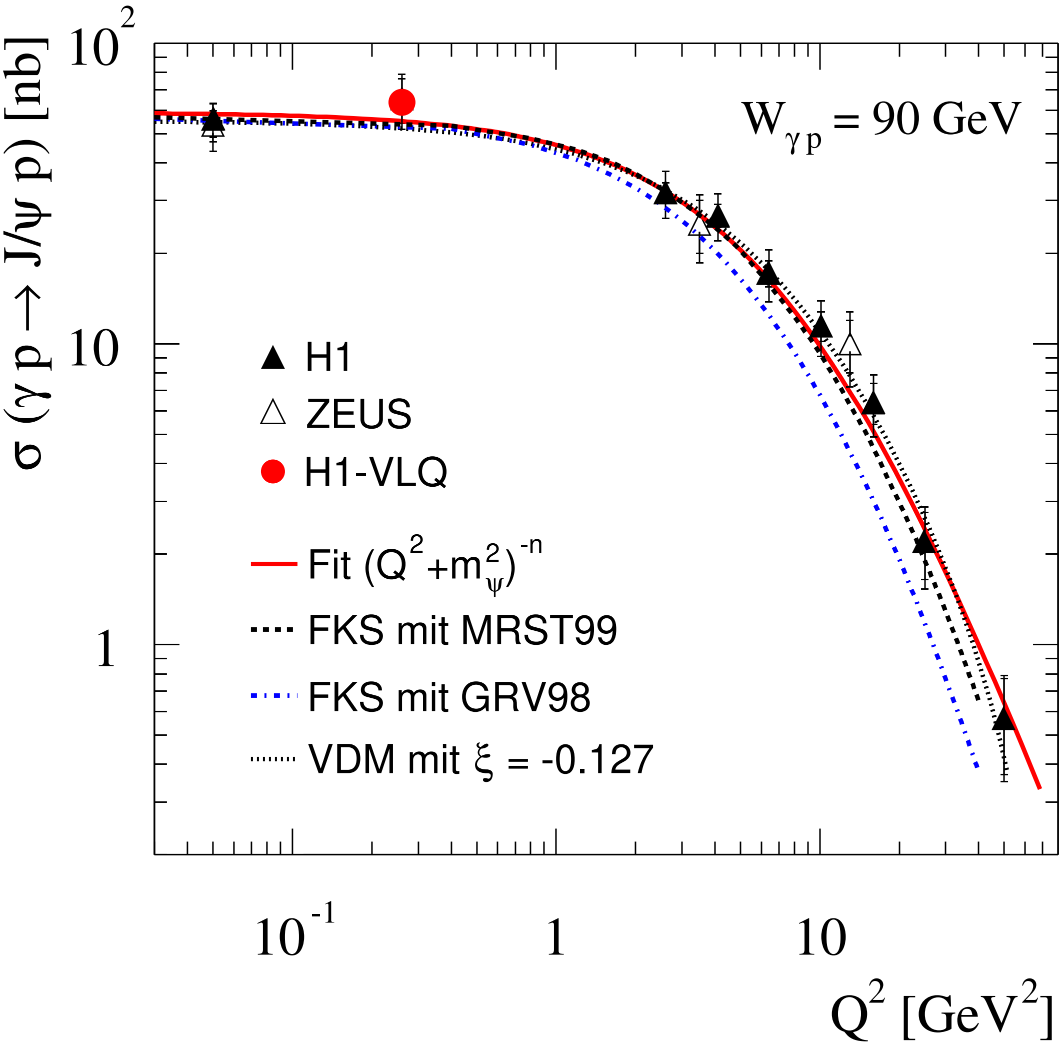


Abbildung 6.2: *Der Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion bei $W_{\gamma p} = 90\,GeV$ als Funktion von Q^2. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte zeigen den statistischen Fehler der Daten, während die äußeren Fehlerbalken die statistischen und systematischen Unsicherheiten zeigen, die quadratisch addiert wurden. Dargestellt ist der Wirkungsquerschnitt dieser Analyse zusammen mit früheren HERA Ergebnissen in Photoproduktion [34, 71] und tief unelastischer Streuung [72, 73]. Die durchgezogene Linie zeigt eine Anpassung der Form $\propto (Q^2 + m_\psi^2)^{-n}$ mit dem Resultat $n = 2.43 \pm 0.13$. Die unterbrochenen Linien zeigen die Vorhersagen des Modells von Frankfurt, Koepf und Strikman [32] unter Verwendung der MRST99 [74] bzw. der GRV98 [75] Gluondichte und einer Charm-Quark Masse von $m_c = 1.35\,GeV$ [33].*

wiesen wurde, ist in dieser Analyse gezeigt worden, daß die Akzeptanzlücke in der Variablen Q^2 bisheriger Messungen von Wirkungsquerschnitten bei HERA ergänzt werden kann. Der Wirkungsquerschnitt für elastisch diffraktive J/ψ-Produktion dieser Analyse erweitert die Messungen zwischen

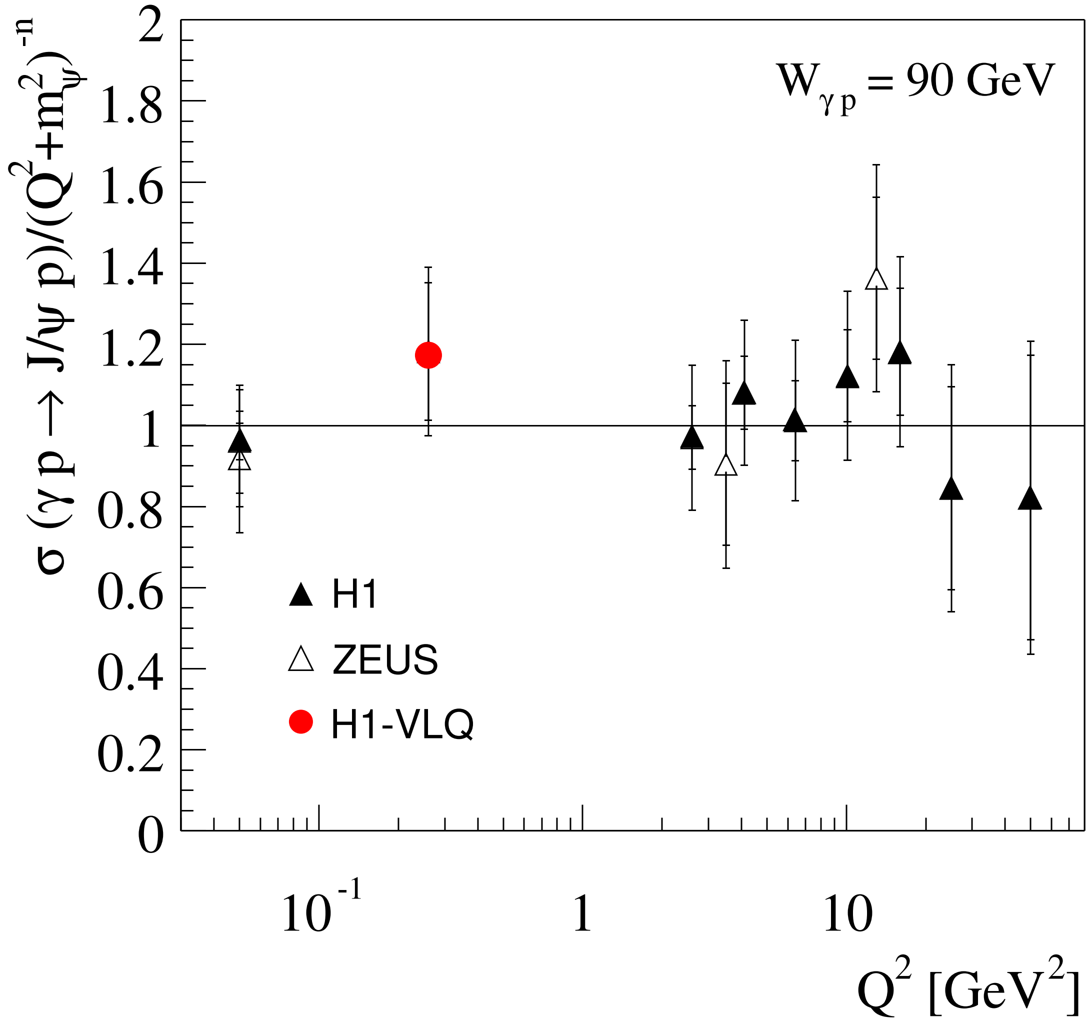


Abbildung 6.3: *Der Fehler des gemessenen Wirkungsquerschnitts im Vergleich zu anderen HERA-Ergebnissen. In der Darstellung wurden die Wirkungsquerschnitte von Abbildung 6.2 durch die Anpassung der Form* $\propto (Q^2+m_\psi^2)^{-n}$ *mit* $n = 2.43$ *dividiert. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte zeigen den statistischen Anteil, die äußeren Fehlerbalken den statistischen und systematischen Anteil der Fehler an den Datenpunkten.*

$\langle Q^2 \rangle = 0.05\,\mathrm{GeV}^2$ für Photoproduktion und $\langle Q^2 \rangle = 2.6\,\mathrm{GeV}^2$ für tief unelastische J/ψ-Produktion um einen Wert bei $\langle Q^2 \rangle = 0.26\,\mathrm{GeV}^2$. Der berechnete Wirkungsquerschnitt entspricht den Erwartungen an die Q^2-Abhängigkeit des elastischen J/ψ-Wirkungsquerschnitts aus früheren Messungen bei HERA und stimmt mit den Vorhersagen des pQCD-Modells von Frankfurt, Koepf und Strikman gut überein.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Frühjahr 1998 wurde der H1-Detektor um den VLQ-Detektor (***V**ery **L**ow **Q**^{2}*) ergänzt. Dieser Detektor umfaßt zwei identisch aufgebaute Module, die jeweils aus einem kompakten elektromagnetischen Kalorimeter und einem Silizium-Spurdetektor bestehen. Das VLQ-System wird zudem durch einen Detektor zur Flugzeitmessung, dem VLQ-ToF ergänzt. Oberhalb und unterhalb des Strahlrohres montiert, ermöglichen die Module des VLQ-Detektors den Nachweis und die Vermessung des Strahlelektrons unter kleinen Streuwinkeln. Der VLQ-Detektor erlaubt Messungen im Bereich $Q^2 \approx 0.1 - 0.5\,\mathrm{GeV}^2$. Er erweitert damit die kinematische Akzeptanz bisheriger Analysen zwischen Messungen der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$) und der tiefunelastischen Streuung ($Q^2 \geq 2\,\mathrm{GeV}^2$).

Diese Arbeit dokumentiert ausführlich den VLQ-Spurdetektor und speziell dessen System zur Auslese und Steuerung als Bestandteil des H1-Auslesesystems. Der VLQ-Spurdetektor besteht aus insgesamt 20 Silizium-Detektoren, deren Auslesestreifen geladene Teilchen in der Ebene senkrecht zur Strahlachse vermessen können. Jeweils zehn Silizium-Detektoren sind vor dem Kalorimeter eines VLQ-Moduls in zwei Lagen mit je fünf Detektoren angeordnet. Die Auslesestreifen der Detektoren einer Lage sind dabei horizontal und vertikal angeordnet, um in der (x, y)-Ebene den Durchgangspunkt eines geladenen Teilchens rekonstruieren zu können. Die Auslese des Spurdetektors arbeitet mit einer Ereignispipeline, die für jeden Auslesestreifen 32 analoge Speicher besitzt. Sie ermöglicht es, bei einer HERA-Strahlfrequenz von $10.4\,\mathrm{MHz}$ die Verzögerung der Triggerentscheidung auf der L1-Triggerstufe um $2.4\,\mu\mathrm{s}$ bei der Auslese der Streifen zu berücksichtigen. Die Streifensignale werden im Fall einer positiven Triggerentscheidung aus der Ereignispipeline ausgelesen und digitalisiert. Mit Hilfe von Prozessormodulen und speziellen Algorithmen findet eine erste Separation aller Streifensignale in Signale durch ionsierende Teilchen und Rauschsignale statt. Die um die Rauschsignale reduzierten Daten werden dann der H1-Datennahme zur permanenten Speicherung zugeführt.

Des weiteren wird die auf der Basis der reduzierten Daten arbeitende Spurrekonstruktion VLQTRK vorgestellt. Ihr Ziel ist die Rekonstruktion der Spur ionisierender Teilchen, die die Silizium-Detektoren passieren und zu einer Energiedeposition in den VLQ-Kalorimetern führen. In einem ersten Schritt werden die Signale der einzelnen Streifen zu Clustern zusammengefaßt, deren Koordinaten auf den jeweiligen Detektoren mit Hilfe des Schwerpunktsalgorithmus berechnet werden. Entlang einer *Vorspur*, die aus dem Primärvertex bzw. dem nominellen Wechselwirkungspunkt und dem Schwerpunkt der rekonstruierten Energiedeposition in den Kalorimetern berechnet wird, werden Cluster der Silizium-Detektoren gesucht, deren Koordinaten innerhalb eines gewählten Radius um die *Vorspur* liegen. Aus den so identifizierten Trefferkandidaten und dem rekonstruierten Schwerpunkt der Energiedepositionen in dem jeweiligen Kalorimeter wird die Spur des ionsierenden Teilchens rekonstruiert. Unter Verwendung von Position und Neigung des Strahls wird der z-Vertex mit der rekonstruierten Spur berechnet.

Im Zusammenhang mit der Spurrekonstruktion wird das Verfahren zur Ausrichtung der einzelnen Silizium-Detektoren in bezug zu den Kalorimetern des VLQ-Detektors erläutert. Für die Ausrichtung der Detektoren werden Ereignisse gewählt, in denen ein rekonstruierter Primärvertex und genau ein rekonstruierter Energie-Cluster in den Kalorimetern vorliegt. Um Mehrdeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion zu vermeiden, wird verlangt, daß die Kombination der in den Ereignissen mit Hilfe der Vorspur identifizierten Trefferkandidaten nur zu einer möglichen Spurhypothese führen kann. Mit Hilfe einer großen Anzahl solcher Ereignisse werden dann die globalen Ortskorrekturen der einzelnen Detektoren berechnet. Die Simulation des VLQ-Spurdetektors wird anschließend den Leistungsdaten des realen Detektors angepaßt. Die erreichte Polarwinkelauflösung nach der Ortskalibration der Silizium-Detektoren beträgt in Daten und Simulation $\sigma(\theta) \leq 0.3\,\mathrm{mrad}$. Mit dieser Polarwinkelauflösung wurde eine Auflösung des z-Vertex in den Daten von $\sigma(z_{vtx}) = 5.5\,\mathrm{cm}$ für das obere Modul und für das untere Modul von $\sigma(z_{vtx}) = 3.9\,\mathrm{cm}$ erziehlt.

Der VLQ-Detektor wurde benutzt, um die elastisch diffraktive J/ψ-Produktion des Zerfallskanals $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$in einem neuen kinematischen Bereich von $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ und $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ zu messen. Die hierzu verwendeten Daten sind der Datennahmeperiode 1999 entnommen, entsprechend einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} \approx 14.6\,\mathrm{pb}^{-1}$. Die Ereignisse des untersuchten myonischen Zerfallskanals werden unter Verwendung von zwei Triggern selektiert, die eigens für diese Analyse eingeführt wurden. Diese Trigger kombinieren die Bedingungen an die Aktivität im instrumentierten Eisen bzw. im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters mit der Forderung nach Spuren im Zentralbereich der Spurkammern und einer Energiedeposition in einem der VLQ-Kalorimeter von mehr als 10 GeV. Der Nachweis der Myonen erfolgt bei den durch diese Trigger verifizierten Ereignissen im instrumentierten Eisen und im LAr-Kalorimeter. Das gestreute Strahlelektron wird in dem VLQ-Detektor vermessen. Der Wirkungsquerschnitt wurde bei mittleren kinematischen Werten von $\langle Q^2 \rangle = 0.26\,\mathrm{GeV}^2$ und $\langle W_{\gamma p} \rangle = 89.1\,\mathrm{GeV}$ zu $\sigma_{\gamma p}(J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-) = (65.3 \pm 11.1\,(\mathrm{stat.}) \pm 7.4\,(\mathrm{sys.}))$ nb bestimmt. Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung sowohl mit Ergebnissen aus Photoproduktion und tiefunelastischer Streuung als auch mit theoretischen Vorhersagen des pQCD-Modells von Frankfurt, Koepf und Strikman. Das Vektormeson Dominanz Modell ist nicht in der Lage, eine mit anderen Messungen konsistente Beschreibung der elastisch diffraktiven J/ψ-Produktion zu geben.

Ende August 2000 wird der Betrieb des VLQ-Detektors eingestellt. Aufgrund von Modifikationen des HERA-Speicherrings zur Erhöhung der lieferbaren Luminosität sind für den rückwärtigen Bereich des H1-Detektors Erweiterungen geplant, die die Demontage des VLQ-Detektors erzwingen. Die bis dahin genommenen Daten ermöglichen das Studium des Übergangsbereichs zwischen Photoproduktion und tiefunelastischer Streuung für weitere Zerfallskanäle von Vektormesonen wie $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\phi \rightarrow K^+K^-$ sowie $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Inbesondere können eine Untersuchung der Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten dieser Kanäle sowie Helizitätsstudien der produzierten Vektormesonen bei kleinen Werten von Q^2 das Verständnis von Vektormesonproduktion in dieser Übergangsregion vertiefen.

Anhang A

Der Datenstrom beim VLQ-Spurdetektor

Die Amplituden aller ausgelesenen Streifen des VLQ-Spurdetektors werden durch zwei PowerPC-Module prozessiert (siehe Abschnitt 4.2.5). Dabei befinden sich die Module des VLQ-Spurdetektors zusammen mit PowerPC-Modulen des CST in einem Rahmen mit gemeinsamer Spannungsversorgung (*Crate*). In dem Überrahmen befinden sich insgesamt zehn PowerPC-Module. Dem CST sind dabei die ersten acht, dem VLQ-Spurdetektor die PowerPC-Module neun und zehn zugeordnet.

Nach der Auslese der prozessierten Daten werden die Daten der Module eines ganzen Crates in einer SIFE-Bank gespeichert. Die Struktur der SIFE-Bank besteht dabei aus Datenblöcken variabler Länge, die von einem festgelegten Datenkopf eingeleitet werden. Ein Datenblock beinhaltet dabei die prozessierten Ergebnisse eines von insgesamt acht FADC (***F****lash* ***A****nalog* ***D****igital* ***C****onverter*) pro PowerPC-Modul, die die analogen Signalamplituden des Spurdetektors vor der Prozessierung digitalisieren.

Dieser Anhang beschreibt den Datenstrom des VLQ-Spurdetektors von den Detektoren über die PowerPC-Module bis hin zur SIFE-Bank, deren Format im Anhang B beschrieben wird. Bei der Auslese des VLQ-Spurdetektors prozessiert eine PowerPC-Karte die Daten des Spurdetektors eines VLQ-Moduls. Die neunte bzw. zehnte Karte des PowerPC-Crates vom CST und VLQ verarbeitet dabei die Signale des Spurdetektors vom VLQ-Modul oberhalb bzw. unterhalb des Strahlrohres.

In Abbildung A.1 findet sich eine Zuordnung der einzelnen Detektoren zu den FADC der beiden PowerPC-Module. Jeder FADC einer PowerPC-Karte digitalisiert die Analogsignale von maximal 1280 Streifen und somit von zwei Detektoren mit je 640 Streifen pro Auslesevorgang. Um die sequentielle Digitalisierung der Signale von zwei Detektoren durch einen FADC zu gewährleisten unterscheiden sich die Schaltungen der Hybriden geringfügig voneinander. Der Detektor, der als erster ausgelesen wird, wird als *Early*, der andere als *Late* bezeichnet. Ist $i = 9...10$ die Nummer des PowerPC-Moduls, $j = 0...7$ die Nummer des FADC von dem Modul i und $k = 0...1279$ die fortlaufende Streifennummer des FADC j, so ergibt sich das Zählschema E_{ij} und L_{ij} der Detektoren mit Early- und Late-Schaltung wie folgt:

$k \leq 639$:

$$E_{ij} = 15 \cdot (i - 9) + 2\,j$$

$k \geq 640$:

$$L_{ij} = 15 \cdot (i - 9) + 2\,j + 1$$

Werden durch einen FADC nur die Signale eines Detektors ausgelesen, so handelt es sich um einen Detektor mit Early-Schaltung und ihm wird in dem Schema von Abbildung A.1 immer die Nummer E_{ij} zugeordnet. Das in Abbildung A.1 dargestellte Zählschema gilt im Fall der Monte-Carlo Simulation des VLQ-Spurdetektors und für Daten, die bis April 1999 genommen wurden. Durch Modifizierungen des Spurdetektors im Mai 1999 veränderte sich das Zählschema der Detektoren geringfügig. Im Mai erhielt der Detektor mit der Nummer 21 die Nummer 17 aufgrund eines Anschlußwechsels.

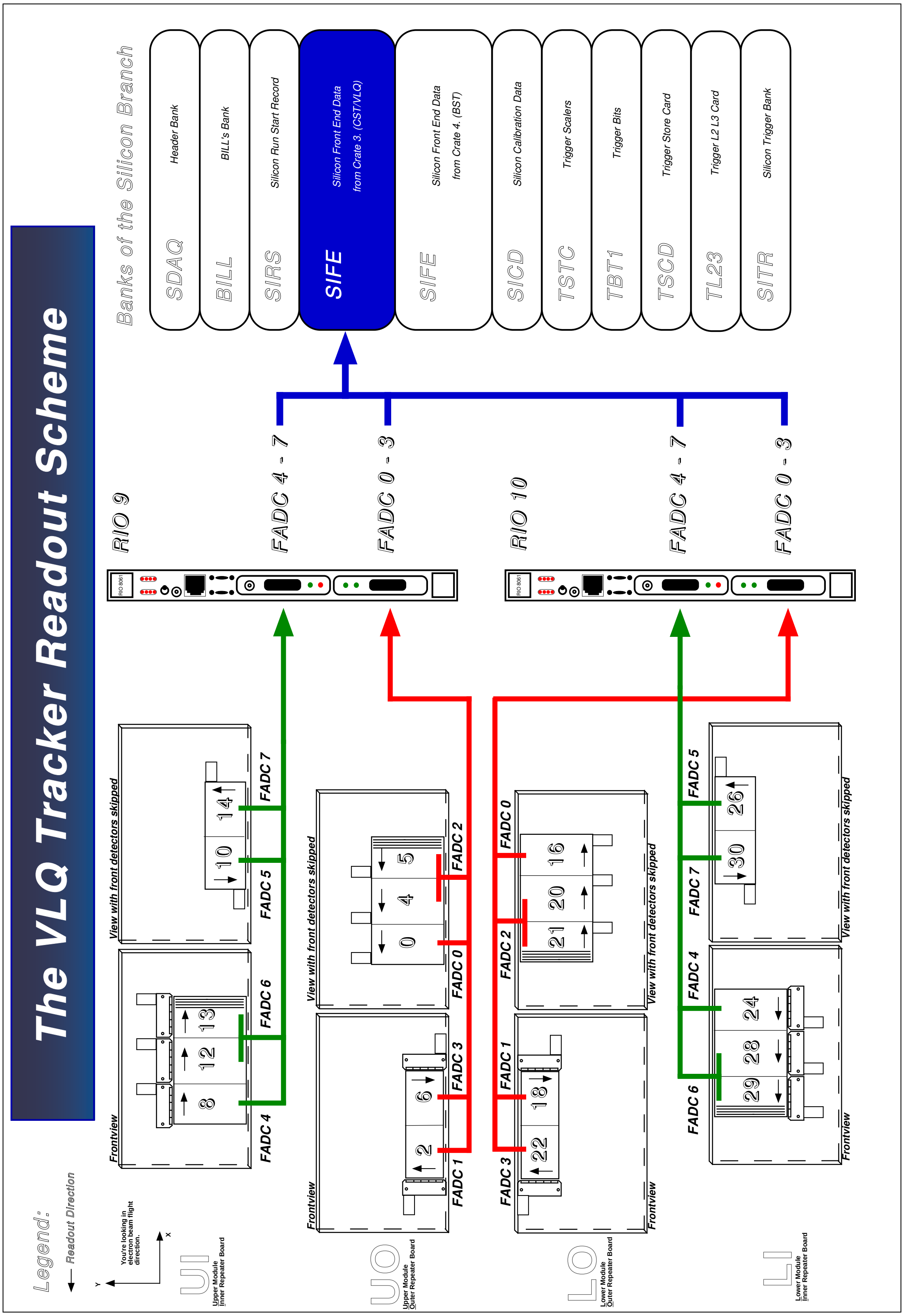


Abbildung A.1: *Schematische Darstellung des Datenstroms beim VLQ-Spurdetektor.*

Anhang B

Die Struktur der SIFE-Bank

Nach der Auslese der prozessierten Daten werden die Daten der Module eines ganzen Crates in einer SIFE-Bank gespeichert. Die Struktur der SIFE-Bank besteht aus Datenblöcken variabler Länge, die von einem festgelegten Datenkopf eingeleitet werden. Ein Datenblock beinhaltet dabei die prozessierten Ergebnisse eines von insgesamt acht FADC pro PowerPC-Modul (vergleiche Anhang A).

Die jeweils acht Datenblöcke der FADC eines PowerPC-Moduls werden durch einen zehn 32-Bit Worte langen Datenkopf eingeleitet, der unter anderem das PowerPC-Modul anhand einer Nummer identifiziert und Auskunft über die Länge der folgenden Daten gibt. Das Format der Datenblöcke der FADC hängt vom Auslesemodus ab. Im normalen Datennahmebetrieb werden die Daten durch die PowerPC-Module im Hits&Cluster-Modus prozessiert. Jeder FADC digitalisiert die Amplituden von bis zu 1280 Streifen. Nach der Prozessierung werden die Amplituden der Streifen eines FADC, die signifikant über dem Rauschen liegen, mit einer Auflösung von zehn Bit in einem Block der SIFE-Bank gespeichert. Ebenfalls werden, zusammen mit einer Streifennummer zwischen 0 und 1279, die Signalvarianzen gespeichert, aus denen sich das Rauschen der einzelnen Streifen berechnen läßt.

Des weiteren lassen sich die PowerPC-Module in vier weiteren Modi betreiben, die individuell durch die zentrale Datennahme des H1-Detektors ausgewählt werden konnen. Diese Modi, der *Raw*-, der *Common Mode*-, der *Pedestal*- und der *Sigma*-Modus dienen zur Überprüfung der Algorithmen der PowerPC-Module und sollen hier nicht weiter behandelt werden. Für eine genauere Beschreibung dieser Modi siehe [54]

In Abbildung B.1 ist die Struktur der SIFE-Bank für alle Auslesemodi dargestellt. Die prozessierten Daten des CST und des VLQ-Spurdetektors sind in einer SIFE-bank zusammengefaßt und müssen in der nachfolgenden Rekonstruktion der Ereignisse für beide Detektoren aus der Bank extrahiert werden. Die Daten des BST, der über ein sehr ähnliches Auslesesystem mit PowerPC-Modulen verfügt, werden in einer eigenen SIFE-Bank gespeichert. Beide Bänke können bei gleichem Namen anhand der im zweiten Wort kodierten Crate-Nummer identifiziert werden. Die Daten des CST und des VLQ-Spurdetektors werden dabei durch PowerPC-Module prozessiert, die sich im dritten Crate befinden.

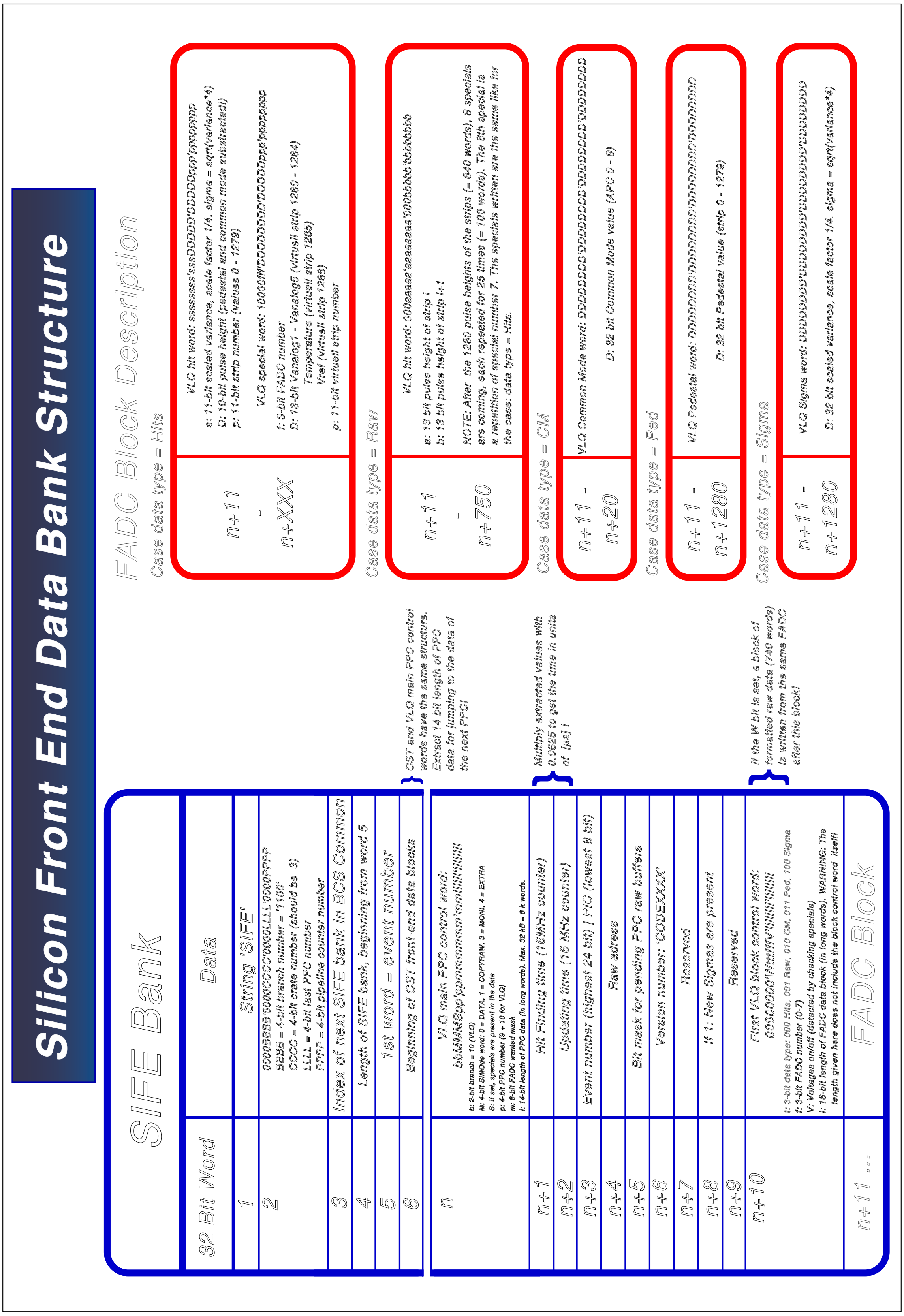


Abbildung B.1: *Schematische Darstellung der Struktur der SIFE-Bank.*

Anhang C

Die Spurrekonstruktion VLQTRK

Dieser Anhang beschreibt das Programm VLQTRK (***VLQ-TR**ac**K***) das zur Rekonstruktion von Spuren ionisierender Teilchen im VLQ-Spurdetektor entwickelt wurde. Voraussetzung für die Spurrekonstruktion ist, daß die Daten der VLQ-Kalorimetermodule bereits in rekonstruierter Form vorliegen. Die Ein- und Ausgabe von Daten erfolgt bei dem Programm durch Bänke, die im BOS-Format [76] vorliegen bzw. erzeugt werden. In der folgenden Dokumentation des Programms VLQTRK bezeichnet *BANK.variable* bzw. *BANK[reihe].variable* den Bezug zu einer bestimmten Variablen einer strukturierten BOS-Bank bzw. BOS-Tabelle, die die beschriebene Funktionalität beeinflußt. Im Anschluß an die Programmbeschreibung findet sich eine Darstellung aller Ein- und Ausgabebänke, die für das Programm VLQTRK neu eingeführt wurden.

VLQTRK wurde in der objektorientierten Programmiersprache C++ entwickelt, deren Programmobjekte durch *Klassen* realisiert werden. Klassen sind Programmstrukturen, die sowohl Funktionalität als auch Daten bündeln und es erlauben, den Zugriff auf die Funktionen und Daten kontrolliert für das restliche Programm zu verschließen oder zu öffenen. Ein vereinfachtes Flußdiagramm mit den Hauptklassen der Spurrekonstruktion VLQTRK findet sich in Abbildung C.1. Nachfolgend werden die Klassen vorgestellt und ihre Funktionalität kurz beschrieben.

Die Klasse SIFEVSTS:
Diese Klasse stellt die Ausgangsdaten für die Spurrekonstruktion zur Verfügung. Im Fall von Rohdaten greift sie auf die SIFE-Bank (vergleiche Anhang B) zu und extrahiert die dem VLQ-Spurdetektor zugehörigen Daten. Handelt es sich um simulierte Ereignisse, wird die VSTS-Bank, die das Gegenstück zur SIFE-Bank in der Detektorsimulation darstellt, gesucht und im Erfolgsfall geöffnet. Alle Daten werden in Form eines Feldes zur Verfügung gestellt, dessen Einträge Listen mit den Streifendaten der ausgelesenen Detektoren enthalten. Für den Fall, daß die Daten bereits bis einschließlich zur Klasse ClusterFinder prozessiert wurden und damit eine VTCL-Bank existiert, kann diese Klasse durch einen Eintrag in der VTAP-Bank (***VLQ T**racker **A**daptation **P**arameters*) deaktiviert werden (VTAP.vtclflag = 1).

Die Klasse LookHistos:
Die Klasse LookHistos ist zur Visualisierung von Ergebnissen der Klassen von VLQTRK entwickelt worden. Wird bei der Rekonstruktion von Ereignissen eine Ausgabedatei für die Histogramme geöffnet, so kann die Qualität der Daten und der Rekonstruktionsstufen mit Hilfe der Histogramme geprüft werden. Die Klasse LookHistos bedient sich zur Darstellung des Histogrammpakets *Look*.

Die Klasse MarkDeadStrips:
Die Klasse MarkDeadStrips ermöglicht es, gezielt die Informationen von Streifen bestimmter Detektoren von der Spurrekonstruktion auszuschließen, weil sie zum Beispiel zu ineffizient sind. Diese

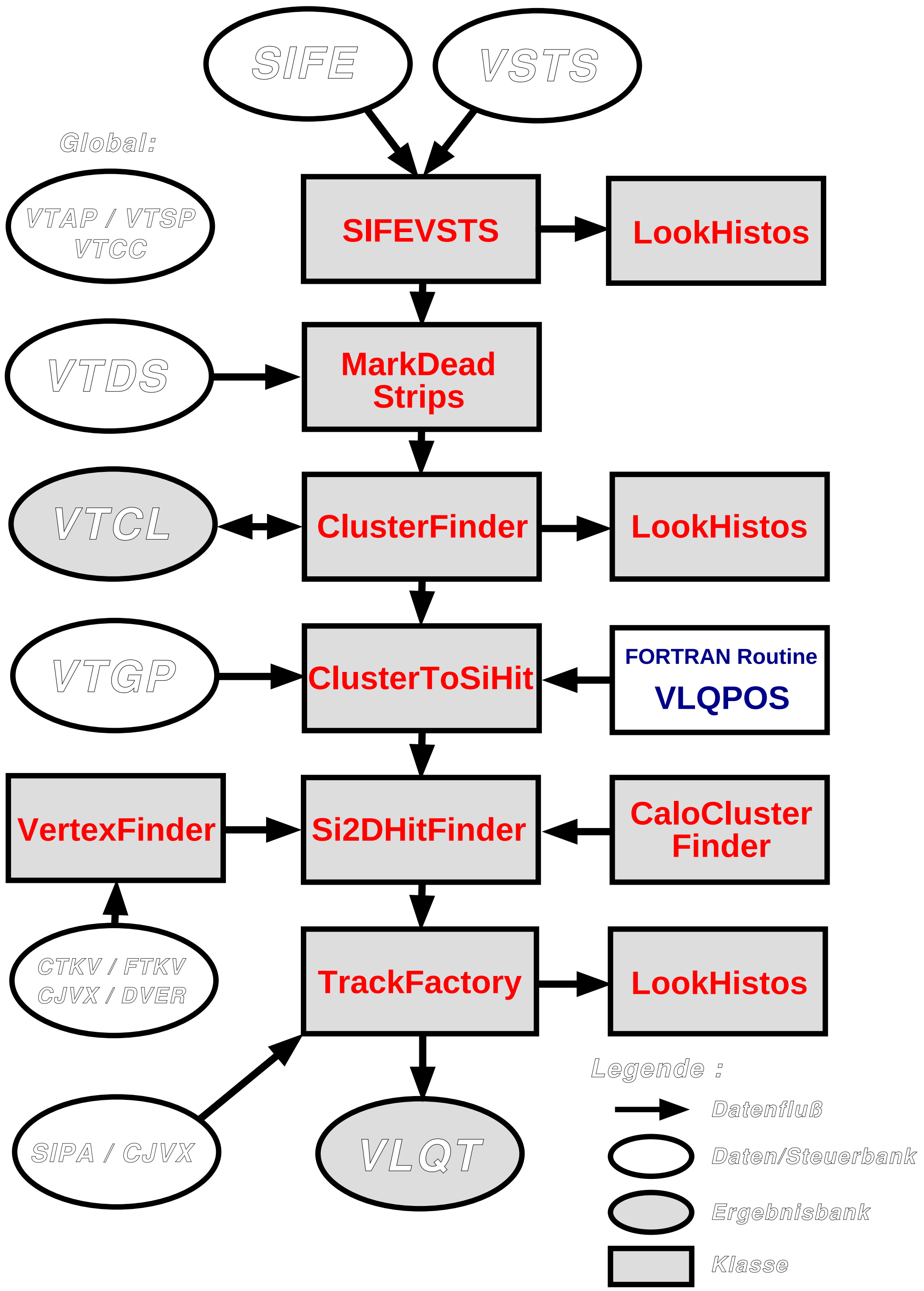


Abbildung C.1: *Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion VLQTRK.*

Klasse greift auf die Bank VTDS (***V**LQ **T**racker **D**ead **S**trips*) zu und speichert die Detektor- und Streifennummer von Streifen, deren Signale übergangen werden sollen. Im Falle einer Übereinstimmung der Detektor- und Streifennummern aus der VTDS-Bank mit den Daten der Klasse SIFEVSTS wird die Klasse mit den entsprechenden Streifendaten markiert. Ansonsten bleiben die Ergebnisse der Klasse SIFEVSTS unverändert.

Die Klasse ClusterFinder:
Diese Klasse faßt die Gesamtheit aller Streifen, auf die sich die deponierte Ladung eines ionisierenden Teilchens verteilt, zu Clustern zusammen. Der Algorithmus der Klasse ClusterFinder zur Suche nach den Clusterkandiaten eines Detektors arbeitet mit zwei einstellbaren Schwellen c_{1j} und c_{2j}, die für jeden Detektor j individuell einstellbar sind und in der VTCC-Bank (***V**LQ **T**racker **C**luster **C**uts*) gespeichert werden (c_{1j} = VTCC[j].sigmac1 und c_{2j} = VTCC[j].sigmac2). Bei der Suche nach den Clusterkandiaten wird nach einem Streifen gesucht für den $s_{ij} \geq c_{2j} \cdot \sigma_{ij}$ gilt. Ist ein solcher Streifen gefunden, so werden alle unmarkierten Streifen mit fortlaufender Streifennummer i, für die $s_{ij} \geq c_{1j} \cdot \sigma_{ij}$ gilt, als Streifen eines Clusters identifiziert. Anschließend wird die Signifikanz und der Schwerpunkt des Clusters nach den Gleichungen 4.1 bzw. 4.2 berechnet. Auf die Signifikanz des Clusters kann abschließend geschnitten werden (VTCC[j].signicut). Ist die Signifikanz des Clusters höher als der Schnittwert, wird der Cluster als Kandidat für einen Treffer durch ein ionisierendes Teilchen angesehen. Die Daten der Cluster, die als Trefferkandidaten akzeptiert wurden, werden der Klasse ClusterToSiHit in Form eines Feldes von Listen zur Verfügung gestellt. Zudem werden die Ergebnisse in die BOS-Bank VTCL geschrieben, die als Zwischenergebnis der Rekonstruktion gespeichert werden kann. Im Fall von bereits durch die Klasse ClusterFinder vorprozessierten Daten kann der Cluster- und der Schwerpunktsalgorithmus umgangen werden (VTAP.vtclflag = 1). Die Cluster-Daten werden dann aus der bereits vorhandenen VTCL-Bank genommen.

Die Klasse ClusterToSiHit und das Programm VLQPOS:
Die Klasse ClusterToSiHit dient zur Übersetzung der Clusterkoordinaten, die in Form von Streifeneinheiten vorliegen, in das H1-Koordinatensystem. Dazu wird die Geometriebank VTGP (***V**LQ **T**racker **G**eometry **P**arametrisation*) verwendet. Sie enthält die Koordinaten der Mittelpunkte von den Silizium-Detektoren, sowie deren Korrekturen durch die Ortskalibration des Spurdetektors. Zudem werden die Abweichungen der Sollposition der VLQ-Module, wie sie durch die QED-Compton Ortskalibration bestimmt wurden, aus der VTSP-Bank (***V**LQ **T**racker **S**teering **P**arameters*) eingelesen (VTSP.xoffset1-2, VTSP.yoffset1-2) und berücksichtigt. Des weiteren muß noch die Position der Hubmechanik zum Zeitpunkt der Datennahme beachtet werden. Die Routine VLQPOS ermöglicht es, aus der Datenbank die Positionsangabe der Hubmechanik für ein bestimmtes Ereignis auszulesen. Dazu wird der Routine der Zeitpunkt der Ereignisauslese in Form eines UNIX-Zeitstempels übergeben. Mit diesen geometrischen Informationen werden die Cluster-Koordinaten in das H1-System übersetzt und die Fehler der Raumpunkte berechnet.

Die Klasse VertexFinder:
Diese Klasse liest den Vertex des Ereignisses mit seinen Fehlern für die Spursuche in der Klasse Si2DHitFinder und die Spuranpassung in der Klasse TrackFactory ein. Im Fall von Daten und Simulation wird versucht, den Primärvertex der CTKV- bzw. FTKV-Bank der zentralen bzw. vorderen Spurkammern auszulesen. Stehen keine Informationen der Spurkammern zur Verfügung, werden die über einen Zeitabschnitt ununterbrochener Datennahme (*Run*) durch den H1-Detektor gemittelten Vertexkoordinaten verwendet (*Runvertex*). Im Fall von Daten ist der Runvertex zu jedem Run in der CJVX-Bank gespeichert. Im Fall simulierter Ereignisse finden sich diese Informationen in der OSVX- bzw. SIPA-Bank. Handelt es sich um Daten im DST-Format, so liegen die Ergebnisse der vorderen und zentralen Spurkammern nicht mehr als CTKV- bzw. FTKV-Bank, sondern in Form einer zusam-

mengefaßten Vertexbank, der DVER-Bank zur Verfügung. Die Klasse VertexFinder kann auf diesen Fall umgestellt werden (VTAP.dverflag = 1). Ist keine der bisher beschriebenen Informationen abrufbar, so wird der Koordinatenursprung $\boldsymbol{x}_{vtx} = (0, 0, 0)$ gewählt.

Die Klasse CaloClusterFinder:
Die Klasse CaloClusterFinder öffnet die Ergebnisbänke VPCR und VCLR der Kalorimeterrekonstruktion und rechnet die Koordinaten der Energie-Cluster in das H1-Koordinatensystem um. Als Fehler der Cluster-Koordinaten wird ein Wert von 0.1 cm verwendet. Die Koordinaten der Cluster werden zusammen mit der Zeilennummer der VCLR-Bank, aus der die Cluster-Daten ausgelesen wurden, in einer Liste gespeichert.

Die Klasse Si2DHitFinder:
Um Mehrdeutigkeiten bei der Kombination von Trefferkandiaten des Spursystems zu Teilchenbahnen zu reduzieren, wird mit Hilfe der Vertexinformationen zu jedem rekonstruierten Energie-Cluster eine lineare Vorspur berechnet. Entlang der Vorspuren wird innerhalb der beiden Silizium-Doppellagen eines VLQ-Moduls nach Trefferkandiaten gesucht. Eine Darstellung dieses Verfahrens wird in Abbildung 4.23 gezeigt. Alle Trefferkandiaten einer Doppellage, die sich innerhalb eines definierten Suchradius (VTSP.searchr) um eine Vorspur befinden, werden für eine Spur in Betracht gezogen, die auf die Koordinaten des Energie-Clusters gerichtet sein könnte. Für jede Doppellage werden die innerhalb des Suchradius akzeptierten Trefferkandidaten zu Punktepaaren in der (x, y)-Ebene zusammengestellt. Dabei wird jeder akzeptierte Treffer von einem horizontal orientierten Detektor mit allen akzeptierten Kandidaten der vertikal orientierten Detektoren kombiniert. Bei dieser Kombination muß berücksichtigt werden, daß alle Detektoren gegenüber ihrer Sollage der perfekt horizontalen bzw. vertikalen Ausrichtung verdreht sind. Eine Korrektur der Trefferkoordinate eines Detektors bezüglich seiner Verdrehung ist möglich, wenn die Koordinate des Treffers senkrecht zu der Ausrichtung der Streifen des Detektors bekannt ist. Diese Koordinate wird den Detektoren mit einer jeweils entgegengesetzten Orientierung der Streifen entnommen. Die (x, y)-Koordinaten der Spurpunktskandidaten jeder Doppellage, die z-Koordinaten der Einzeldetektoren und die Daten des Energie-Clusters bilden ein Spurpunktepaket, das für jeden Energie-Cluster erstellt und anschließend in einer Liste gespeichert wird.

Die Klasse TrackFactory:
Die Klasse TrackFactory führt für jedes Spurpunktepaket der Klasse Si2DHitFinder Anpassungen linearer Spuren an die Spurpunktskandidaten der Doppellagen und den Energie-Cluster des Kalorimeters durch (*Spurfit*). Die Anpassung der Spuren erfolgt dabei nach der Methode der kleinsten Quadrate [59] getrennt für die Projektion der Spur in der (x, z)- und der (y, z)-Ebene. Enthält dabei ein Spurpunktepaket mehr als einen Spurpunktskandidaten pro Doppellage, so wird der Spurfit für alle Kombinationen der Spurpunktskandidaten beider Doppellagen wiederholt. Die Kombination, die die kleinste Quadratsumme der Abstände zwischen Spurhypothese und den gemessenen Spurpunktskandidaten besitzt, wird beibehalten, die anderen werden verworfen. Anschließend wird der Polar- und der Azimutalwinkel der Anpassung mit der kleinsten Abstandsquadratsumme berechnet. Der Fehler der Winkel wird aus den Fehlern der Datenpunkte über das Fehlerfortpflanzungsgesetz [59] errechnet.

Eine weitere Aufgabe der Klasse TrackFactory ist die Rekonstruktion der z-Vertexkoordinate z_0. Sie wird in der (y, z)-Ebene unter Berücksichtigung von Achsenabschnitt und Steigung des Elektronenstrahls berechnet. Diese Werte für den Elektronenstrahl werden für reale Daten der CJVX-, für die Simulation der SIPA-Bank entnommen. Der Fehler der z-Vertexkoordinate $\sigma(z_0)$ ergibt sich dabei aus den Fehlern der angepassten Spur und den Unsicherheiten bezüglich der Lage des Elektronenstrahls über das Fehlerfortpflanzungsgesetz.

Für die Messung des z-Vertex durch den VLQ-Spurdetektor wird die Projektion der gemessenen Spur in der (y, z)-Ebene verwendet. Für einen in der (y, z)-Ebene von den H1-Vertexinformationen unabhängigen Spurfit muß in jeder Doppellage die y-Position der Spurpunktskandidaten gemessen worden sein. Andernfalls ist eine Spurrekonstruktion nur mit einem unakzeptabel großen Fehler oder überhaupt nicht möglich. Die Klasse TrackFactory führt einen von dem H1-Vertex unabhängigen Spurfit in der (y, z)-Ebene durch, wenn nur der Runvertex für ein Ereignis zur Verfügung steht (VTSP.zvtxfiton = 1) oder, falls gefordert, in jedem Fall in dem die Informationen ausreichend sind (VTSP.zvtxfiton = 1 und VTSP.fitallzvtx = 1). Ist die y-Koordinate der Spurpunktskandidaten nicht in beiden Doppellagen gemessen worden, so wird die Spur an den Primär- bzw. Runvertex angepaßt. Abschließend werden die Parameter der rekonstruierten Spuren i und ihre Fehler in die VLQT-Bank (***VLQ T****racks*) geschrieben. Im Falle eines z-Vertexfits durch den Spurdetektor wird dies in der VLQT-Bank vermerkt (VLQT[i].vertype = 5), andernfalls werden die Informationen über den Vertextyp der Klasse VertexFinder weggeschrieben. Die Information, zu welchen Koordinaten der (x, y)-Punktepaare, die die Spurpunktskandidaten bilden, Treffer in den Doppellagen gefunden wurden, werden aus der Klasse Si2DHitFinder übernommen und in einem Wort bitkodiert gespeichert (VLQT[i].siHits). Weitere Informationen, der VLQT-Bank pro rekonstruierte Spur sind die Zeilennummer des Energie-Clusters der VCLR-Bank, dem die Spur zugeordnet ist und die Summen, die zur Minimierung des Abstandsquadrates berechnet wurden.

Im Folgenden werde alle Ein- und Ausgabebänke, die für das Programm VLQTRK neu eingeführt wurden dargestellt:

Bank: VSTS   Typ: BOS-Tabelle B16

Spalte:	Attribut Name:	Type:	Min:	Max:	Kommentar:
1	ichvs	I	0	32000	Geometrische Streifennummer.
2	enrvs	I	0	1023	Signal in FADC-Einheiten.
3	noise	I	0	1023	Rauschen in FADC-Einheiten.

Bank: VTAP   Typ: Strukturierte BOS-Bank B32

Spalte:	Attribut Name:	Type:	Min:	Max:	Kommentar:
1	newbanks	I	0	1	Steuerkartenbänke werden akzeptiert.
2	vtclflag	I	0	1	VTCL-Bank bereits vorhanden.
3	dverflag	I	0	1	Entnehme Vertices der DVER-Bank.

Bank: VTDS   Typ: BOS-Tabelle B32

Spalte:	Attribut Name:	Type:	Min:	Max:	Kommentar:
1	detnum	I	0	31	Detektornummer.
2	firstds	I	0	639	Erster auszuschließender Streifen.
3	lastds	I	0	639	Letzter auszuschließender Streifen.

Bank: VTSP Typ: Strukturierte BOS-Bank B32

Spalte:	Attribut Name:	Type:	Min:	Max:	Kommentar:
1	nhoripm	I	0	4	Horizontale Detektoren pro Modul.
2	unused1	F	$-\infty$	$+\infty$	Unbenutzt.
3	unused2	F	$-\infty$	$+\infty$	Unbenutzt.
4	unused3	F	$-\infty$	$+\infty$	Unbenutzt.
5	fitallzvtx	I	0	1	Fitte z-Vertex auch, wenn ein Primärvertex rekonstruiert wurde. Erfordert zvtxfiton = 1.
6	searchr	F	0.	$+\infty$	Suchradius in cm.
7	xoffset1	F	$-\infty$	$+\infty$	x-Abweichung von dem oberen Modul in der Sollposition in cm.
8	xoffset2	F	$-\infty$	$+\infty$	x-Abweichung von dem unteren Modul in der Sollposition in cm.
9	yoffset1	F	$-\infty$	$+\infty$	y-Abweichung von dem oberen Modul in der Sollposition in cm.
10	yoffset2	F	$-\infty$	$+\infty$	y-Abweichung von dem unteren Modul in der Sollposition in cm.
11	unused4	F	$-\infty$	$+\infty$	Unbenutzt.
12	unused5	F	$-\infty$	$+\infty$	Unbenutzt.
13	accur	F	0.	$+\infty$	Genauigkeitsgrenze des Algorithmus der Spurpunktsuche
14	dimpact	F	0.	$+\infty$	Fehler des Cluster-Schwerpunkts-algorithmus.
15	zvtxfiton	I	0	1	Schaltet z-Vertexfit ein. Ist ein Primärvertex vorhanden, wird ein eigenständiger Fit unterlassen.
16	trace	I	0	1	Wenn trace = 1, dann melden die Klassen ihre Ausführung.
17	debug	I	0	1	Bei debug = 1, meldet jede Klasse die Ergebnisse ihrer Algorithmen

Bank: VTCC Typ: BOS-Tabelle B32

Spalte:	Attribut Name:	Type:	Min:	Max:	Kommentar:
1	detnum	I	0	31	Detektornummer.
2	sigmac1	F	0.	$+\infty$	Niedriger Rauschschnitt.
3	sigmac2	F	0.	$+\infty$	Hoher Rauschschnitt. Zulässige Werte sind: sigmac2 $\geq$ sigmac1.
4	signicut	F	0.	$+\infty$	Signifikanzschnitt auf den Cluster.

Bank: VTCL					Typ: BOS-Tabelle B32
Spalte:	Attribut Name:	Type:	Min:	Max:	Kommentar:
1	detnum	I	0	31	Detektornummer.
2	impact	F	0.	639.	Cluster-Schwerpunkt.
3	eta	F	0.	1	Etawert des Clusters.
4	sn	F	0.	$+\infty$	Signal zu Rausch Verhältnis.
5	nstrips	I	0	639	Streifenbreite des Clusters.
6	firststr	I	0	639	Erster Streifen des Clusters.
7	realclus	I	0	1	Cluster gehört einer Spur an, wenn REALCLUS=1.

Bank: VTGP					Typ: BOS-Tabelle B32
Spalte:	Attribut Name:	Type:	Min:	Max:	Kommentar:
1	det	I	0	31	Detektornummer.
2	isreal	I	0	1	Clusterinformationen werden für Spurfit benutzt für isreal = 1.
3	ishori	I	0	1	Detektor ist horizontal orientiert, wenn ishori = 1.
4	isvert	I	0	1	Detektor ist vertikal orientiert, wenn isvert = 1.
5	rdirec	I	-1	1	Definiert die Ausleserichtung des Detektors bezüglich des H1-Koordinatensystems. 1 = Auslese in Richtung der H1-Koordinatenachsen. -1 = Auslese entgegen der H1-Koordinatenachsen.
6 7 8	x0 y0 z0	F F F	$-\infty$ $-\infty$ $-\infty$	$+\infty$ $+\infty$ $+\infty$	Zentrum des Detektors in H1-Koordinaten. Streifen 320 wird als Zentrum gewählt.
10	gamma	F	$-\pi$	$+\pi$	z-Achsen Rotationswinkel des Detektors bezüglich des lokalen Detektorbezugsystems.
11 12 13	dx0 dy0 dz0	F F F	$-\infty$ $-\infty$ $-\infty$	$+\infty$ $+\infty$ $+\infty$	Abweichung des Detektorzentrums von den Sollwerten x0, y0 ,z0.
14	dgamma	F	0.	$+\pi$	Fehler von gamma.
15 16 17	ddx0 ddy0 ddz0	F F F	0. 0. 0.	$+\infty$ $+\infty$ $+\infty$	Fehler der Abweichungen dx0, dy0 und dz0.

Bank: VLQT	**Typ: BOS-Tabelle B32**				
Spalte:	Attribut Name:	Type:	Min:	Max:	Kommentar:
1	phi	F	$-\pi$	$+\pi$	φ Winkel der Spur.
2	theta	F	0.	$+\pi$	θ Winkel der Spur.
3	z0	F	$-\infty$	$+\infty$	z-Vertex der Spur.
4	dphi	F	0.	2π	Fehler von φ.
5	dtheta	F	0.	$+\pi$	Fehler von θ.
6	dz0	F	0.	$+\infty$	Fehler des z-Vertex.
7	vclrptr	I	0	$+\infty$	Zeiger zur VCLR Bank.
8	vertype	I	-1	5	Benutzter Vertextyp beim Spurfit. -1 = $(0, 0, 0)$. 0 = Runvertex. 1 = CTKV-Bank Vertex oder primärer DVER-Vertex. 3 = FTKV-Bank Vertex. 5 = Vertex wurde aus VLQ-Daten rekonstruiert.
9	sihits	I	3	15	Bitmuster der Spurpunktskandidaten. Die untersten vier Bits dieses 32-Bit Wortes bedeuten: Bit 3 = 1: Treffer in 1. Doppellage für y-Koordinate gefunden Bit 2 = 1: Treffer in 1. Doppellage für x-Koordinate gefunden Bit 1 = 1: Treffer in 2. Doppellage für y-Koordinate gefunden Bit 0 = 1: Treffer in 2. Doppellage für x-Koordinate gefunden Sind Bit 1 und Bit 3 gesetzt, kann ein z-Vertex rekonstruiert werden.
10	chsq1	F	0.	$+\infty$	Abstandsquadratsumme S_x.
11	chsq2	F	0.	$+\infty$	Abstandsquadratsumme S_y.
12	c1	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sx_1.
13	c2	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sx_z.
14	c3	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sx_{zz}.
15	c4	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sx_x.
16	c5	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sx_{zx}.
27	c6	F	$-\infty$	$+\infty$	Unbenutzt.
18	c7	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sy_1.
19	c8	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sy_z.
20	c9	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sy_{zz}.
21	c10	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sy_y.
22	c11	F	$-\infty$	$+\infty$	Summe Sy_{zy}.
23	c12	F	$-\infty$	$+\infty$	Unbenutzt.

Anhang D

Die Lee-West-Selektion

In den folgenden Tabellen sind die in der Spur- und Myonselektion gestellten Anforderungen [65] zusammengefaßt. Dabei werden folgende Abkürzungen verwendet:

- ▷ R_0 ist der Abstand in der (r, φ) -Ebene zwischen einer extrapolierten Spur vor der Vertexanpassung und dem Ereignisvertex.
- ▷ χ^2_{Spur} bzw. $\chi^2_{Spur,Vertexfit}$ sind die χ^2-Werte für die Anpassung einer Spur an die getroffenen Drähte bzw. einer auf einen Vertex gezwungenen Spur.
- ▷ Die primären und sekundären Spursegmente entsprechen verschiedenen Spurqualitäten in den vorderen Spurkammern, die je nach Anzahl von Treffern in den drei Orientierungen eines planaren Moduls unterschieden werden.
- ▷ DCA ist der geringste radiale Abstand einer nicht an einen Vertex angepaßten Spur zum Primärvertex des Ereignisses.
- ▷ R_{start} ist der Abstand des ersten Treffers in der (r, φ) -Ebene zur z-Achse.
- ▷ Unter Spurlänge versteht man hier den Abstand in der (r, φ) -Ebene zwischen dem ersten und dem letzten Treffer einer Spur.

Vorwärtsspuren		
p_t	$>$	0.150 GeV/c
θ	$>$	6.0°
	$<$	25.0°
R_0	$<$	10.0 cm
χ^2_{Spur}	$<$	10.0
$\chi^2_{Spur,Vertexfit}$	$<$	25.0
$N_{primäre+sekundäre\ planare\ Segmente}$	$\geq$	1
$N_{planare+radiale\ Segmente}$	$\geq$	2
dp/p	$<$	1
p	$<$	0.0
zentrale Spuren		
p_t	$>$	0.150 GeV/c
θ	$>$	20.0°
	$<$	160.0°
$\|DCA\|$	$<$	2.0 cm
R_{start}	$<$	50.0 cm
Spurlänge	$>$	10.0 cm für $\Theta < 150^\circ$
Spurlänge	$>$	5.0 cm für $\Theta > 150^\circ$
$RPTPHTH$	1.0	wird verwendet, um doppelte Spuren zu beseitigen
N_{CJC}	$>$	0
kombinierte Spuren		
p_t	$>$	0.150 GeV/c
θ	$>$	0.0°
	$<$	180.0°
$\|DCA\|$	$<$	5.0 cm
R_{start}	$<$	50.0 cm
L_{spur}	$>$	0.0 cm
N_{CJC}	$>$	0 cm
χ^2 für ct-ft link	$<$	1000
χ^2 für DTRA link	$<$	50 (default)
dp/p	$<$	1.0 (default)

Tabelle D.1: *Anforderungen der Spurselektion*

Die Myonselektion greift auf die folgenden Größen und Schnitte zurück:

- ▷ ρ, ρ_x ,ρ_y sind der geringste Abstand bzw. seine x- und y-Komponente der aus dem Eisen zurückextrapolierten Spur zum Ereignisvertex in der (r, φ) -Ebene.
- ▷ Z_0 ist die z-Koordinate des Anfangspunktes der Eisenspur.
- ▷ N_{Lagen}, $i_{erste\,Lage}$, $i_{letzte\,Lage}$ sind die Gesamtanzahl der getroffenen Lagen, die erste bzw. die letzte angesprochene Lage im instrumentierten Eisen.

Barrel		
ρ	$<$	100 cm
Z_0	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	2
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2
hintere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	8
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	3
vordere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	6
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	6
Kalorimetermyonen		
$\mu - Qualität$	$\geq$	2
$Separationswinkel$	$>$	12°

Tabelle D.2: *Bedingungen für die Lee West Myonselektion*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] F. Lehner. Bestimmung und QCD-Analyse der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinem Bjorken-x und Q^2 mit Hilfe des verbesserten Rückwärtsbereichs des H1-Detektors, 1998. `DESY-THESIS-1998-003`.

[2] U. Bassler und G. Bernardi. Structure function measurements and kinematic reconstruction at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A426:583, 1999.

[3] A. Blondel und F. Jaccquet. Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, April 1979. `DESY-79-048`.

[4] A. Meyer. Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC, 1997. `DESY FH1-97-01`.

[5] C. F. von Weizsacker. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, 88:612, 1934.

[6] E. J. Williams. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, 45:729, 1934.

[7] D. Krücker. Modelle für die elastische J/ψ-Produktion bei HERA. Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Dezember 1995. `PITHA 95/40`.

[8] A. Meyer. Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA, 1998. `DESY-THESIS-1998-012`.

[9] P. D. B. Collins. An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics, Cambridge University Press, 1977.

[10] J. J. Sakurai. Theory of strong interactions. *Annals Phys.*, 11, 1960.

[11] J. J. Sakurai. Vector meson dominance and high-energy electron proton inelastic scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 22:981, 1969.

[12] G. A. Schuler und T. Sjostrand. Towards a complete description of high-energy photoproduction. *Nucl. Phys.*, B407:539, 1993.

[13] A. Levy. Low-x physics at HERA. Lectures given at Strong Interaction Study Days, Kloster Banz, Germany, 10-12 Oct 1995.

[14] J. Hufner und B. Z. Kopeliovich. J/ψ N and ψ' N total cross sections from photoproduction data: Failure of vector dominance. *Phys. Lett.*, B426:154, 1998.

[15] T. Regge. Introduction to complex orbital momenta. *Nuovo Cim.*, 14:951, 1959.

[16] T. Regge. Bound States, Shadow States and Mandelstam Representation. *Nuovo Cim.*, 5:4171, 1960.

[17] G. F. Chew und S. C. Frautschi. PRINCIPLE OF EQUIVALENCE FOR ALL STRONGLY INTERACTING PARTICLES WITHIN THE S MATRIX FRAMEWORK. *Phys. Rev. Lett.*, 7:394, 1961.

[18] M. Froissart. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. *Phys. Rev.*, 123:1053, 1961.

[19] J. Pumplin. Eikonal models for diffraction dissociation on nuclei. *Phys. Rev.*, D8:2899, 1973.

[20] D. H. Perkins. HOCHENERGIEPHYSIK, 1991. Addison-Wesley (Deutschland).

[21] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Total cross-sections. *Phys. Lett.*, B296:227, 1992.

[22] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Soft interactions. 1997.

[23] K. Goulianos. DIFFRACTIVE INTERACTIONS OF HADRONS AT HIGH-ENERGIES. *Phys. Rept.*, 101:169, 1983.

[24] S. Aid et al. Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ-Mesons at HERA. *Nucl. Phys.*, B472:3, 1996.

[25] J. C. Collins, D. E. Soper und D. Sterman. SOFT GLUONS AND FACTORIZATION. *Nucl. Phys.*, B308:833, 1988.

[26] P. Schmüser. Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker, 1995. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

[27] M. G. Ryskin. Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD. *Z. Phys.*, C57:89, 1993.

[28] M. G. Ryskin, R. G. Roberts, A. D. Martin und E. M. Levin. Diffractive J/ψ photoproduction as a probe of the gluon density. *Z. Phys.*, C76:231, 1997.

[29] J. Breitweg et al. Measurement of elastic J/ψ photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, C75:215, 1997.

[30] S. J. Brodsky, L. Frankfurt, J. F. Gunion, A. H. Mueller und M. Strikman. Diffractive leptoproduction of vector mesons in QCD. *Phys. Rev.*, D50:3134, 1994.

[31] L. Frankfurt, W. Koepf und M. Strikman. Hard diffractive electroproduction of vector mesons in QCD. *Phys. Rev.*, D54:3194, 1996.

[32] L. Frankfurt, W. Koepf und M. Strikman. Diffractive heavy quarkonium photo- and electroproduction in QCD. *Phys. Rev.*, D57:512, 1998.

[33] D.E. Groom et al. Review of particle physics. Particle Data Group. *Eur. Phys. J.*, C15, 2000.

[34] P. Merkel. Diffractive Photoproduction of Heavy Vector Mesons at HERA, 1999. `DESY-THESIS-1999-030`.

[35] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul und J. C. Lassalle. GEANT: SIMULATION PROGRAM FOR PARTICLE PHYSICS EXPERIMENTS. USER GUIDE AND REFERENCE MANUAL. CERN-DD-78-2-REV.

[36] B. List und A. Mastroberardino. Proc. of the Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics, 1999.

[37] H1 Collaboration. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:310, 1997.

[38] M. Fleischer et al. Performance and upgrade of H1 calorimeters: LAr calorimeter, SpaCal and VLQ, Januar 1998. `DESY-98-005`.

[39] R. Stamen, M. Fleischer und L. Favart. Systematic Studies of SpaCal Performance Using 1996 QED-Compton Events, November 1995. `H1-11/98-554`.

[40] H. Bethe und W. Heitler. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A146:83, 1934.

[41] I. Herynek und J. Hladký. VLQ-TOF system, May 1999. `H1-05/99-572`.

[42] J. Riedlberger. The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers, Januar 1995. `H1-01/95-419`.

[43] K. Gadow. Private Mitteilung.

[44] A. Stellberger. Entwicklung und Bau eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters.

[45] J. Ferencei, I. Herynek und K. Sedlák. Simultation of the VLQ detector, März 2000. `H1-03/00-581`.

[46] O. Nix. Private Mitteilung.

[47] P. O. Meyer. Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Bjorken-x und kleinen Impulsüberträgen mit dem VLQ-Spektrometer des H1-Detektors.

[48] T. Kluge. Untersuchung des QED-Bremsstrahlungsprozesses bei kleinen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor bei HERA, Februar 2000. wird veröffentlicht.

[49] D. Pitzl et al. Evaluation of double sided, AC-coupled, double metal silicon strip detectors for H1 at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A348:454, 1994.

[50] K. Hansen et al. FEC-Jahreskurzbericht (unveröffentlicht), 1996.

[51] G. Klaiber. Eigenschaften des analogen Vertstärker- und Speicherchips APC128 zur Auslese von Siliziumdetektoren, September 1995. ETHZ-IPP Internal Report 95-5.

[52] S. A. Prell. Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors, 1996, `DESY FH1-96-02`.

[53] S. A. Prell. OSCA Manual, 1995.

[54] M. Kausch-Blecken v. Schmeling. The Silicon Microvertex Detector of the H1 Experiment: Readout, Event Reconstruction, and Studies on Heavy Quark Decays, September 1998. `DESY-THESIS-1998-033`.

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

[56] S. Passaggio. The simulation program of the H1 Central Silicon Tracker, Oktober 1998. unveröffentlicht.

[57] H. Bichsel. Straggling in thin silicon detectors. *Rev. Mod. Phys.*, 60:663, 1988.

[58] R. Turchetta. Spatial resolution of silicon microstrip detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, A335:44, 1993.

[59] V. Blobel und E. Lohrmann. Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse, 1998. Teubner Verlag.

[60] V. Blobel. Linear Least Squares Fits with a Large Number of Parameters, 1999. unveröffentlicht.

[61] N. Gogitidze und S. Levonian. H1 interne information, 2000.

[62] C. Adloff et al. Photo-production of $\psi(2S)$ mesons at HERA. *Phys. Lett.*, B421:385, 1998.

[63] P. Merkel und D. Schmidt. HMASS Finder on L4 for 1999 e^+ running, 1999.

[64] D. Schmidt. Private Mitteilung.

[65] L. West. How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Elektron Selection Code (H1PHAN Version $\geq$ 3.00/00), 1997.

[66] S. Schiek und G. Schmidt B. Naroska. Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta, 1997. `DESY H1-0597-518`.

[67] G. Schmidt. Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA.

[68] S. Schiek. Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA.

[69] S. Mohrdieck. Dissertation in Vorbereitung.

[70] A. Schwank. Effizienzbestimmung von Detektorkomponenten des H1-Experiments mit Hilfe kosmischer Strahlung, 1997.

[71] J. Breitweg et al. Measurement of elastic J/ψ photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, C75:215, 1997.

[72] J. Breitweg et al. Exclusive electroproduction of rho0 and J/ψ mesons at HERA. *Eur. Phys. J.*, C6:603, 1999.

[73] C. Adloff et al. Charmonium production in deep inelastic scattering at HERA. *Eur. Phys. J.*, C10:373, 1999.

[74] W. J. Stirling R. S. Thorne A. D. Martin, R. G. Roberts. Parton distributions and the LHC: W and Z production. *Eur. Phys. J.*, C14:133, 2000.

[75] A. Vogt M. Gluck, E. Reya. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J.*, C5:461, 1998.

[76] V. Blobel. The BOS System. Dynamic memory management, Dezember 1987. Interner Bericht.

Danksagung

Bei so einem Mammutprojekt, wie es eine Dissertation darstellt, jeden zu erwähnen und zu würdigen, der zum Erfolg dieser Arbeit beitrug, ist fast unmöglich. Trotzdem möchte ich an dieser Stelle die Gelegenheit wahrnehmen, einigen besonderen Menschen zu danken.

Einer der ersten Menschen, über den ich Kontakt zu dem VLQ-Projekt bekam, war Herr Dr. Jochen Bürger. Seine freundliche, einnehmende Art und seine Fähigkeit zu Begeistern waren so ansteckend, daß es mir schon nach kurzer Zeit völlig unmöglich wurde, ein anderes Projekt zu wählen. Für die volle Unterstützung in der Anfangsphase des VLQ-Projekts sowie für das sorgfältige Korrekturlesen des technischen Teils dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank.

Als nächstes möchte ich auch gleich Frau Prof. Naroska danken. Sie übernahm vor mehr als drei Jahren die Betreuung von mir — Quereinsteiger aus der Laserphysik — als neues Mitglied ihrer Gruppe. Sie würde sagen: *“Das war keine Betreuung, sondern eine Anleitung zur selbstständigen Arbeit!”* Recht haben Sie. Aber ich habe das Gefühl, daß Ihre Anleitungen sehr angenehm über das gewöhnliche Maß hinausgehen. Für die tadellose Betreuung, das intensive Korrekturlesen und die Erstellung des Erstgutachtens sei Ihnen herzlichst gedankt.

Gleich an dieser Stelle möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Bartel bedanken, der sich so spontan dazu bereiterklärte, das Zweitgutachten dieser Arbeit zu übernehmen.

Bei dieser Gelegenheit dürfen zwei Menschen ganz bestimmt nicht unerwähnt bleiben. Dies sind Dr. Markus Kausch-Blecken von Schmeling und ganz besonders Dr. Jörn Steinhart. Alles rund um H1 und was man zum Leben in dieser Kollaboration braucht habe ich bei ihnen gelernt. Das lustige und freundschaftliche Arbeitsklima, das uns in unserem Büro verband, hat von Anfang an wesentlich zum Spaß an der Arbeit beigetragen. Ich wünsche euch alles Gute und viel Glück jeweils zu zweit bzw. zu viert auf Eurem weiteren Lebensweg.

In den ersten Jahren, die ich bei H1 war, wurde der VLQ-Detektor aufgebaut und in Betrieb genommen. Und sowas macht man nicht, ohne noch mehr nette Menschen kennenzulernen. Und da wären vor allen Dingen Dr. Peer-Oliver Meyer, Carlo Duprel und die Diplomanden des Aachener Instituts zu nennen. Vom Verlegen der Kabel bis hin zur Datennahme gab es so manche Überraschung und Hürde, die wir bei dem Spurdetektor zusammen genommen haben. Viel Glück Euch allen bei Eurer weiteren Karriere. Preßt aus der Kiste alles an $F2$ raus, was Ihr kriegen könnt. An dieser Stelle sei auch gleich Henner Quehl, Armen Beglarian, Karsten Gadow und der FEC-Gruppe gedankt, die durch ihre Arbeit und Entwicklungen den VLQ-Spurdetektor ermöglichten.

Von der Seite der Heidelberger Gruppe, die für die VLQ-Kalorimeter zuständig waren, möchte ich mich herzlichst bei meinem Freund Oliver Nix bedanken. Eine gewisse *Seelenverwandschaft* stellt sich bei der Entwicklung der Rekonstruktion für die Kalorimeter bzw. Spurdetektoren halt einfach ein. Darüber hinaus danke ich Dir für die vielen persönlichen Gespräche, den regen Erfahrungsaustausch mit Dir rund um H1-Software und natürlich für das Korrekturlesen des technischen Kapitels. Alles Gute für den Endspurt bei Deiner Arbeit und ich wünsche Dir, daß Du schnell wieder zum ausgiebigen Reisen kommst.

Unbedingt genannt werden muß hier natürlich auch die J/ψ-Gruppe um Frau Prof. Naroska. Bei Euch habe ich schließlich das Handwerkszeug gelernt, das man braucht, um eine Analyse durchzuführen. Dank Eurer Hilfe habe ich die Analyse überhaupt so schnell geschafft. Dirk Schmidt kommt dabei eine besondere Rolle zu. Nicht nur das er mir Asyl in seinem Büro gewährte, als ich dringend einen Platz zum Arbeiten suchte, nein, er war auch genau der Typ Mensch, den man in einem Büro braucht, wenn man *mal eben schnell* einen Trick oder Tip zur Analyse braucht. Das war mir eine sehr große Hilfe. Dann müssen auch gleich Susanne Mohrdieck und Katja Krüger genannt werden, die nicht weniger zum guten Gelingen meiner Analyse beigetragen haben. Euer Erfahrungsschatz hat mir sehr geholfen. Andreas Meyer und Dirk Schmidt möchte ich für das Korrekturlesen danken und der ganzen J/ψ-Gruppe für die freundschaftliche und sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.

Für das sorgfältige Korrekturlesen meiner Arbeit und zahllose Tips, Tricks und Unterstützung möchte ich mich auch sehr bei Herrn Prof. Blobel und Herrn Dr. Daniel Pitzl bedanken.

Für ausreichend Bewegung haben die Herren Oliver Karschnick, Dirk Schmidt und Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon beim Badminton gesorgt. Unsere regelmäßigen Spiele waren ein sehr willkommener Ausgleich zum Sitzen vor dem Computer. Und für Eure lächelnde Toleranz gegenüber meinen gelegentlichen *Netzattacken* und anderen Aggressionen, die Euch ja stets mehr Punkte einbrachten, als Ihr sowieso schon hattet, sei Euch herzlichst gedankt.

Da gibt es noch viele Menschen, die allein durch ihre nette Art das Leben am DESY so angenehm machen, wie zum Beispiel Hildegard Haertel, Dirk Hoffman, Hans-Jürgen Küsel, Karen Tröger, Renate Mohr, Kirstin Hebbel, Joachim Flammer, Hanna ("Die Große") Mahlke-Krüger und Cigdem ("McBeal") Issever, um nur einige zu nennen. Man trennt sich doch immer mit einem lachenden und einem weinenden Auge von einer solchen Gemeinschaft. Ich versuche mehr ein lachendes Auge zu haben...

Abschließend möchte ich mich noch ganz herzlich bei meiner Mutter bedanken. Ohne Dich wäre ich nicht so weit gekommen.