RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Oliver Nix

# Suche nach odderoninduzierten Beiträgen in exklusiver $\pi^0$-Produktion mit dem Detektor H1 bei HERA

Dissertation

HD-KIP-01-05

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl. Phys. Oliver Nix
aus Ludwigshafen/Rh

Tag der mündlichen Prüfung: 27. 06. 2001

# Suche nach odderoninduzierten Beiträgen in exklusiver $\pi^0$-Produktion mit dem Detektor H1 bei HERA

Gutachter: Prof. Dr. Karlheinz Meier
Prof. Dr. Peter Bock

# Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Suche nach odderoninduzierten Beiträgen in exklusiver $\pi^0$-Produktion in Photoproduktionsereignissen mit Protonanregung in $ep$-Streuereignissen am Speicherring HERA. Die Suche nach dem Odderon basiert auf Daten, die mit dem Detektor H1, unter besonderer Berücksichtigung der VLQ-Kalorimeter, in den Jahren 1999 und 2000 aufgezeichnet wurden. Wichtiger Bestandteil dieser Arbeit ist der Bau, die Inbetriebnahme, das Erstellen einer Ereignisrekonstruktion und die Integration der VLQ-Kalorimeter in das Experiment H1. Das Modell des stochastischen Vakuums (MSV) macht Vorhersagen über den zu erwartenden Wirkungsquerschnitt der odderoninduzierten exklusiven $\pi^0$-Produktion mit Protonanregung in Photoproduktionsereignissen. Der aus dem MSV erwartete und auf HERA-Energien extrapolierte Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma^{\mathit{\Phi}}_{\gamma p}(\gamma p \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0 \;\; N^*) = 597\,\text{nb}$. Ziel der durchgeführten Analyse ist die Überprüfung dieser Vorhersage. Der gemessene Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 \;\; N^*$, unter der Annahme, daß alle gemessenen Ereignisse aus dem Odderonprozeß stammen, beträgt $\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^0 \;\; N^*} = 41.24 \pm 11.91\,(\text{stat}) \pm 8.6\,(\text{sys})\,\text{nb}$. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist nicht mit den Vorhersagen aus dem MSV verträglich. Unter Berücksichtigung der zu erwartenden Untergründe zum Odderonprozeß in dieser Messung, konnte eine obere Grenze für den Beitrag aus Odderonaustausch abgeleitet werden, die sich zu $\sigma_{\gamma p \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0 \;\; N^*}(95\%\ \text{CL}) < 68.9\,\text{nb}$ ergibt.

# Abstract

The subject of this thesis is the search for Odderon induced contributions to exclusive $\pi^0$-production in photoproduction events with proton dissociation at the HERA accelerator facility. The search for the Odderon is based on data taken with the detector H1 during the years 1999 and 2000, with special emphasis on the VLQ-calorimeters. An essential part of this thesis is the construction, the commissioning, the realization of an event reconstruction algorithm and the implementation of the VLQ-calorimeter into the H1 experiment. The model of the stochastic vacuum (MSV) predicts the expected cross section of odderon induced exclusive $\pi^0$-production with proton dissociation in photo production events. The cross section predicted by the MSV and extrapolated to HERA energies is, $\sigma^{\mathit{\Phi}}_{\gamma p}(\gamma p \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0 \;\; N^*) = 597\,\text{nb}$. The aim of this thesis is the test of the MSV prediction. The measured cross section of the reaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 \;\; N^*$, under the assumption that all measured events originate from Odderon exchange, amouts to $\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^0 \;\; N^*} = 41.24 \pm 11.91\,(\text{stat}) \pm 8.6\,(\text{sys})\,\text{nb}$. The measured cross section excludes the MSV predictions. Considering the expected backgrounds, an upper limit on the contributions from Odderon exchange to the cross section can be given. The upper limit on the odderon contribution in this reaction is $\sigma_{\gamma p \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0 \;\; N^*}(95\%\ \text{CL}) < 68.9\,\text{nb}$.

# Inhaltsverzeichnis

# Einleitung

Die Untersuchung der elementaren Bausteine der Materie und deren Eigenschaften ist die Zielsetzung der Hochenergiephysik. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach dem Odderon, dem hypothetischen $C = P = -1$ Partner des Pomerons, in Daten, die 1999 und 2000 mit dem Detektor H1 am Speicherring HERA aufgezeichnet wurden.
Bei HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) handelt es sich um die weltweit erste und einzige Speicherringanlage, in der Elektronen[1] mit einer Energie von $27.5\,\mathrm{GeV}$ mit Protonen, die über eine Energie von $920\,\mathrm{GeV}$ verfügen, zur Kollision gebracht werden. Der Elektronstrahl ist eine Quelle virtueller Photonen mit breitem Energiespektrum. Bei HERA ist es daher möglich, die Photon-Nukleon Wechselwirkungen bei Schwerpunktenergien von maximal $W_{\gamma p} = 318\,\mathrm{GeV}$ zu studieren. Der Elektron- und der Protonstrahl wird an zwei Punkten zur Kollision gebracht, um die die beiden Universaldetektoren H1 und ZEUS gebaut sind. Beide Detektoren decken einen größtmöglichen Raumwinkelbereich ab und verfolgen das Ziel, $ep$-Streuereignisse so vollständig wie möglich zu charakterisieren. Ursprünglich legte man besonderes Augenmerk auf das Vermessen von Reaktionen mit großen Impulsüberträgen, also bei großen Werten der Variablen $Q^2$ und damit bei Ereignissen, bei denen das Elektron unter großen Winkeln relativ zur Strahlachse gestreut wird. In den letzten Jahren verstärkte sich das Interesse an der Physik, die im Übergangsbereich zwischen harten und weichen Streuprozessen zum Tragen kommt, also zwischen dem Bereich störungstheoretisch zugänglicher QCD-Prozesse[2], der tiefinelastischen Streuung, und dem kinematischen Bereich der Photoproduktion. Dieser Bereich, charakterisiert in der Variablen $Q^2$ durch $0.001\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1\mathrm{GeV}^2$, sollte durch das Nachrüsten des H1-Detektors mit einem Kleinwinkel Rückwärtselektronspektrometer, dem VLQ[3]-Spektrometer, verbessert zugänglich gemacht werden. Die im Rahmen dieser Arbeit mitentwickelten VLQ-Kalorimeter werden in der Suche nach odderoninduzierten Beiträgen zum totalen Wirkungsquerschnitt der exklusiven Produktion pseudoskalarer Mesonen in Photoproduktionsereignissen mit Protonanregung verwendet.
Die Arbeit gliedert sich in die folgenden Abschnitte:
Das erste Kapitel gibt eine Einführung in die Kinematik der $ep$-Streuung, gefolgt von einer knappen Diskussion der Ereignisklasse der Photoproduktion bei HERA. Der Begriff der diffraktiven Streuung wird erklärt, gefolgt von einer Darstellung der Regge-Theorie, die diffraktive Streuphänomene durch den Austausch von Regge-Trajektorien beschreibt. Einer der Regge-Trajektorien, der Pomeron-Trajektorie, die die Quantenzahlen des Vakuums austauscht, kommt bei hohen Energien besondere Bedeutung zu. In das Regge-Konzept gliedert sich in natürlicherweise eine weitere hypothetische Trajektorie, die Odderontrajektorie. Sie ist als $C = P = -1$ Partner der Pomeron-Trajektorie postuliert. Diese Arbeit widmet sich der Suche nach Beiträgen aus Odderonaustausch in exklusiver $\pi^0$-Produktion in Photoproduktionsereignissen mit Protonanregung. Quantitative Vorhersagen aus dem Modell des stochastischen Vakuums (MSV), dessen Vorhersagen ebenfalls in Kapitel eins besprochen werden, werden mit den gemessenen Daten verglichen.

Kapitel 2 beschreibt den HERA Beschleuniger und gibt die wesentlichen Parameter, wie sie in den Jahren 1999 und 2000 eingestellt waren, an.

[1] oder Positronen
[2] Quantum Chromo Dynamics
[3] **V**ery **L**ow **Q**$^2$

In Kapitel 3 wird das Experiment H1 beschrieben, mit Schwerpunkt auf die in dieser Analyse Verwendung findenden Detektorkomponenten.

Kapitel 4 beschreibt das VLQ-Spektrometer in seiner Gesamtheit. Es wurde im 1998 in den H1-Detektor integriert.

Die beiden im Rahmen dieser Arbeit mitentwickelten, gebauten und in Betrieb genommenen VLQ-Kalorimetermodule werden in Kapitel 5 beschrieben. Ihr Bauprinzip, die “front-end” Auslese und die Erzeugung eines schnellen Triggersignals, das in der Suche nach dem Odderon Verwendung findet, wird erklärt.

Kapitel 6 widmet sich der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und realisierten Rekonstruktion von VLQ-Kalorimeter Ereignissen. Die Prinzipien der Ereignisrekonstruktion werden vorgestellt und die verwendeten Algorithmen erklärt. Es folgt eine Leistungsbeurteilung der Ereignisrekonstruktion.

Die Kenntnis der Energieskala, die Homogenisierung und die Vermessung der Detektoreigenschaften sind eine wichtige Voraussetzung für die Verwendbarkeit eines Detektors. Die Ergebnisse, der im Rahmen dieser Arbeit mit durchgeführten Messungen am Teststrahl DESY-III, werden wiederholt, und die Kalibration mit Ereignissen aus dem kinematischen Maximum, die für verschiedenen Datensätze durchgeführt wurde, in Kapitel 7 gezeigt. Die gemessenen Detektoreigenschaften werden mit den Erwartungen aus Simulationen und Teststrahlmessungen verglichen.

Kapitel 8 beschreibt die in der Odderonsuche verwendeten Monte-Carlo Generatoren, besonders den für dieses Projekt neu erstellten Generator OPIUM.

In Kapitel 9 wird die Strategie nach der potentielle odderoninduzierte Ereignisse selektiert werden beschrieben, gefolgt von der Messung der Triggereffizienzen aller verwendeten Detektoren und der Bestimmung ihrer Akzeptanzen für den Signalprozeß. Die einzelnen Schritte zur Selektion von Ereignissen die Odderonsignatur tragen wird diskutiert.

In Kapitel 10 werden die Ergebnisse der Suche nach dem Odderon präsentiert, eine Schlußfolgerung gezogen und ein Ausblick auf weiterführende Aspekte und Analysen gegeben.

# Kapitel 1

# Physikalische Grundlagen

In den ersten beiden Abschnitten dieses Kapitels werden die Grundlagen des Standardmodells der Teilchenphysik, sowie die am häufigsten verwendeten kinematischen Variablen der Elektron-Proton-Streuung bei HERA vorgestellt. Eine Unterteilung der Streuprozesse in kinematische Bereiche wird motiviert und der Begriff der Photoproduktion eingeführt. Der folgende Abschnitt führt in den Begriff der Diffraktion ein und gibt eine Beschreibung diffraktiver Prozesse innerhalb der Regge-Theorie. Das Pomeron, eine Trajektorie im Regge Formalismus, wird eingeführt und ihre wesentlichen Eigenschaften besprochen. Eine weitere postulierte Trajektorie ist die Oderontrajektorie, die experimentell bisher nicht nachweisbar ist. Innerhalb des Modells des stochastischen Vakuums (MSV) sind konkrete Vorhersagen über die Wirkungsquerschnitte odderoninduzierter Reaktionen möglich. Besonderes Augenmerk richtet sich auf den speziellen Prozeß, $\gamma p \to \pi^0 N^*$, für den das Modell des stochastischen Vakuums Vorhersagen über den Wirkungsquerschnitt macht. Dieser bei HERA experimentell zugängliche Kanal und seine Untersuchung sind Inhalt dieser Arbeit. Mögliche denkbare Untergründe aus nicht odderoninduzierten Reaktionen kommen zur Diskussion.

## 1.1 Bausteine des Standardmodells der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Zusammensetzung der Materie, ihre fundamentalen Bausteine und die Wechselwirkungen zwischen ihnen. Die Grundlagen des Modells sind renormalisierbare Quantenfeldtheorien, die gewissen Gruppenstrukturen unterliegen und die die Natur der Wechselwirkung bestimmen. Im Standardmodell wird die Wechselwirkung zwischen punktförmigen Teilchen, den Quarks und den Leptonen, durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben. Das Photon ($\gamma$) ist das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung und die $W^+$-, $W^-$-, $Z^0$-Bosonen sind die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung. Die Gluonen, die lediglich an Quarks und an andere Gluonen koppeln können, sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. Elektrisch geladene Leptonen und Quarks wechselwirken über die elektromagnetische Wechselwirkung miteinander und alle Leptonen und Quarks unterliegen der schwachen Wechselwirkung. Leptonen kommen in der Natur als freie Teilchen vor und sind allesamt experimentell beobachtet worden. Da es in der Natur nur farbneutrale Teilchen gibt, dürfen die Quarks, die Farbladung tragen, nicht als freie Teilchen existieren. Sie kommen lediglich in Form gebundener Zustände vor, die stark wechselwirken und als Hadronen bezeichnet werden. Die Existenz der Quarks ist in Streuexperimenten verifiziert und ihre Eigenschaften durch Streuung von Sonden, z.B. Elektronen, an den Konstituenten der Hadronen, untersucht worden. In das Standardmodell geht die Existenz von sechs Arten von Leptonen, das Elektron, Myon und Tau, sowie deren drei korrespondierenden Neutrinos, ein. Weiterhin geht die Existenz von sechs Quarks, dem Up-, Down-, Strange-, Charme-, Bottom- und Top-Quark ein. Ein Beispiel für ein Hadron ist das Proton, das aus zwei u- und einem d-Konstituentenquark besteht.

## 1.2 Elektron-Proton-Streuung bei HERA

Bei HERA werden Elektronen oder Positronen[1] mit Protonen zur Kollision gebracht. Die HERA-Anlage ist in Kapitel 2 beschrieben. Die $ep$-Streuung kann über den Austausch von vier Eichbosonen stattfinden, dem Photon ($\gamma$), sowie den drei massiven Bosonen $W^{\pm}$, $Z^0$. Nach der Ladung des ausgetauschten Eichbosons wird zwischen geladenen Strömen bei $W^{\pm}$-Austausch und ungeladenen Strömen bei $\gamma$, $Z^0$-Austausch unterschieden. Auf Grund der hohen Massen der $W^{\pm}$-, $Z^0$-Bosonen, ist ihr Austausch bei kleinen Viererimpulsüberträgen stark unterdrückt. In dem für diese Arbeit relevanten kinematischen Bereich wird die Streuung dominant durch das Photon vermittelt, $W$ und $Z^0$ Austausch spielen keine Rolle. Abbildung 1.1 veranschaulicht den $ep$-Streuprozesses.

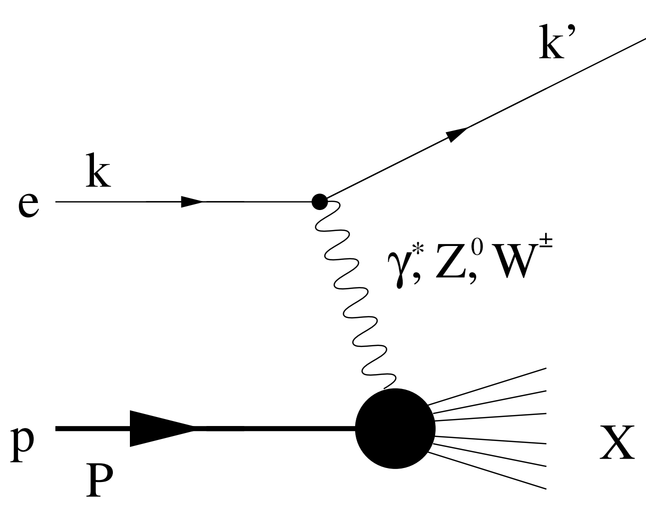



Abbildung 1.1: *Veranschaulichung der ep-Streuung unter Berücksichtigung aller möglichen Austauschbosonen an Hand eines Diagramms . Aufgrund der hohen Massen tritt der Austausch von $W^{\pm}$, $Z^0$ bei kleinen Impulsüberträgen vernachlässigbar selten auf.*

Je nach hadronischen Endzustand des Protons unterscheidet man zwischen elastischen Prozessen und Prozessen mit Protonaufbruch. Bei einer elastischen Streuung liegt das Proton nach der Streuung weiterhin als gebundener Zustand vor. Bei gegebener Schwerpunktenergie ($\sqrt{s}$) läßt sich die Elektron-Proton-Streuung durch zwei unabhängige lorentzinvarianten Variablen beschreiben. Im folgenden werden die am häufigsten verwendeten Variablen zur Beschreibung des $ep$-

[1] im folgenden wird das Wort Elektron für beide Fälle verwendet

Streuprozesses eingeführt. Auf Grund von Energie und Impulserhaltung gilt:

$$k + P = k' + X, \tag{1.1}$$

wobei $k$ der Viererimpuls des Elektrons vor und $k'$ der nach der Streuung ist. $P$ ist der Viererimpuls des einlaufenden Protons und $X$ der Gesamtviererimpuls des auslaufenden hadronischen Systems. Die folgenden Größen werden häufig zur Beschreibung der Kinematik herangezogen:

- Das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages $q^2$ durch das ausgetauschte Photon am Elektronvertex ist definiert als:

  $$-q^2 = Q^2 = -(k - k')^2 > 0\,\mathrm{GeV}^2 \tag{1.2}$$

  $Q^2$ wird als Virtualität des Photons bezeichnet. Es ist ein Maß für die Verletzung der Massenschalenbedingung für reelle Photonen ($Q^2 = m_\gamma^2 = 0$). $Q^2$ legt aus der Heisenbergschen Unschärferelation folgend die Größe der räumlichen Strukturen im Proton ($\Delta$) fest, die das Photon aufzulösen in der Lage ist:

  $$\Delta \sim \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2}} = \frac{0.197\,\mathrm{fm}}{\sqrt{Q^2}}. \tag{1.3}$$

- Die Bjorkensche Skalenvariable $x_{Bj}$ ist definiert als:

  $$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2qP}, \tag{1.4}$$

  und ist eine dimensionslose Variable, die Werte zwischen null und eins annehmen kann. Im "infinite momentum frame", einem Bezugssystem, in dem alle Ruhemassen und transversale Impulse in Bezug auf den Impuls des Protons vernachlässigbar sind, ist die Bedeutung von $x_{Bj}$ die des Impulsbruchteils des Protongesamtimpulses, den das Parton[2], an dem gestreut wird, trägt.

- Die Inelastizität $y$ wird gegeben durch:

  $$y = \frac{qP}{kP}. \tag{1.5}$$

  $y$ ist ebenfalls eine dimensionslose Größe, die Werte zwischen null und eins annimmt. Im Ruhesystem des Protons ist $y$ der normierte Energieübertrag vom Elektron auf das Proton.

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie

  $$s = (k + P)^2. \tag{1.6}$$

[2]Partonen sind die Konstituenten des Protons, also die Quarks und die Gluonen

Die kinematischen Variablen $Q^2, x_{Bj}, y, s$ sind nicht unabhängig voneinander, sondern stehen über die Beziehung

$$Q^2 = x_{Bj} \cdot y \cdot s \tag{1.7}$$

in Relation. Bei bekannter Schwerpunktsenergie $s$, die durch den Beschleuniger vorgegeben ist, genügt die Kenntnis von zwei der vier oben definierten Variablen zur Beschreibung der Kinematik eines $ep$-Streuereignisses.

Weitere wichtige Variablen die zur Beschreibung der $ep$-Streuung herangezogen werden sind:

- Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes $W$.
  $W$ kann als Schwerpunktsenergie des Boson-Proton-Systems verstanden werden und ist definiert als

  $$W^2 = (P+q)^2 = m_p^2 - Q^2 + 2 \cdot P \cdot q = ys - Q^2 + m_p^2(1-y) \tag{1.8}$$

  $m_p$ ist die Masse des Protons.

- Das Quadrat des Impulsübertrages am Protonvertex $t$.

  $$t = (P - X)^2 \tag{1.9}$$

  $P$ ist der Protonviererimpuls vor der Streuung und X der Gesamtviererimpuls des hadronischen Endzustandes.

- Die Rapidität $Y$

  $$Y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1}(\frac{p_z}{E}), \tag{1.10}$$

  Die $z$-Achse ist definiert durch die Proton-Flugrichtung, $p_z$ ist die z-Komponente des Viererimpulses und $E$ ist die Energie des Teilchens. Unter einer Lorentztransformation entlang der $z$-Achse in ein Bezugssystem mit Geschwindigkeit $\beta$ bleibt die Form der Rapiditätsverteilung erhalten und es gilt $Y \to Y - \tanh^{-1}(\beta)$. Für $p_z \gg m$ kann die Rapidität durch

  $$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\vartheta}{2} \right), \tag{1.11}$$

  approximiert werden. In dieser Näherung wird die Rapidität $Y$ als Pseudorapidität ($\eta$) bezeichnet.

## 1.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Es gibt verschiedene Ansätze, die kinematischen Variablen aus direkt meßbaren Größen, wie der Energie des gestreuten Elektrons, zu bestimmen. Eine der am häufigsten verwendeten Methoden ist die “Elektronmethode”, die lediglich auf der Messung der Energie und des Streuwinkels des gestreuten Elektrons beruht. Ein Rekonstruktionsverfahren, das ausschließlich auf der Identifizierung des hadronischen Endzustandes basiert, ist die “Hadron-Methode” oder auch als Methode nach Jacquet-Blondel benannt [Jac79]. Weitere Rekonstruktionsverfahren existieren, die zumindest auf einer teilweisen Rekonstruktion des Elektrons als auch des hadronischen Systems beruhen. Die bekanntesten sind die $\Sigma$-Methode [H1 96a], die Doppelwinkelmethode [Ben96] und die $p_t$-Methode [ZEU96a]. In dieser Analyse finden nur die ersten beiden Verfahren Verwendung.

### 1.3.1 Die Elektronmethode

Die kinematischen Variablen werden alleine aus der Energie und dem Streuwinkel des gestreuten Elektrons errechnet. Im H1-Koordinatensystem[3] gelten die folgenden Formeln [Abr98]

$$Q^2 = 2E_e E'_e(1+\cos\vartheta_e) \tag{1.12}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1-\cos\vartheta_e) \tag{1.13}$$

$$x = \frac{Q^2}{sy}. \tag{1.14}$$

Die Bestimmung der Energie des gestreuten Elektrons $E'_e$ und des Streuwinkels $\vartheta_e$ ist aufgrund der Energie und Ortsauflösung und der eventuell vorhandenen Mißkalibration des messenden Detektors fehlerbehaftet. Der relative Fehler der kinematischen Variablen ist bei sehr großen Streuwinkeln groß, ebenso bei kleinen Streuwinkeln und geringen Energieüberträgen auf das Proton [Sch98]. In diesen Bereichen empfiehlt sich, wenn möglich, die Verwendung eines anderen Rekonstruktionsverfahrens.

### 1.3.2 Die hadronische Methode

Die Methode nach Jacquet-Blondel basiert ausschließlich auf der Rekonstruktion der hadronischen Energie und des hadronischen transversalen Impulses ($p_t$).

$$y_{JB} = \frac{(E-p_z)_{hadronisch}}{2E_e} \tag{1.15}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(p^2_{t,hadronisch})}{1-y_{JB}} \tag{1.16}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{sy_{JB}} \tag{1.17}$$

### 1.3.3 Bestimmung von Photoproduktionsvariablen

Eine wichtige Größe für die Untersuchung von Photoproduktionsereignissen (siehe Abschnitt 1.4) ist die quadrierte Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-Schwerpunktsystem $s_{\gamma p}$, und die invariante Masse des gesamten hadronischen Endzustandes $W_{\gamma p}$. In Photoproduktionsereignissen, bei denen das gestreute Elektron gemessen wurde, errechnet sich $s_{\gamma p}$ aus

$$s_{\gamma p} = W^2_{\gamma p} \approx s \cdot y \approx s \cdot (1 - E'_e/E_e). \tag{1.18}$$

In Ereignissen, in denen das Elektron nicht nachweisbar ist, muß $y$ aus dem hadronischen System bestimmt werden.

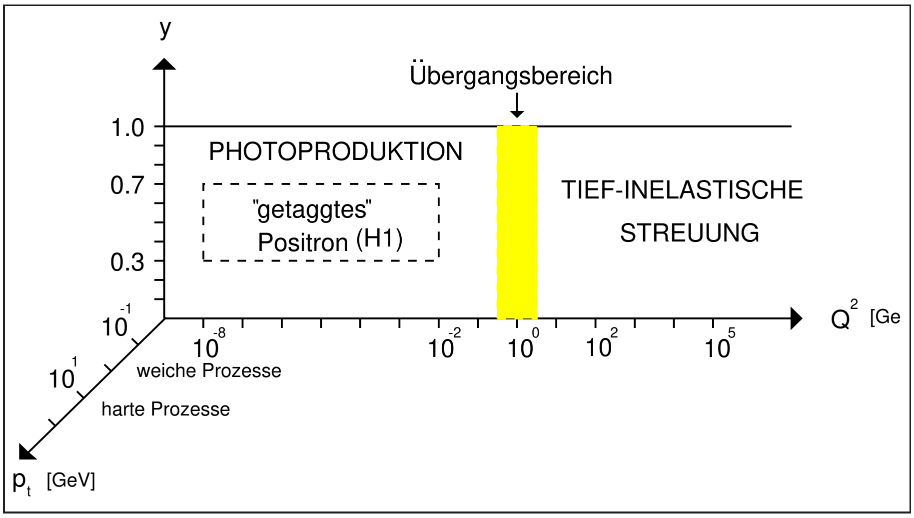



Abbildung 1.2: *Die ep-Streuung kann in verschiedene kinematische Regionen unterteilt werden. An Hand der Variablen $Q^2$ wird in zwei verschiedene Bereiche untergliedert, dem der Photoproduktion und dem der tiefinelastischen Streuung. Der Bereich der Photoproduktion ist definiert durch $Q^2 \leq 1\,GeV^2$. Im $y$-Intervall von $0.3 \leq y \leq 0.7$ kann im H1 Experiment das gestreute Elektron nachgewiesen werden. Dieser Bereich ist der Bereich der "tagged-photoproduction". Bei Streuungen mit Impulsüberträgen von $Q^2 \geq 10\,GeV^2$ spricht man von tiefinelastischen Ereignissen. Der Bereich zwischen den beiden Regionen wird als Übergangsbereich bezeichnet. Streuungen mit kleinen transversalen Impulsen im Endzustand werden weiche Prozesse genannt, die mit großen transversalen Impulsen harte Prozesse.*

## 1.4 Kinematische Bereiche und physikalische Prozesse bei HERA

Abbildung 1.2 zeigt eine Übersicht der kinematischen Bereiche bei HERA. Bei Transversalimpulsen[4] des gesamten hadronischen Endzustandes $X$ von $p_t \leq 1$ GeV spricht man von weichen Prozessen, bei Transversalimpulsen $p_t \geq 1$ GeV von harten. Bei harten Prozessen ist der Transversalimpuls groß gegen die Skala der Quantenchromodynamik $\Lambda_{QCD}$ und somit sind auch hier störungstheoretische Vorhersagen im Rahmen der QCD möglich. Eine weitere Klassifikation in kinematische Bereiche kann über die Größe des Impulsübertrages $Q^2$ erreicht werden. Der Bereich von kleinen $Q^2 \leq 1\,\text{GeV}^2$ bis hin zu sehr kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \to 0$) wird als Photoproduktionsbereich bezeichnet[5]. Bei $Q^2 \approx 0\,\text{GeV}^2$ ist die Massenschalenbedingung $Q^2 = 0\,\text{GeV}^2$ nur leicht verletzt, und es wird vom Austausch quasi-reeller Photonen gesprochen. Der Bereich großer Impulsüberträge, solche mit $Q^2 \geq 10\,\text{GeV}^2$, wird als Bereich tiefinelastischer Streuung, DIS[6], bezeichnet. Der Übergang zwischen tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion ist fließend. Das VLQ-Spektrometer (siehe Kapitel 4) wurde gebaut, um den Übergangsbereich, der

[3] Die $z$-Achse ist durch die Flugrichtung des einlaufenden Protons definiert, die $+x$-Achse ist auf den Mittelpunkt des Speicherringes gerichtet und die $y$-Achse senkrecht dazu. Der Polarwinkel $\vartheta$ wird relativ zur $x$-Achse angegeben. Siehe auch Kapitel 3.

[4] in natürlichen Einheiten von $\hbar = c = 1$

[5] Die angegebenen Grenzen zwischen dem Bereich der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung sind weniger durch die Physik als durch die Akzeptanz des Detektors motiviert.

[6] aus dem Englischen für "Deep-Inelastic-Scattering"

theoretisch nicht befriedigend beschrieben ist, experimentell eingehender untersuchen zu können.

### 1.4.1 Tiefinelastische Streuung

Die tiefinelastische Streuung läßt sich gut im Quark-Parton Modell veranschaulichen. In ihm setzt sich das Proton aus geladenen und ungeladenen Konstituenten zusammen. Die geladenen Bausteine werden mit den Quarks identifiziert, die ungeladenen mit den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, den Gluonen. Die Quark- und Gluonverteilungen im Proton werden durch Strukturfunktionen beschrieben, die durch die HERA- Experimente H1 und ZEUS vermessen wurden [H1 96a]. Der gesamte differentielle Wirkungsquerschnitt für neutrale Ströme kann durch die Verwendung von drei Strukturfunktionen, $F_1, F_2, F_3$ geschrieben werden als [Pec88]:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}^{e^\pm p}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 x F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2) \pm (y - \frac{y^2}{2}) x F_3(x,Q^2)\right] \tag{1.19}$$

$F_2$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark oder Antiquark mit Impulsbruchteil $x$ unter Berücksichtigung der Kopplung an das Austauschboson und summiert über alle Quarkarten zu finden. Häufig wird eine weitere Strukturfunktion $F_L$ eingeführt, die eine Linearkombination aus $F_L \equiv F_2 - 2xF_1$ ist und die ein Maß für die Gluondichte im Proton ist. Bei hohen Impulsüberträgen, wie es in der tiefinelastischen Streuung der Fall ist, ist die Auflösungskraft des streuenden Photons so groß, daß es an einem aufgelösten Konstituenten im Proton streut. Das vom Photon getroffene Quark erhält dabei so viel Impuls, daß es das Proton verlassen kann. Die "Quark-Confinement Regel" besagt, daß nur farbneutrale Teilchen in der Natur frei vorkommen. Zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest baut sich ein Farbfeld auf, aus dem Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden. Der Vorgang der Quark-Antiquark-Produktion nennt sich Hadronisierung und setzt sich fort, bis alle Teilchen auf der Massenschale sind [And80]. Bei sehr großen Impulsüberträgen, beginnend bei $Q^2 \gtrsim 1000\,\mathrm{GeV}^2$, kommt es neben dem reinen Photonaustausch bei Ereignissen aus dem neutralen Strom zu meßbaren Beiträgen aus dem $Z^0$Austausch.

### 1.4.2 Photoproduktion und das physikalische Photon

Im allgemeinen werden Ereignisse der Photoproduktion zugeordnet, bei der die Streuung durch Austausch eines quasi-reellen Photons mit $Q^2 \approx 0$ stattfindet. Photoproduktionsereignisse, bei denen das gestreute Elektron nachweisbar ist, bezeichnet man als Ereignisse der "tagged - photoproduction". Prozesse bei denen das Elektron nicht detektierbar ist, da es zum Beispiel durch die Strahlröhre entkommt, werden als "untagged - photoproduction" Ereignisse bezeichnet. Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit Ereignissen, bei denen das Elektron nachgewiesen wird. Der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion, $\gamma p \to X$, wurde sowohl vom Experiment H1 als auch vom Experiment ZEUS gemessen. Bei Photoproduktion, im Gegensatz zur tiefinelastischen Streuung, ist das Photon durch seine geringe Auflösungskraft nicht in der Lage, die inneren Strukturen des Protons aufzulösen. Die Struktur des Protons ist für den Photoproduktionswirkungsquerschnitt nicht von Bedeutung. Der von der H1-Kollaboration gemessene Wert bei einer Energie im Photon-Proton-Schwerpunktsystem von $W_{\gamma p} \approx 200\,\mathrm{GeV}$ beträgt $\sigma_{tot}^{\gamma p} = (165 \pm 2 \pm 11)\,\mu b$ [H1 95a]. Der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie im $\gamma p$-Schwerpunktsystem ist in Abbildung 1.3 gezeigt.

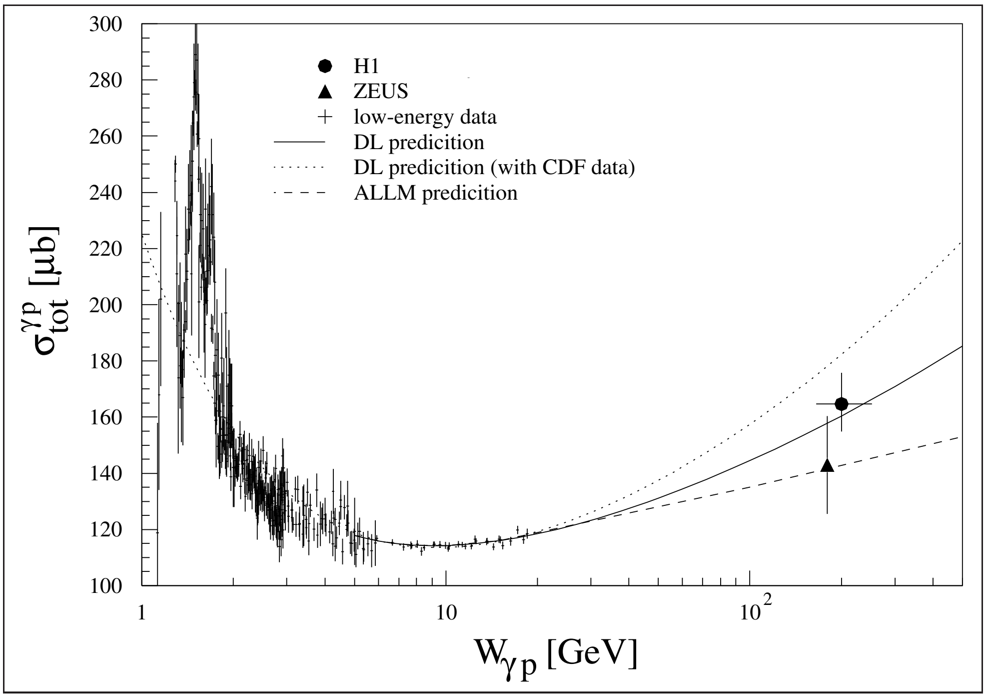



Abbildung 1.3: *Gezeigt ist der totale Photoproduktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Energie im $\gamma p$-Schwerpunktsystem.*
*Die bei HERA durchgeführten Messungen sind kompatibel mit der Extrapolation der Messungen von $\gamma p$-Streuexperimenten bei niedrigeren Energien. Die Parametrisierungen der Daten stammen aus [Don92] und [Abr91].*

Die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes der $\gamma p$-Streuung zeigt einen qualitativ ähnlichen Verlauf wie der Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte von Hadron-Hadron Streuungen, der in Abbildung 1.4 dargestellt ist.
Sowohl die Photon-Hadron als auch die totalen Hadron-Hadron Streuwirkungsquerschnitte zeigen ein resonantes Verhalten bei kleinen Energien und einen langsamen universellen und strukturlosen Anstieg zu wachsenden Schwerpunktsenergien hin. Diese Ähnlichkeiten legen nahe, daß das Photon über hadronische Eigenschaften verfügt, und führten zur Entwicklung des Vektordomianzmodells (VDM) [Bau78]. In erster Näherung ist das Photon ein punktförmiges Teilchen, das jedoch im Einklang mit der Heisenbergschen Unschärferelation in ein Quark-Antiquark Paar fluktuieren kann. Das Vektordominanzmodell modelliert die hadronischen Eigenschaften des Photons durch eine Überlagerung von Vektormesonzuständen, im wesentlichen $\rho^0, \omega, \phi$, die die Quantenzahlen des Photons tragen. Das Vektormeson wechselwirkt mit dem Proton gemäß einer Hadron-Hadron-Streuung, und die Ereignisse können alle die aus Hadron-Hadron-Streuung bekannten Signaturen zeigen.
Das hadronische Spektrum der Fluktuation in ein Quark-Antiquark Paar teilt sich in einen Bereich hoher Virtualität des erzeugten Paars und einen Bereich geringerer Virtualität auf. Je höher die Virtualität des Quark-Antiquark Zustandes ist, die sich in dem Transversalimpuls der beiden Quarks relativ zum Photonimpuls ausdrückt, desto besser ist der Zustand im Rahmen der Unschärferelation lokalisierbar. Der Teil hoher Virtualität ist der QCD störungstheoretisch zugängliche, der

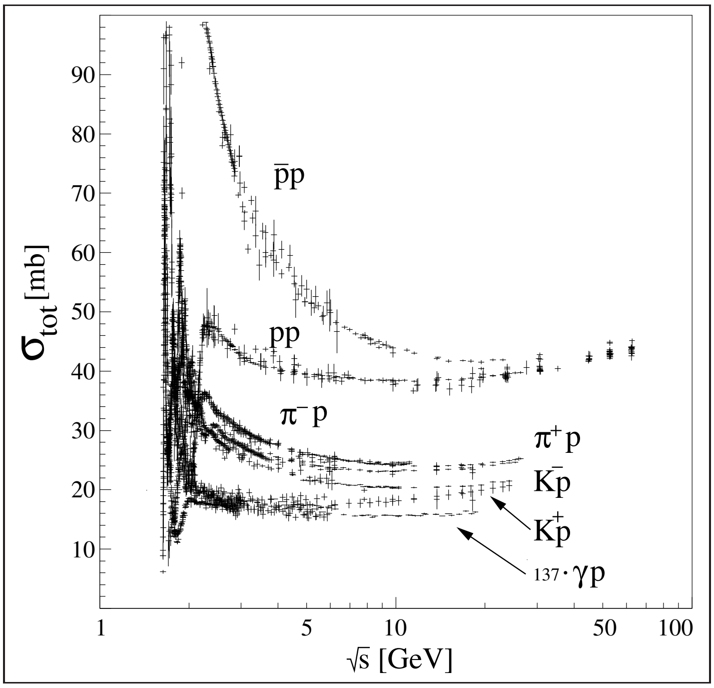



Abbildung 1.4: *Der totale Wirkungsquerschnitt für die Streuung verschiedener Teilchen an Protonen als Funktion der Schwerpunktsenergie. Jenseits der Resonanzregion bei kleinen Energien zeigen alle Wirkungsquerschnitte einen Anstieg bei steigender Schwerpunktsenergie. Zum Vergleich ist der mit einen Faktor* $1/\alpha_{em}$ *multiplizierte Photon-Proton Wirkungsquerschnitt gezeigt. Er zeigt einen ähnlichen Verlauf.*

mit geringerer Virtualität nicht. Der Teil hoher Virtualität kann durch die Bildung eines Quark-Antiquark-Paars beschrieben werden, das keinem gebundenen hadronischen Zustand entsprechen muß. Hier ist durch den hohen transversalen Impuls der Quarks der räumliche Zustand so stark eingegrenzt, daß das Quark-Antiquarkpaar nicht durch die Wellenfunktion eines gebundenen Zustands dargestellt werden muß. Die starke Kopplungskonstante ist somit klein, die Quarks sind als unabhängig voneinander zu betrachten und der Aufspaltungsprozeß kann störungstheoretisch berechnet werden. Diese Klasse von Ereignissen werden als anomale Ereignisse bezeichnet. Sie sind an einem Jet mit hohem transversalen Impuls erkennbar. Im Fall von den anomalen und der dem Vektordomianzmodell folgenden Prozessen wird das Photon als aufgelöst bezeichnet.
Der dritte Prozeß der Wechselwirkung des Photons mit dem Proton ist die Photon-Gluon Fusion. Da das "nackte" [7] Photon ohne vorherige Fluktuation mit dem Proton wechselwirkt, wird dieser Typus von Ereignissen als "direkte Ereignisse" bezeichnet. Im Experiment zeichnen sie sich durch zwei Jets mit hohen Transversalimpulsen und einem Protonrest aus.

Der gesamte Photoproduktionswirkungsquerschnitt läßt sich als Summe der oben genannten drei Anteile, den direkten Ereignissen, dem Anteil, der dem Vektordominanzmodell folgt, und den anomalen Ereignissen, schreiben.

[7] aus dem Englischen Begriff "bare photon" wörtlich übersetzt

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{dir}^{\gamma p} + \sigma_{VDM}^{\gamma p} + \sigma_{anom}^{\gamma p} \tag{1.20}$$

Abbildung 1.5 zeigt Diagramme, die die drei Photoproduktionsklassen verdeutlichen.

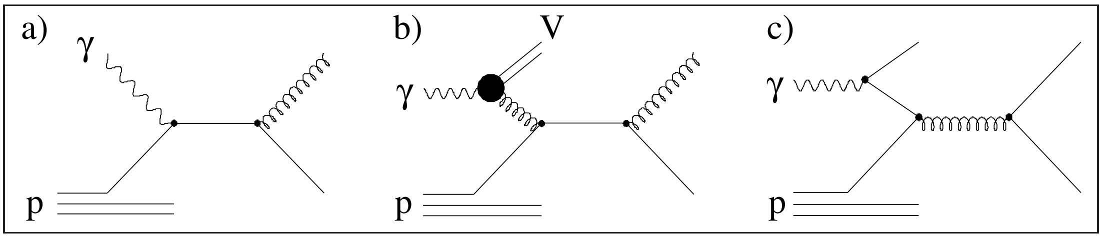



Abbildung 1.5: *Die verschiedenen Klassen der Photoproduktion*
*a) der direkte Prozeß, b) der eigentliche Vektordominanzprozeß und c) der anomale Prozeß.*

### 1.4.3 Der Zusammenhang zwischen Elektron-Proton- und Photon-Proton-Streuung

Die bei HERA experimentell zugängliche Größe ist der Wirkungsquerschnitt für Elektron-Proton-Streuung. Im kinematischen Bereich der Photoproduktion lassen sich die Elektronen als eine Quelle virtueller Photonen auffassen, die mit dem Proton wechselwirken. In diesem Bild ist der $ep$-Wirkungsquerschnitt in einen Faktor zerlegbar, der den Photonfluß vom Elektron ($\Phi$) beschreibt, also die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß das Elektron ein Photon abstrahlt, und einen Ausdruck, der den Wirkungsquerschnitt für die Photon-Proton-Streuung beschreibt. Der $\gamma p$-Wirkungsquerschnitt unterteilt sich in Beiträge aus der Streuung an transversal ($\sigma_T$) und longitudinal ($\sigma_L$) polarisierten Photonen.

$$\frac{d^2\sigma(e^{\pm}p)}{dydQ^2} = \Phi(y,Q^2)\cdot\left[\sigma_T(y,Q^2) + \frac{2(1-y)}{(1+(1-y)^2)}\sigma_L(y,Q^2)\right] \tag{1.21}$$

mit:

$$\Phi(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi}\cdot\frac{1}{yQ^2}\cdot(1+(1-y)^2) \tag{1.22}$$

Die Wirkungsquerschnitte für transversal und longitudinal polarisierte Photonen stehen in Verbindung mit den Strukturfunktionen des Protons, $F_1$ und $F_2$, und werden aus ihnen bestimmt [Swa00]:

$$\sigma_T(x,Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2}\cdot 2xF_1(x,Q^2) \tag{1.23}$$

$$\sigma_L(x,Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2}\cdot F_L(x,Q^2). \tag{1.24}$$

In Photoproduktion, für die $Q^2 \approx 0$ gilt, ist der Beitrag aus longitudinal polarisierten Photonen vernachlässigbar, und es ergibt sich die Weizsäcker-Williams-Approximation für reelle Photonen [Wei34, Wil34].

$$\frac{d^2\sigma(e^{\pm}p)}{dydQ^2} = \Phi(y,Q^2)\cdot\sigma_{tot}^{\gamma p}(ys) \tag{1.25}$$

mit $\Phi(y, Q^2)$ aus 1.22. Eine den experimentellen Bedingungen bei HERA angepaßte Berechnung des Photonfluß, die zusätzlich Terme in der Größenordnung der Elektronmasse berücksichtigt, ist die “Equivalent Photon Approximation” [Fri93], kurz EPA. Der Photonflußfaktor ergibt sich in ihr zu

$$\Phi'(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left(\frac{(1 + 1(1-y)^2)}{y} - \frac{2(1-y)}{y}\frac{Q^2_{min}}{Q^2}\right) \tag{1.26}$$

## 1.5 Regge-Theorie und diffraktive Streuung

### 1.5.1 Diffraktive Streuung

Der Begriff der diffraktiven Streuung in der Hochenergiephysik stammt aus Hadron-Hadron-Streuexperimenten. Hadron-Hadron-Streuprozesse sind nach dem Zustand des hadronischen Endzustandes in drei Typen von Reaktionen klassifizierbar. Im elastischen Prozeß bleiben die Hadronen nach der Streuung erhalten, und keine neuen Teilchen werden produziert. In diffraktiver Streuung ist der Energieübertrag zwischen den Hadronen ebenfalls klein, aber eines oder beide Hadronen dissoziieren in einen Multi-Hadron-Endzustand, der die Quantenzahlen der ursprünglichen Hadronen trägt. Alle restlichen Reaktionen fallen in die dritte Gruppe, die inelastischen Prozesse. Die Erhaltung der Quantenzahlen des Hadrons in diffraktiver Streuung bedingt, daß Energie-, Impuls- und Drehimpulsübertrag stattfinden kann, Isospin-Übertrag und Farbfluß aber nicht erlaubt sind. Der fehlende Farbfluß erzeugt Ereignisse, die eine große Rapiditätslücke aufweisen. Anschaulich bedeutet es, daß es in Flugrichtung des Protons einen Bereich gibt, in dem keine Teilchenproduktion stattfindet und ausschließlich das Proton oder die Teilchen, die aus seiner Dissoziation stammen, nachweisbar sind. Die invariante Masse des diffraktiv erzeugten hadronischen Endzustandes integriert über das Impulsübertragsquadrat am Protonvertex $t$ folgt einer $1/M_X^2$ Verteilung. Charakteristisch für diffraktive Streuung ist das exponentielle Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{bt}$ als Funktion von $t$ und damit ein starkes Maximum in Vorwärtsrichtung. Die Steigung $b$ hängt vom Radius des Hadrons ab und ist für $R \approx 1$ fm ungefähr $b \simeq 8$ GeV$^{-2}$ [Abr98]. Charakteristisch für diffraktive Prozesse ist das Vorhandensein lokaler Minima im Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ als Funktion von $t$. Die Intensitätsverteilung von Licht, das an einer schwarzen Scheibe gebeugt wird, zeigt einen ähnlichen Verlauf. In der Wellenoptik nennt sich der Vorgang Diffraktion. In Analogie werden Prozesse, deren differentieller Wirkungsquerschnitt so ein Verhalten zeigt, als diffraktive Prozesse bezeichnet. Abbildung 1.6 zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ für Proton-Proton Streuung bei Schwerpunktenergien bis zu 53 GeV [Gou83].
Diffraktive Prozesse können

- elastisch $(A + B \rightarrow A + B)$
- einfach $(A + B \rightarrow A + X_1, \quad A + B \rightarrow X_2 + B)$ dissoziativ
- doppelt $(A + B \rightarrow X_1 + X_2)$ dissoziativ

sein. Ein Ansatz zur Beschreibung diffraktiver Ereignisse ist der Austausch einer Regge-Trajektorie, die im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

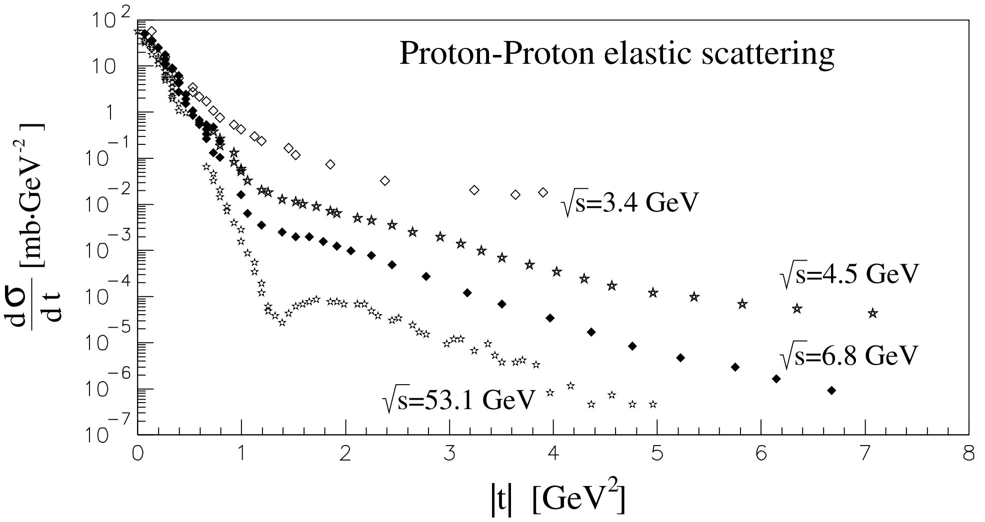



Abbildung 1.6: *Gezeigt ist der elastische differentielle Wirkungsquerschnitt der pp-Streuung bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Der Kurvenverlauf zeigt bei steigender Schwerpunktsenergie die charakteristischen Eigenschaften der diffraktiven Streuung, nämlich ein exponentieller Abfall des Wirkungsquerschnittes und das klassische Interferenzmuster, das analog der Beugung von Licht an einer schwarzen Scheibe auftritt. Aus [Gou83].*

### 1.5.2 Regge-Theorie

Weiche Hadron-Hadron-Wechselwirkungen werden durch die Regge-Theorie beschrieben, die den Streuprozeß als einen Austausch kollektiver Zustände, der Regge-Trajektorien, beschreibt. Ihre Ursprünge hat die Regge-Theorie in der Beschreibung von Hadron-Hadron-Streuung durch Austausch eines Teilchens mit passenden Quantenzahlen, wie z.B ein Pion oder ein $\rho$-Meson. Zu jedem virtuellen Austauschteilchen wird ein Propagatorterm der Form $f(t) \sim g^2/(t-m^2)$ definiert, wobei $g$ eine Kopplungskonstante ist. Da das Austauschteilchen virtuell ist, muß das Quadrat des ausgetauschten Viererimpulsübertrag negativ ($t < 0$) sein. Der Propagator bleibt daher immer endlich und ist nur bei kleinen Impulsüberträgen von Bedeutung. Der Zusammenhang zwischen $t$ und dem Teilchenspin ($\alpha$) wird als Regge-Trajektorie bezeichnet und ist eine analytische Interpolation zwischen Teilchen verschiedener Spins und ansonsten identischen Quantenzahlen. Die Regge-Theorie erweitert somit den Einteilchenaustausch auf den Austausch einer Regge-Trajektorie. Regge-Trajektorien werden gemäß ihrer Quantenzahlen B,S,I,G (Baryonenzahl, Strangeness, Isospin und G-Parität) in verschiedene Familien eingeteilt.
In der $t, \alpha$ Ebene haben Regge-Trajektorien einen linearen Verlauf, wie aus dem in Abbildung 1.7 gezeigten Chew-Frautschi-Diagramm ersichtlich ist. Regge-Trajektorien lassen sich als Funktion von $t = m^2$ parametrisieren durch

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t. \tag{1.27}$$

Die Regge-Trajektorien aller bekannten Mesonen, haben ein $\alpha(0) < 1$. Die am höchsten liegende $\rho, f_2, \omega$,-Trajektorie ist beschrieben durch

$$\alpha_{\rho^0,\omega,\ldots}(t) = 0.44 + 0.93\ \mathrm{GeV}^{-2} \cdot t. \tag{1.28}$$

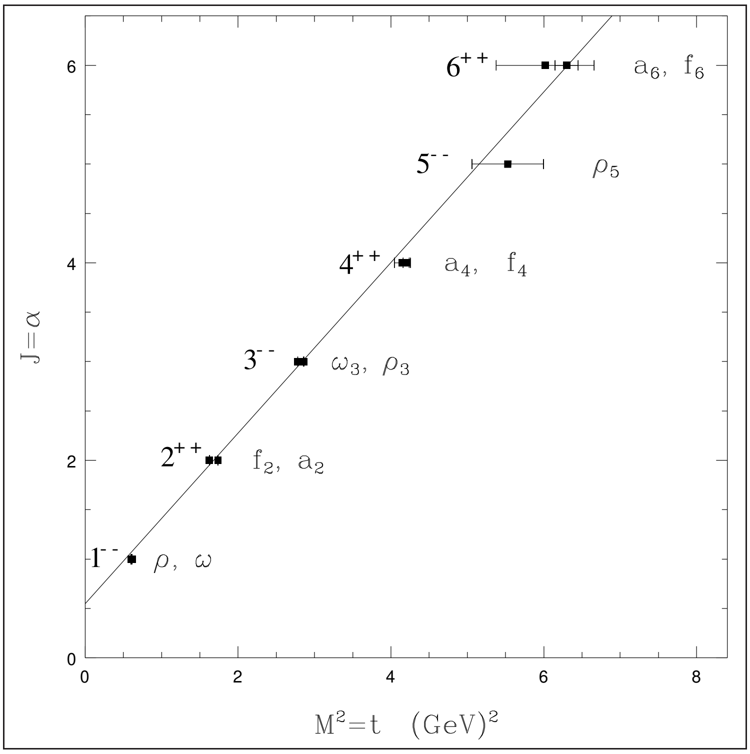



Abbildung 1.7: *Chew-Frautschi-Diagramm einer Regge-Trajektorie. In einem Chew-Frautschi-Diagramm werden die Spins der verschiedenen Teilchen gegen das Quadrat ihrer Masse aufgetragen. Die Mesonen ordnen sich entlang einer Geraden an, die als Regge-Trajektorie bezeichnet wird. Die Gerade ist parametrisiert durch $\alpha_{\rho^0,\omega,...}(t) = 0.44 + 0.93\,GeV^2 \cdot t$. Aus [Don92].*

Die Kopplung der Regge-Trajektorien an Hadronen kann durch Funktionen $\beta_{ak}$ beschrieben werden, wobei $a$ für das Hadron steht und k für die ausgetauschte Trajektorie. Innerhalb des Regge-Limes, der die Gültigkeit der Theorie vorgibt und die verlangt, daß $-t \ll M_X^2 \ll s$ ist, kann der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der diffraktiven Streuung aus der Muellerschen Verallgemeinerung [Mue70] des optischen Theorem abgeleitet werden . Das optische Theorem stellt eine Verbindung der Form

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{1}{s}\, Im\ A(s, t = 0), \tag{1.29}$$

zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt einer Zwei-Körper-Streuung und dem Imaginärteil der elastischen Vorwärtsstreuamplitude $A$ her. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der diffraktiven Streuung in der Regge-Grenze ergibt sich zu [Abr98]

$$\frac{d^2\sigma^{ab}_{diff}}{dtdM_x^2} = \sum_{k\ \text{Regge-Trajektorien}, \, l} \frac{\beta^2_{ak}(t)\beta_{bl}(0)g_{kkl}(t)}{16\pi} \frac{1}{M_X^2}\left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2(\alpha_k(t)-1)} (M_X^2)^{\alpha_l(0)-1} \tag{1.30}$$

Der Ausdruck $g_{kkl}(t)$ wird als “ Triple-Regge-Kopplung” bezeichnet, der Formalismus selbst als “Triple-Regge-Formalismus”. Die Indizes $a, b$ bezeichnen die einlaufenden Hadronen, $\beta(t)$ sind die Kopplungsstärken der ausgetauschten Regge-Trajektorie an das Hadron. Die Variable $\alpha_k(t)$

bezeichnet die ausgetauschte Regge-Trajektorie und $s$ ist die Schwerpunktsenergie. Der totale und elastische Wirkungsquerschnitt errechnet sich im Regge-Formalismus zu [Abr98]:

$$\sigma_{tot}^{ab} = \sum_{k \text{ Regge-Trajektorien}} \beta_{ak}(0)\beta_{bk}(0)s^{\alpha_k(0)-1} \tag{1.31}$$

$$\frac{d\sigma_{el}^{ab}}{dt} = \sum_{k \text{ Regge-Trajektorien}} \frac{\beta_{ak}^2(t)\beta_{bk}^2(t)}{16\pi} s^{2(\alpha_k(t)-1)} \tag{1.32}$$

Finden nur die Trajektorien der bekannten Mesonen Berücksichtigung, so wird wegen $\alpha_k(0) < 1$ ein mit steigender Schwerpunktsenergie abfallender Wirkungsquerschnitt erwartet. Das ist im Widerspruch zu experimentellen Beobachtungen, die einen schwachen Anstieg messen, wie Abbildungen 1.8 und 1.4 zeigen.
Durch die Postulierung des Pomerons, einer Regge-Trajektorie, die die Quantenzahlen des Vakuums austauscht, kann der Widerspruch aufgelöst werden. Donnachie und Landshoff [Don92] haben unter der Annahme, daß nur zwei Arten von Trajektorien beitragen, einen Wirkungsquerschnitt an Daten aus $pp$ und $p\bar{p}$ Streuung angepaßt. Die Summierung in Gleichung 1.31 ist dann nur über zwei Terme auszuführen, und es gilt:

$$\sigma_{tot}^{ab} = X^{ab}s^{\epsilon} + Y^{ab}s^{-\eta}. \tag{1.33}$$

Dabei bezeichnen $a, b$ die einlaufenden Hadronen. Der erste Term, der einen mit wachsender Energie steigenden Wirkungsquerschnitt erzwingt, beschreibt den Pomeron-Austausch. Der zweite mit $s$ fallende Term beschreibt den Reggeon-Austausch. Die Reggeon-Trajektorie ist eine effektive Trajektorie die für den Austausch aller Regge-Trajektorien mit $\alpha_0 < 1$ steht. Die Koeffizienten $X, Y$ sind prozeßabhängig, für die Exponenten findet man aus $pp$- und $p\bar{p}$-Streuung $\epsilon = 0.081$ und $\eta = 0.45$. Die aus Photoproduktion bei HERA gemessenen Wirkungsquerschnitte sind mit der Extrapolation aus Messungen von Hadron-Hadron Streuungen bei niederen Energien konsistent und stellen einen Erfolg der Regge-Theorie dar [H1 93, ZEU92]. Eine modernere [Cud00], ebenfalls durch die Regge-Theorie motivierte Parametrisierung, beschreibt den Verlauf des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt durch:

$$\sigma_{tot}^{ab} = X^{ab}s^{\epsilon} + Y_1^{ab}s^{-\eta_1} - Y_2^{ab}s^{-\eta_2}. \tag{1.34}$$

Zusätzlich zu den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitten sind in die Anpassungen das Verhältnis zwischen dem Real- und Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude eingegangen, unter der Annahme, daß die in C-geraden und C-ungeraden Beiträge dem Verhalten $-s^{\alpha} \pm s^{\alpha}$ mit $\alpha = 1+\epsilon, 1-\eta_1, 1-\eta_2$ folgen. Die Anpassungen wurde an Daten aus $p^{\pm}p, \pi^{\pm}p, K \pm p, \gamma p$ und $\gamma\gamma$ Streuexperimenten durchgeführt. Die $\gamma p$ Messungen der HERA Experimente wurden bei der Anpassung berücksichtigt Die Exponenten ergeben sich zu $\epsilon = 0.093 \pm 0.002$, $\eta_1 = 0.358 \pm 0.015$ und $\eta_2 = 0.560 \pm 0.017$.

### 1.5.3 Das Pomeron

Unter allen möglichen Regge-Trajektorien gibt es eine, die keinem gebundenen Zustand entspricht und die die Quantenzahlen des Vakuums austauscht. Diese wird als Pomeron-Trajektorie oder kurz als das Pomeron bezeichnet. Ihre Parameter sind experimentell zu

$$\alpha_{I\!P(t)} = \alpha_{I\!P}(0) + \alpha'_{I\!P} \cdot t = 1.0808 + 0.25 \cdot t \tag{1.35}$$

bestimmt [Don92]. Bei Gültigkeit von $s \gg -t$, eine bei HERA gut erfüllte Bedingung, ist nach der Formel 1.31 der Pomeron-Austausch der dominante Beitrag zum Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s} Im \ A(s, t = 0) \propto s^{\alpha_{I\!P}(0)-1} \tag{1.36}$$

Unter der Annahme, daß nur der Pomeron-Austausch zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, gilt

$$\alpha_{I\!P}(t) = 1 + \epsilon + \alpha'_{I\!P} t. \tag{1.37}$$

Die $t$-Verteilung der diffraktiven Streuung ist für kleine $t$ in elastischer Streuung in guter Näherung exponentiell (siehe Abbildung 1.6), weswegen der Pomeron-Kopplungsterm für kleine $t$ darstellbar ist als:

$$\beta_{aI\!P}(t) = \beta_{aI\!P}(0) \cdot e^{b_a t}, \tag{1.38}$$

wobei der Wert von $b_a$ durch den Radius von Hadron $a$ bestimmt wird.
Eingesetzt in die Formel für den doppelt differentiellen diffraktiven Wirkungsquerschnitt 1.30 ergibt sich:

$$\frac{d^2\sigma^{ab}_{diff}}{dtdM_x^2} = \frac{\beta^2_{aI\!P}(0)\beta_{bI\!P}(0) g_{I\!PI\!PI\!P}(t)}{16\pi} \frac{1}{M_X^2} \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\epsilon} (M_X^2)^\epsilon e^{b_{sd} t} \tag{1.39}$$

mit

$$b_{sd} = 2b_a + 2\alpha_{I\!P} \ln \frac{s}{M_X^2} \tag{1.40}$$

Unter der plausiblen Annahme, daß die $t$-Abhängigkeit des Triple-Regge-Kopplung klein ist und das $\epsilon \approx 0$ ist , wie aus der Parametrisierung der Pomeron-Trajektorie experimentell bestätigt, lassen sich aus Formel 1.39 alle Eigenschaften der diffraktiven Streuung ablesen. Diese Eigenschaften sind die $1/M_X^2$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes und der exponentielle Verlauf der t-Verteilung, der mit wachsender Schwerpunktsenergie $s$ flacher wird. Abbildung 1.9 zeigt den Pomeronaustausch an Hand eines Diagramms.
Wird nur der Pomeronaustausch betrachtet, ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^{ab}_{tot} = \beta_{aI\!P}(0)\beta_{bI\!P}(0) s^\epsilon = const \cdot s^\epsilon. \tag{1.41}$$

Bei Pomeron-Dominanz wird ein langsamer Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes mit wachsender Energie vorhergesagt, der beliebig groß werden kann. Das verletzt die Froissart-Martin Schranke, die eine obere Grenze für den totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{tot} \leqq C \, ln^2 s$ mit $C = 60\,\text{mb}$ setzt [Fro61, Mar63]. Ein Zusammenbruch des infiniten Anstiegs des totalen Wirkungsquerschnittes mit $s^\epsilon$ ist erst bei sehr viel höheren Energien als den heute erreichbaren zu erwarten, und Anzeichen von Abweichungen wurden bisher keine gefunden.
Die Regge-Theorie selber macht keine Aussage darüber was das Pomeron ist. Eine Interpretation des Pomerons im Quark-Parton-Bild, das erstmals von Low und Nussinov eingeführt wurde, ist der Austausch eines Systems, bestehend aus zwei Gluonen [Low75, Nus75]. Dieses Modell ist jedoch nicht in der Lage, den Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes zu beschreiben. Lipatov führte 1986 ein "reggefiziertes" Gluon ein, daß Gluon-Gluon Selbstwechselwirkung und eine

veränderliche Kopplungskonstante $\alpha_s$ berücksichtigt [Lip86]. Das Pomeron ist im partonischen Bild ein Objekt der QCD und unterliegt deren Regeln. Fluktuationen des QCD-Vakuums können ebenso wie beim Proton See-Quarks erzeugen und dem Pomeron Struktur verleihen. Sie ist bei HERA gemessen worden [H1 95b].

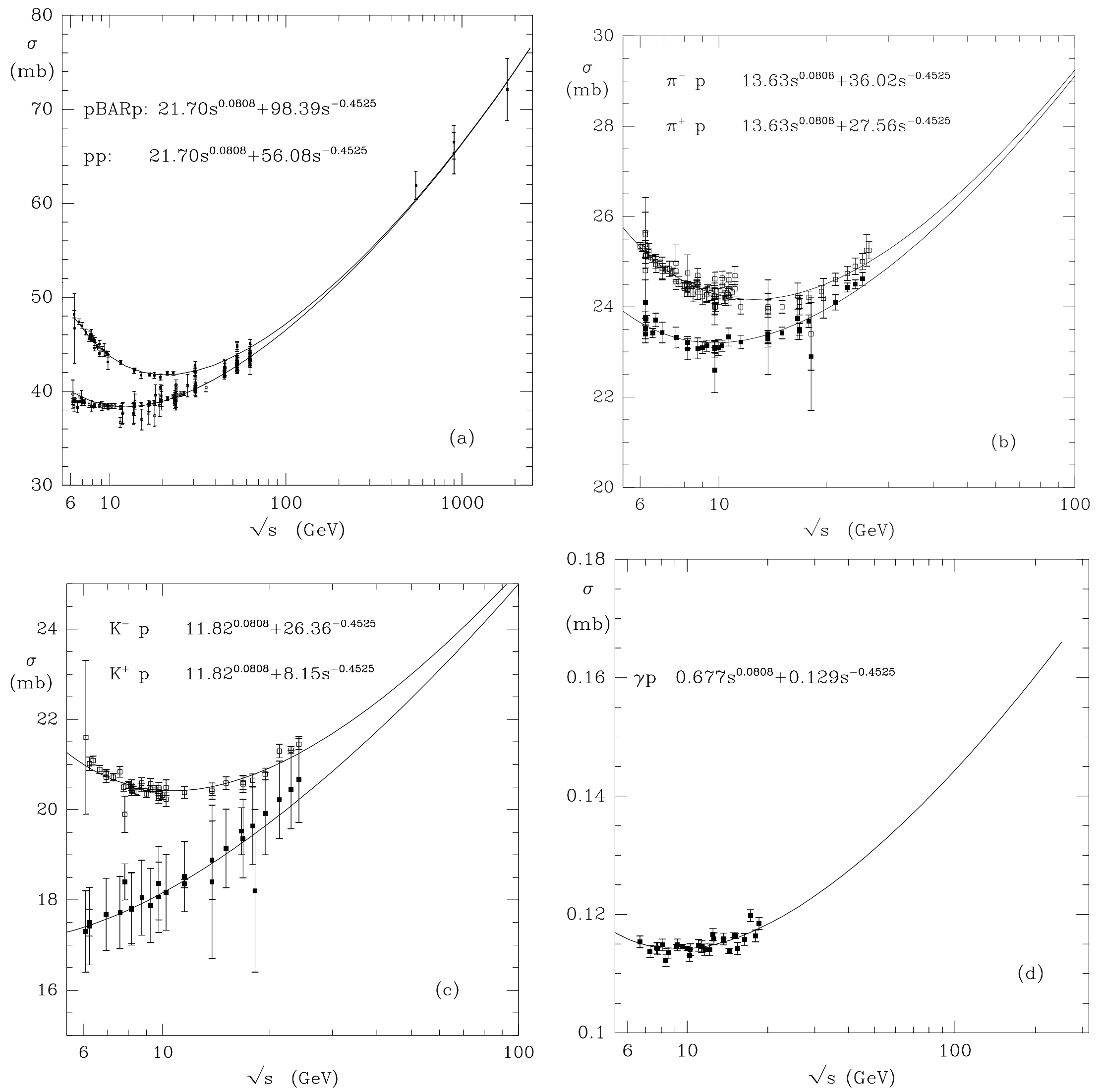



Abbildung 1.8: *Gezeigt sind die totalen Wirkungsquerschnitte für $p\bar{p}$, $p\pi^{\pm}$, $pK^{\pm}$ und $p\gamma$-Streuung als Funktion der Schwerpunktsenergie. Allen gemeinsam ist ein Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei wachsender Schwerpunktsenergie. Dieses Verhalten läßt sich nur durch die Einführung der Pomeron-Trajektorie erklären, die entgegen der Trajektorien der bekannten Mesonen, keinen bekannten gebundenen Zuständen entspricht. Zustände die auf der Pomeron-Trajektorie liegen könnten, wären z.B gebundene Gluon-Zustände, im Englischen als "glue balls" bezeichnet. Bisher konnten sie nicht nachgewiesen werden. Aus [Don92].*

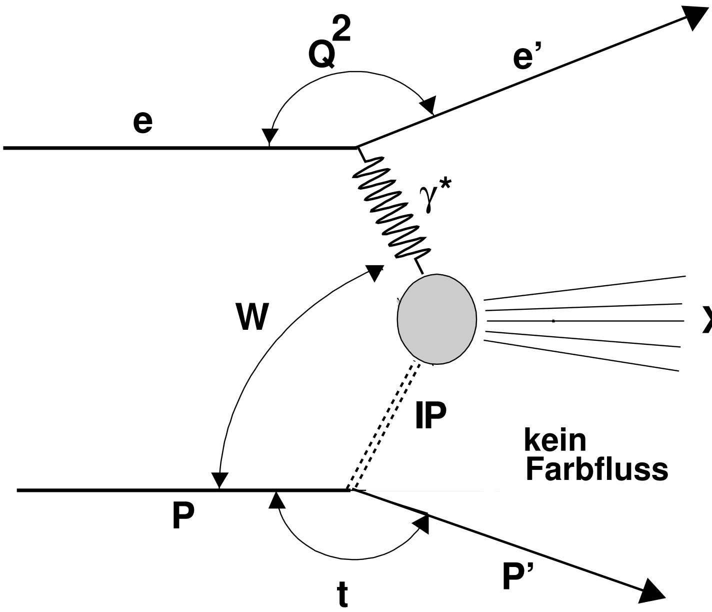



Abbildung 1.9: *Diagramm der tiefinelastischen Streuung an einem Pomeron. Da das Pomeron keine Farbladung trägt, findet zwischen dem Proton und dem aus Photon-Pomeron Fusion entstehenden hadronischen System X kein Farbfluß statt. Teilchenerzeugung aus dem entstehenden Farbfeld ist nicht möglich und es werden keine Teilchen zwischen dem Proton und dem hadronischen System X produziert. Ereignisse die sich durch Abwesenheit von Teilchen in diesem Bereich auszeichnen werden als Ereignisse mit Rapiditätslücke bezeichnet. Sie kann nur durch Pomeron-Austausch erklärt werden. Die kinematischen Variablen und ihre Bedeutung sind angedeutet.*

## 1.6 Das Odderon

Das Odderon ist ebenso wie das Pomeron eine postulierte, aber im Gegensatz zur Pomeron-Trajektorie experimentell bisher nicht nachgewiesene Regge-Trajektorie. Für den Achsenabschnitt erwartet man einen Wert von $\alpha_0 \approx 1$ und eine Steigung zwischen 0 und 1 GeV$^2$. Anders als das Pomeron trägt das Odderon nicht die Quantenzahlen des Vakuums, sondern verfügt über eine negative C- und P-Parität. Es ähnelt damit dem Photon. Der Name Odderon ist eine Abkürzung für "Odd-under-crossing-Pomeron" und wurde erstmals in [Luk75, Joy75] eingeführt. Im QCD Bild wird das Odderon, in Analogie zum Zwei-Gluon-Bild des Pomerons, als Austausch von mindestens drei Gluonen modelliert.
Eine Signatur für das Vorhandensein von odderoninduzierten Prozessen in elastischer Hadron-Hadron-Streuung wäre unter der Annahme, daß das Odderon wie das Pomeron in dem Chew-Frautschi Diagramm einen Schnittpunkt mit der $\alpha$-Achse von $\alpha_0 > 1$ hat, ein unterschiedlicher Wirkungsquerschnitt für Hadron-Hadron- und Hadron-Antihadron-Streuung bei großen Schwerpunktsenergien. Dies würde im Gegensatz zum Pomerantchuk Theorem stehen, das verlangt, daß die Unterschiede in den totalen Wirkungsquerschnitte für Teilchen und Antiteilchenstreuung bei hohen Energien verschwinden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung im Grenzfall hoher Energien ist:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}|T|^2, \tag{1.42}$$

wobei $T$ die Streuamplitude ist [Ber99a]. Zur Diskussion von Hadron-Hadron- und Hadron--Antihadron-Streuamplituden bei kleinen Impulsüberträgen werden die komplexen Amplituden $T_\pm$ durch

$$T_\pm = \frac{1}{2}\Big(T_{HH}(s,t) \pm T_{H\bar{H}}(s,t)\Big) \tag{1.43}$$

definiert. Unter Vertauschung der Mandelstam-Variablen $s, t$, also dem Übergang von dem $s$- in den $t$-Kanal, bleibt die Amplitude von $T_+$ invariant, die von $T_-$ ändert ihr Vorzeichen. Im Rahmen der Regge-Terminologie wird $T_+$, bei großen Schwerpunktenergien und kleinen Impulsüberträgen durch den Pomeron-Beitrag dominiert. Die Vorzeichenänderung von $T_-$ beim Übergang von dem $s$- in den $t$-Kanal parametrisiert mögliche Unterschiede zwischen den Wirkungsquerschnitten in der Hadron-Hadron und Hadron-Antihadron Streuung. In Analogie zur Zuordnung $T_+ \to T_{I\!P}$ wird die Zuordnung $T_- \to T_{O\!\!\!\!/}$ durchgeführt. Die Existenz des Odderons würde beim Übergang vom $s$-($pp \to pp$) in den $t$-($p\bar{p} \to p\bar{p}$) Kanal zu einem unterschiedlichen Wirkungsquerschnitt für Proton-Proton- und Proton-Antiproton-Streuung im Hochenergiegrenzfall führen, da daß Odderon wegen C=-1 unterschiedlich an Protonen und Antiprotonen koppelt. Bedingt durch $T_{pp} \neq T_{p\bar{p}}$, folgt:

$$\Delta\sigma = \sigma_{tot}(p\bar{p}) - \sigma_{tot}(pp) \neq 0. \tag{1.44}$$

Abbildung 1.8 zeigt die entsprechenden Wirkungsquerschnitte. In den gemessenen $pp$- und $p\bar{p}$-Wirkungsquerschnitten findet sich keine Evidenz für das Vorhandensein eines odderoninduzierten Beitrags. Ein anderer, sensiblerer Test auf das Odderon ist die Messung des Parameters $\rho$, der definiert ist als:

$$\rho(s) := \left.\frac{Re\ T(s)}{Im\ T(s)}\right|_{t=0}. \tag{1.45}$$

Eine Messung des Parameters $\rho$ aus $pp$- und $p\bar{p}$-Streudaten ist in Abbildung 1.10 gezeigt. Bei $\sqrt{s} = 541$ GeV findet man ein [UA493a, UA493b]

$$\Delta\rho = \rho_{pp} - \rho_{p\bar{p}} \leq 0.05 \tag{1.46}$$

und somit kein Anzeichen für odderoninduzierte Beiträge. Die Messungen des Parameters $\rho$ erlauben die Angabe einer sehr kleinen oberen Schranke für Beiträge durch Odderonaustausch zur elastischen Streuamplitude in $pp$- und $p\bar{p}$-Streuung.

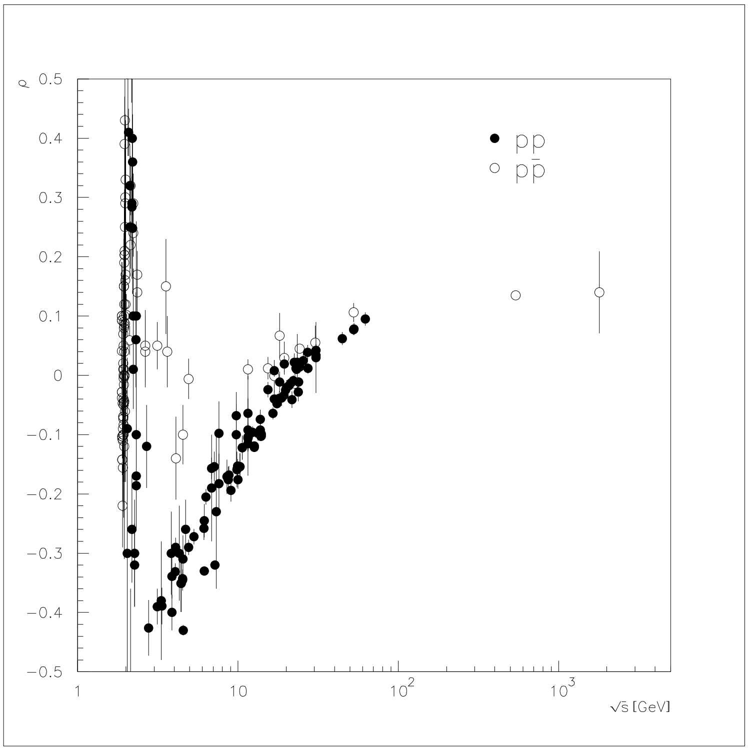



Abbildung 1.10: *Messung des Parameters $\rho$. Die offenen Kreise stammen aus elastischer pp-Streuung, die gefüllten aus $p\bar{p}$-Streuung. Die Meßwerte laufen zu großen Schwerpunktenergien hin zusammen, es ist kein Beitrag aus Odderonaustausch erkennbar, der sich durch ein $\Delta\rho = \rho_{pp} - \rho_{p\bar{p}} \neq 0$ bemerkbar machen würde*

Neben der offensichtlichen Erklärung, der Nichtexistenz des Odderons, gibt es jedoch auch Modelle, die eine unterdrückte Odderon-Proton Kopplung in elastischer Streuung bei kleinen $t$ vorhersagen und die in der Lage sind, die bisherigen Messungen zu erklären. Es kann gezeigt werden, daß der Beitrag des Odderons zum Wirkungsquerschnitt in elastischer Hadron-Hadron Streuung stark von der Struktur des Hadrons abhängt [Rue96]. Die Formung einer Quark-Diquark Struktur im Hadron führt zu einer drastischen Reduktion der Odderonkopplung in elastischer Streuung. Der Grund für die unterdrückte Kopplung liegt in dem Vorzeichenwechsel des Odderonbeitrags unter Paritätstransformation, verursacht durch die negative C-Parität des Odderons. In einem Quark-Diquark Bild ist eine Paritätstransformation eine Rotation der Quark-Diquark Wellenfunktion im transversalen $p_t$-Raum um 180°. Bei Integration über alle Quark-Diquark Anordnungen kompensieren sich wegen des Vorzeichenwechsels alle Beiträge. Damit ist die Unterdrückung der Odderon-Proton Kopplung in elastischer Streuung ein weitgehend modellunabhängiges Phänomen. Wird das Proton jedoch in einen Zustand negativer Parität angeregt, findet keine Unterdrückung der Odderon Kopplung mehr statt. Durch die Proton Anregung kann im Endzustand ein pseudoskalares Teilchen erzeugt werden, das den Vorzeichenwechsel unter Paritätstransformation durch die negative Parität des Endzustandes gerade kompensiert und dadurch die Aufhebung der Unterdückung der Odderonkopplung an das Proton erklärt.

## 1.7 Odderon-Photon-Fusion bei HERA

### 1.7.1 Odderoninduzierte Prozesse bei HERA und das Modell des stochastischen Vakuums

Ein erfolgreicher Ansatz der Beschreibung diffraktiver Streuprozesse in der Hochenergiephysik beruht auf Pfadintegraltechniken [Lan87a, Nac91] und der Benutzung des Modells des stochastischen Vakuums, ein nicht störungstheoretisches QCD-Modell [Dos87, Dos88, Sim88]. Dieser Ansatz erbringt gute Ergebnisse bei der Beschreibung von Reaktionen, bei denen die Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht werden [Dos97, Rue98, Dos98, Ber98] und die durch Pomeron-Austausch beschreibbar sind. Das MSV-Modell läßt sich auf den Austausch eines Objektes mit den Quantenzahlen $C = P = -1$, das Odderon, erweitern. Innerhalb des Modells wird gezeigt, daß das Clustering [8] von zwei Quarks, also die Bildung einer Diquarkstruktur innerhalb des Hadrons, zu der bereits im vorherigen Abschnitt motivierten drastischen Reduzierung der Odderon-Proton-Kopplung führt [Rue96]. Innerhalb des MSV führt die Bildung von Diquarks mit Radien $r_D < 0.3\,\mathrm{fm}$ zu einer Unterdrückung der Odderon-Proton-Kopplung, die stark genug ist, die Abwesenheit eines Odderonbeitrags in elastischer $pp$- und $p\bar{p}$-Streuung zu erklären. Abbildung 1.11 zeigt eine Vorhersage für den Parameter $\Delta\rho$, der ein Maß für die Stärke der Odderon-Kopplung ist, als Funktion des Diquark Radius innerhalb des MSV. Das MSV quantifiziert die qualitativen Überlegungen aus dem vorherigen Abschnitt.

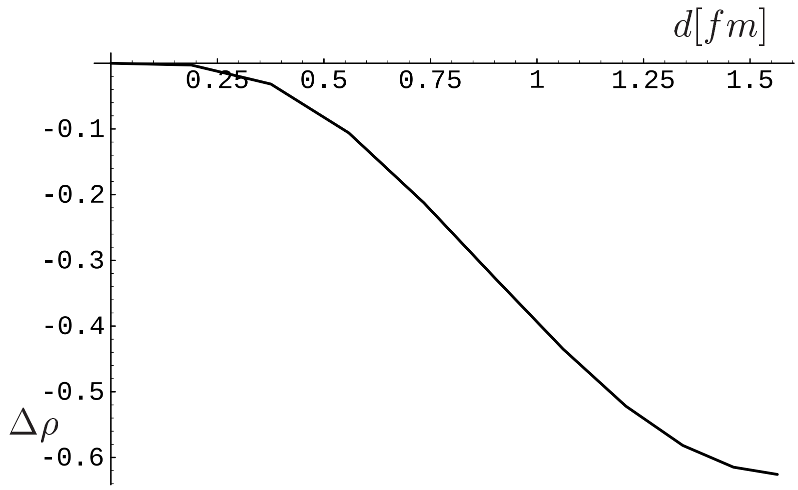



Abbildung 1.11: *Vorhersage für den Parameter $\Delta\rho$ bei einer Schwerpunktsenergie von $541$ GeV, bei der im Experiment UA4/2 der Parameter$\Delta\rho$ gemessen wurde. Die Vorhersage wird für $p\bar{p}$-Streuung als Funktion des Radius der Diquarkstruktur, zu der sich die Quarks im Modell anordnen, gemacht. Aus [Rue99].*

[8] das Bilden einer Zusammenballung

Am Beschleuniger HERA, bei dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden, ist man in der vorteilhaften Situation, den Odderonaustausch in Kanälen studieren zu können, in denen nur ein sehr geringer Untergrund aus nicht-odderoninduzierten Reaktionen zu erwarten ist. In $\gamma p$-Streuprozessen, bei denen das Proton diffraktiv angeregt wird, findet keine Unterdrückung der Odderon-Proton-Kopplung statt, selbst dann nicht, wenn eine beliebig enge Diquark Konfiguration im Nukleon vorliegt [Rue99]. Aus einem QCD Bild des Odderons, daß es als den Austausch von drei nicht perturbativen Gluonen beschreibt, ergibt sich kein Grund dafür, daß sich die Stärke der Odderon Kopplung wesentlich von der des Pomerons unterscheidet. In [Lan87b, Don91] wird gezeigt, daß die effektive Odderonkopplung lediglich um einen Faktor zwei gegenüber der Pomeron Kopplung unterdrückt ist. In $\gamma p$-Prozessen mit diffraktiver Nukleonanregung ist daher ein meßbarer Beitrag am gesamten Wirkungsquerschnitt durch Odderonaustausch zu erwarten. Idealerweise sucht man eine Reaktion, die nur über Odderonaustausch möglich ist und die keine wesentlichen Untergründe hat. Besonders Reaktionen mit Endzuständen, die auch über Pomeronaustausch erreichbar sind, sollten wegen des vergleichbaren oder größeren Wirkungsquerschnittes des Pomeronaustausches, vermieden werden. Eine vielversprechende Reaktion, die nur über Odderonaustausch stattfinden kann, ist die exklusive Produktion pseudoskalarer Mesonen in Photoproduktionsereignissen mit Protonanregung. Pseudoskalare Mesonen, z.B das $\pi^0$, haben positive C-Parität C=+1 und die Reaktion:

$$\gamma p \xrightarrow{\mathit{O}\!\!\!/} X \;\; PS, \tag{1.47}$$

wobei $PS$ ein beliebiges pseudoskalares oder tensorielles Meson repräsentiert und $X$ ein diffraktiv angeregter Protonzustand mit negativer Parität ist, ist bei HERA dominant nur durch den Odderonaustausch möglich. Die einzige vorhandene Untergrundquelle, die denselben Endzustand erzeugt, ist die Photon-Photon-Fusion,

$$\gamma p \xrightarrow{\gamma} X \;\; PS. \tag{1.48}$$

Die über Pomeron-Austausch stattfindende Reaktion:

$$\gamma p \xrightarrow{I\!P} \omega X \qquad\qquad \omega \rightarrow \pi^0\gamma \tag{1.49}$$

verfügt über einen unterschiedlichen Endzustand. Sie kann unter Umständen mit dem Endzustand aus der odderoninduzierten Reaktion verwechselt werden, wenn das Photon, das nicht aus dem $\pi^0$-Zerfall stammt, dem Nachweis entgeht. Die Untergrundquellen werden in Abschnitt 1.8 diskutiert. Die Diagramme der Odderon-Photon- und der Photon-Photon-Fusion sind in Abbildung 1.12 gezeigt.

Jede Messung des Wirkungsquerschnittes, die eine Abweichung von dem Wirkungsquerschnitt aus Photon-Photon Fusion zeigt, wäre somit eine starke Evidenz für das Odderon.

### 1.7.2 Vorhersagen über odderoninduzierte $\pi^0$-Produktion in elastischer $\gamma p$-Streuung

Innerhalb des MSV-Modells wird für den elastischen Prozeß:

$$\gamma p \xrightarrow{\mathit{O}\!\!\!/} \pi^0 p \tag{1.50}$$

der Wirkungsquerschnitt errechnet. Er ist in Abbildung 1.13 gezeigt. Er zeigt, ebenso wie in der elastischen Hadron-Hadron-Streuung, eine sehr starke Abhängigkeit von der geometrischen Anordnung der Quarks im Proton und deren Clustering zu Diquarks. Die Odderon-Proton-Kopplung

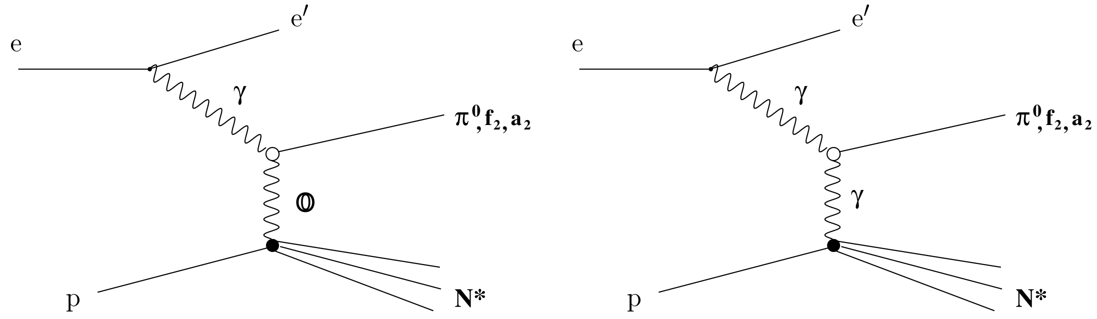



Abbildung 1.12: *Diagramme der Odderon-Photon- und Photon-Photon-Fusion in ep-Streuung. Der linke Graph zeigt die Odderon-Photon-Fusion unter Produktion eines pseudoskalaren Mesons. Das ist der in dieser Arbeit untersuchte Kanal, unter der zusätzlichen Bedingung, daß eine diffraktive Protonanregung in einen der Zustände $N^*(1520)$,$N^*(1535)$,$N^*(1650)$ oder $N^*(1700)$ stattfindet. Das MSV sagt einen meßbar großen Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion voraus. Der rechte Graph stellt die Photon-Photon-Fusion dar. Sein Wirkungsquerschnitt ist vernachlässigbar im Vergleich zu den Vorhersagen für die Odderon-Photon-Fusion.*

ist bei Gleichverteilung der Quarks ("Mercedes-Stern Geometrie") im Proton am größten und wird immer schwächer, je ausgeprägter das Clustering zweier Quarks zu Diquarks ist. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Diquark Radius $d$ skaliert mit $\sigma_{\mathbb{O}} \propto d^4$. Die Rechnungen wurden für Odderon-Photon Fusion mit quasi-reellen Photonen, also in Photoproduktion mit $Q^2 \simeq 0$, durchgeführt [Rue99].
Wie in [Rue99] gezeigt, hängt der Wirkungsquerschnitt ebenfalls stark von der Virtualität des Photons ab. Bei einem Diquark Abstand im Proton von $d = 1\,\text{fm}$ und $Q^2 = 0\,\text{GeV}^2$ wird ein Wirkungsquerschnitt von 3 nb erwartet. Bei identischer Quarkkonfiguration und $Q^2 = 4.0\,\text{GeV}^2$ beträgt der erwartete Wirkungsquerschnitt lediglich $0.02\,\text{nb}$. Die vorhergesagten Wirkungsquerschnitte für diesen Kanal sind aber auf jeden Fall zu klein, um mit den vorhandenen Daten des Experiment H1 gemessen zu werden.

### 1.7.3 Vorhersagen über odderoninduzierte $\pi^0$-Produktion in Prozessen mit einfacher Dissoziation des Protons

Wie in Abschnitt 1.7.1 erwähnt, wird die Unterdrückung der Odderon-Proton-Kopplung bei einfach dissoziativer diffraktiver Anregung des Protons in einen Zustand negativer Parität aufgehoben. Die führenden Beiträge in diffraktiver Anregung hängen nur in der Ordnung $\mathcal{O}(d^0)$ vom Diquark-Radius ab und der Wirkungsquerschnitt ist näherungsweise unabhängig von der Diquark-Struktur im Proton. Die Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt sind in Abbildung 1.14 gezeigt. Zur Durchführung der Rechnung müssen Annahmen über die Natur des hadronischen Endzustandes gemacht werden. Es gibt zwei Ansätze, die jedoch zu vergleichbaren Resultaten führen. Im ersten Fall wird angenommen, daß der Endzustand $X$ durch eine kleine Zahl an Resonanzen dominiert ist, im zweiten wird die Struktur des Endzustandes ignoriert und ein freies Quark-Diquark-Paar angenommen. Im ersten Fall werden die beiden Resonanzen mit negativer Parität und den geringsten Massen in Betracht gezogen. Das sind die Resonanzen $N^*(1520) : J^P = \frac{3}{2}^-$ und $N^*(1535) : J^P = \frac{1}{2}^-$. Im Diquark-Bild werden den vektoriellen Diquarks skalare aus dyna-

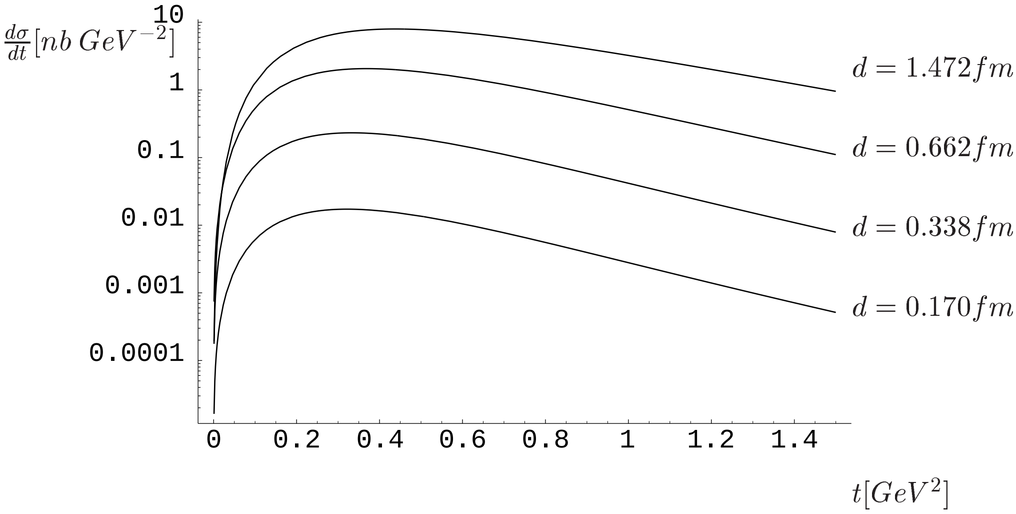



Abbildung 1.13: *Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\gamma p \to p\pi^0$ als Funktion des Impulsübertrages am Protonvertex aus dem MSV. Die Rechnung wurde für verschiedene geometrische Quark-Anordnungen im Proton durchgeführt. Je stärker das Clustering zu Diquarks im Proton ist, desto schwächer wird die Odderon-Proton-Kopplung. Die Abhängigkeit vom Diquark-Abstand ist sehr stark. In jedem Fall sind die Wirkungsquerschnitte zu klein, um mit den vorhandenen Daten des Experiment H1 gemessen zu werden, aus [Rue99].*

mischen Gründe vorgezogen [Sch94]. Die P-Wellen Anregung eines Quarks und eines skalaren Diquarks ergibt gerade Nukleon-Resonanzen mit den Quantenzahlen $J^P = \frac{3}{2}^-$ und $J^P = \frac{1}{2}^-$, die mit den oben genannten Resonanzen identifiziert werden. Es ist daher plausibel, daß beide Ansätze vergleichbare Ergebnisse liefern.
Unter der ersten Annahme, daß das Proton diffraktiv in die Resonanzen $N^*(1520)$ und $N^*(1535)$[9] angeregt wird, ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt eine Vorhersage von:

$$\sigma^{\mathit{\Phi}}_{\gamma p}(\gamma p \to \pi^0 \ N^*) = 294\,\mathrm{nb}. \tag{1.51}$$

Die Verwendung der alternativen Annahme, eines Quark-Diquark-Paars im Endzustand und einer erlaubten Masse des Endzustandes von $1.11\,\mathrm{GeV} \leq M_X \leq 1.99\,\mathrm{GeV}$, führt zu:

$$\sigma^{\mathit{\Phi}}_{\gamma p}(\gamma p \to \pi^0 \ X) = 341\,\mathrm{nb}. \tag{1.52}$$

Es kann gezeigt werden, daß durch Messung im Massenbereich des Endzustandes von $M_X \leq 1.99\,\mathrm{GeV}$ bereits 90% vom gesamten Wirkungsquerschnittes des Odderonprozesses erfaßt ist. Im Massenbereich $M_X \leq 3.0\,\mathrm{GeV}$ wären es 95% [Rue99]. Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma^{\mathit{\Phi}}_{\gamma p}/dt$ für den Prozeß $\gamma p \to \pi^0 \ N^*$ ist in Abbildung 1.15 zu sehen.
Alle Rechnungen wurden für eine Energie von $\sqrt{s_{\gamma p}} = 20\,\mathrm{GeV}$ durchgeführt. Die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von der Schwerpunktenergie ist in [Ber99b] mit:

$$c(s_{\gamma p}) = \left(s_{\gamma p}/400\mathrm{GeV}^2\right)^{0.15} \tag{1.53}$$

[9] In später durchgeführten Rechnungen finden auch die Resonanzen $N^*(1650)$ und $N^*(1700)$ Berücksichtigung. Diese Arbeit bezieht sich auf die in [Ber99b] veröffentlichten Wirkungsquerschnitte.

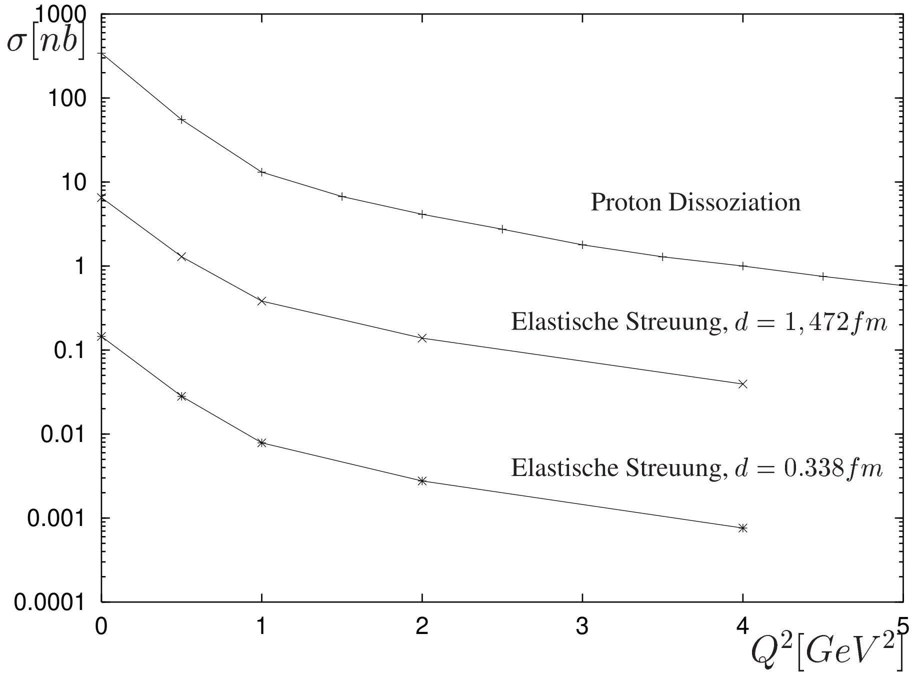



Abbildung 1.14: *Der aus dem MSV vorhergesagte Wirkungsquerschnitt der odderoninduzierten Reaktion $\gamma p \to \pi^0 X$ im Fall von Protondissoziation und für den Fall elastischer Proton-Streuung. Der Wirkungsquerschnitt für Odderon-Austausch bei diffraktiver Proton-Dissoziation ist zumindest einen Faktor* 50 *größer als der Wirkungsquerschnitt bei elastischer Proton-Streuung. Der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist groß genug, um experimentell aus Daten des H1-Experiments verifiziert zu werden. Aus [Rue99].*

angegeben. Während der Datennahmen 1999 und 2000 betrug bei HERA die Proton-Energie $E_p = 920\,\mathrm{GeV}$, die Elektronenergie $E_e = 27.55\ GeV$. Die Schwerpunktenergie im $\gamma p$-System errechnet sich in der Photoproduktionsgrenze aus $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx \sqrt{y s_{ep}}$. Der Skalierungsfaktor für den angegebenen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der $y$-Verteilung der bei HERA gemessenen Ereignisse ergibt sich im Mittel zu $c(s_{\gamma p}) = 2.03$. Eine Zusammenfassung der Vorhersagen findet sich in Tabelle 1.1

## 1.8 Untergrundreaktionen

In diesem Abschnitt werden Prozesse diskutiert, die zu demselben Endzustand führen wie die Odderon-Photon Fusion oder einen solchen vortäuschen können. Zwei Reaktionen, nämlich die Photon-Photon Fusion und die Produktion eines $\omega$-Mesons durch Pomeron-Austausch werden diskutiert.

### 1.8.1 Photon-Photon Fusion

Da Odderon und Photon die gleiche C- und P-Parität haben, sind Odderon-Photon- und Photon-Photon-Fusion in der Lage, denselben Endzustand zu erzeugen. Abbildung 1.12 zeigt diese Reaktionen im Diagramm. In [Ber99a] wird der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \xrightarrow{\gamma} \pi^0 X$

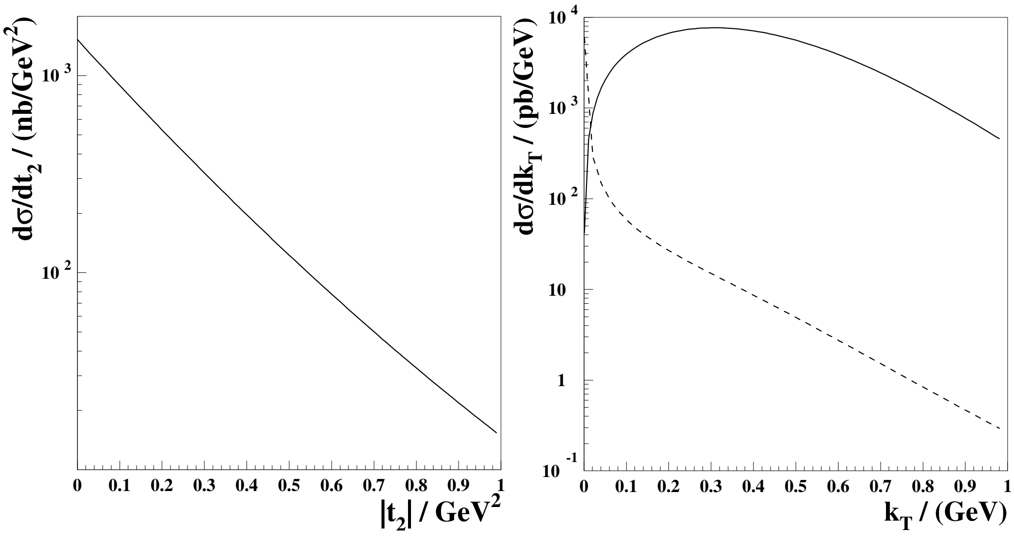



Abbildung 1.15: *Links:Vorhergesagter Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{\mathbb{O}}_{\gamma p}/dt$ für den Prozeß $\gamma p \to \pi^0\ N^*$ als Funktion von t.*
*Rechts: Die $k_T$-Verteilung der Pion-Produktion in der odderoninduzierten Reaktion im Vergleich zur Photon-Photon Fusion. Bei größeren Werten von $k_t$ dominiert der Odderon Austausch, bei $t = 0$ ist er vollständig unterdrückt. Photon-Photon Fusion spielt nur bei sehr kleinen Werten von $k_t$ eine Rolle.*

analytisch in führender Ordnung Störungstheorie der Quantenelektrodynamik für diffraktiv angeregte Endzustände im invarianten Massenintervall des hadronischen Endzustandes von $M_X \leq$ 1.99 GeV berechnet. Das Intervall ist dem experimentell zugänglichen Meßbereich angepaßt. Die Rechnung sagt einen Wirkungsquerschnitt von:

$$\sigma^{\gamma}_{\gamma p}(\gamma p \xrightarrow{\gamma\gamma} \pi^0 X) = 2.0\,\text{pb} \tag{1.54}$$

voraus. Für den Fall elastischer Streuung wird:

$$\sigma^{\gamma}_{\gamma p}(\gamma p \xrightarrow{\gamma\gamma} \pi^0 p) = 78.1\,\text{pb} \tag{1.55}$$

angegeben. Es ist ersichtlich, daß der zu erwartende Beitrag aus Odderon-Austausch (siehe Tabelle 1.1) um mehr als zwei Größenordnungen über dem aus Photon-Photon-Fusion liegt. Ein Wirkungsquerschnitt von 2.0 pb liegt, wie in Kapitel 9 gezeigt, weit unter der aus experimentellen Gründen vorhandenen Nachweisschwelle. Als eine von einem eventuellen Signal zu subtrahierende Untergrundquelle scheidet die Photon-Photon-Fusion aus.

### 1.8.2 Untergründe aus dem Zerfall von $\omega$- und $\rho^0$-Mesonen

In diesem Abschnitt wird der Untergrund aus protondissoziativer $\rho$- und $\omega$-Meson Produktion in Photoproduktionsereignissen diskutiert. Die Prozesse:

$$\gamma p \xrightarrow{I\!P} \omega X \qquad \omega \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma \tag{1.56}$$

$$\gamma p \xrightarrow{I\!P} \rho^0 X \qquad \rho^0 \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma \tag{1.57}$$

| Endzustand | MSV-Vorhersage bei 20 GeV | MSV-Vorhersage (HERA-Energien) |
|---|---|---|
| | $\sigma^{\mathbb{O}}_{\gamma p}$ [nb] | $\sigma^{\mathbb{O}}_{\gamma p}[nb]$ |
| $\pi^0$ $N^*$ | 294 | 597 |
| $\pi^0$ X | 341 | 692 |
| $\sqrt{s_{\gamma p}}$ GeV | 20 | 211 |

Tabelle 1.1: *In der ersten Spalte ist die MSV-Vorhersage für den $\gamma p$-Wirkungsquerschnitt der odderoninduzierten $\pi^0$-Produktion bei 20 GeV angegeben, in der zweiten Spalte der auf HERA-Energien extrapolierte Wert. In der ersten Reihe sind die Ergebnisse für das Modell gegeben, in dem eine Anregung des Protons in eine Nukleonresonanz negativer Parität, nämlich die Resonanzen $N^*(1520)$ und $N^*(1535)$ angenommen wird. Die zweite Reihe gibt die Vorhersage des MSV für den Wirkungsquerschnitt wenn Endzustände mit beliebigen Massen zwischen $1.11$ GeV $\leq M_X \leq 1.99$ GeV erlaubt sind. Die Extrapolation zu HERA-Energien wird mittels Gleichung 1.53 durchgeführt. Die dritte Reihe gibt die gemittelte Schwerpunktsenergie bei der gemessen wurde, beziehungsweise für die innerhalb des MSV gerechnet wurde an. Diese Arbeit bezieht sich im folgenden auf das Modell, das die Anregung in $N^*$-Resonanzen betrachtet.*

sind in dem Fall, in dem das Photon, das nicht aus dem $\pi^0$-Zerfall stammt, dem Nachweis entgeht, ein Untergrund zu der zu untersuchenden odderoninduzierten exklusiven $\pi^0$-Produktion. Der Wirkungsquerschnitt für elastische $\omega$-Produktion beträgt bei einer Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} = 80$ GeV [ZEU96b]

$$\sigma_{\gamma p \to \omega p} = (1.21 \pm 0.12\,\text{stat} \pm 0.23\,\text{sys})\ \mu\text{b}. \tag{1.58}$$

Unter der Annahme, daß der Wirkungsquerschnittes für elastische $\omega$-Produktion eine $W_{\gamma p}^{0.22}$ Energieabhängigkeit aufweist, ergibt sich für eine Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 200$ GeV ein Wert von

$$\sigma_{\gamma p \to \omega p} = 1.48\ \mu\text{b}. \tag{1.59}$$

Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des $\omega$-Meson in $\omega \to \pi^0\gamma$ beträgt $(8.5 \pm 0.5)\%$. Wird das Proton in eine $N^*$-Resonanz angeregt, was konservativ abgeschätzt in 50% der Ereignissen der Fall ist, täuscht die Reaktion, falls das nicht aus dem $\pi^0$-Zerfall stammende Photon nicht nachgewiesen werden kann, die Signatur des Odderonprozesses vor. Eine weitere Untergrundquelle sind $\rho^0$-Photoproduktionsereignisse. Der Wirkungsquerschnitt für elastische $\rho^0$-Produktion bei einer Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 187$ GeV wurde zu [H1 96b]

$$\sigma_{\gamma p \to \rho^0 p} = 13.6 \pm 0.6(\text{stat}) \pm 2.4(\text{sys})\mu b \tag{1.60}$$

gemessen. Das Verhältnis von elastischer zu protondissoziativer $\rho^0$-Produktion beträgt [ZEU98]

$$\frac{\sigma_{\gamma p \to \rho^0 p}}{\sigma_{\gamma p \to \rho^0 X}} = 2.0 \pm 0.2\,(\text{stat}) \pm 0.7\,(\text{syst}). \tag{1.61}$$

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\rho^0 \to \pi^0\gamma$ ist mit $6.8 \cdot 10^{-4}$ sehr viel kleiner als das für den entsprechenden $\omega$-Zerfall. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis der Reaktion $\gamma p \to \omega X \to \pi^0\gamma X$ beträgt somit $\sigma_{\gamma p \to \omega X \to \pi^0 \gamma X} \approx 62.9$ nb und der des Prozesses $\gamma p \to \rho^0 X \to \pi^0\gamma X$ beträgt $\sigma_{\gamma p \to \rho^0 X \to \pi^0 \gamma X} \approx 4.6$ nb. Der Anteil an Ereignissen aus diesen Quellen, bei denen das direkte Photon dem Nachweis entgeht, und der daher mit der Odderonsignatur verwechselt werden, wird mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen abgeschätzt.

## 1.9 Zusammenfassung

Der durch das MSV vorhergesagte totale Wirkungsquerschnitt der Produktion pseudoskalarer Mesonen bei diffraktiver Protonanregung in die Nukleonresonanzen $N^*(1520)$, $N^*(1535)$, $N^*(1650)$ und $N^*(1700)$ in Photoproduktionsereignissen durch Odderonaustausch ist von einer Größenordnung, der durchaus mit dem Detektor H1 meßbar ist. Die Beiträge von Untergrundreaktionen zum Wirkungsquerschnitt sollten klein sein und werden mittels Monte-Carlo Studien abgeschätzt. Diese Arbeit hat zum Ziel den Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \longrightarrow \pi^0 N^*$ aus Daten, die mit dem H1-Detektor in den Jahren 1999 und 2000 genommen wurden, zu messen und die Vorhersagen aus dem Modell des stochastischen Vakuums zu überprüfen.

# Kapitel 2

# Der Speicherring HERA

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden mit dem Detektor H1 am Speicherring HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) aufgezeichnet. Der Speicherring HERA wird seit 1992 vom **D**eutschen-**E**lektronen-**SY**nchrotron (DESY) in Hamburg betrieben. Bei ihm handelt es sich um den weltweit ersten und einzigen Speicherring in dem ein Leptonstrahl, wahlweise Elektronen oder Positronen, mit einem Protonstrahl zur Kollision gebracht wird. HERA eröffnet die Möglichkeit, Elektron-Proton-Streureaktionen bei Schwerpunktsenergien zu vermessen, die um zwei Größenordnungen über der früherer Experimenten mit festen "Target"[1] liegen. Die beiden Strahlen befinden sich in zwei separaten Ringen, dem Elektron- und Protonring. Die Strahlen werden in zwei[2] der vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. Der Speicherring besitzt eine Länge von 6.4 Kilometern und ist in einem bis zu 20 Meter unter der Erde liegenden Tunnel installiert.

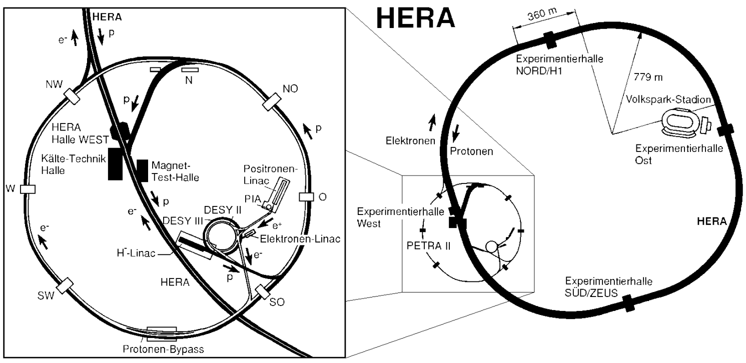



Abbildung 2.1: *Der Speicherring HERA. Links: Die Vorbeschleuniger für HERA. Rechts: Skizze des HERA-Ringes mit den vier Experimenten: H1 (Norden), ZEUS (Süden), Hermes (Osten) und HERA-B (Westen).*

[1] aus dem engl. Ziel

[2] Bei den Experimenten H1 und ZEUS. Sie messen Reaktionen aus $ep$-Kollisionen. Die Experimente HERMES und HERA-B sind Experimente mit einem festen "Target".

Die Beschleunigung der Elektronen und Protonen erfolgt durch eine Kaskade von Vorbeschleunigern. Die Protonen werden aus der Beschleunigung von negativ geladenen Wasserstoffatomen ($H^-$) auf 50 MeV und dem nachfolgenden Abstreifen der Elektronen an einer dünnen Folie gewonnen. Sie werden in den DESY-III Ring injiziert, in dem eine Beschleunigung der Protonen auf eine Energie von 7.5 GeV erfolgt. Ist die Zielenergie erreicht, werden die Protonen in PETRA II eingeführt und auf 40 GeV beschleunigt, um dann mittels schneller "Kicker"-Magnete packetweise in den HERA Speicherring eingebracht zu werden. In HERA findet die Beschleunigung der Protonen auf ihre endgültige Energie von 920 GeV statt.

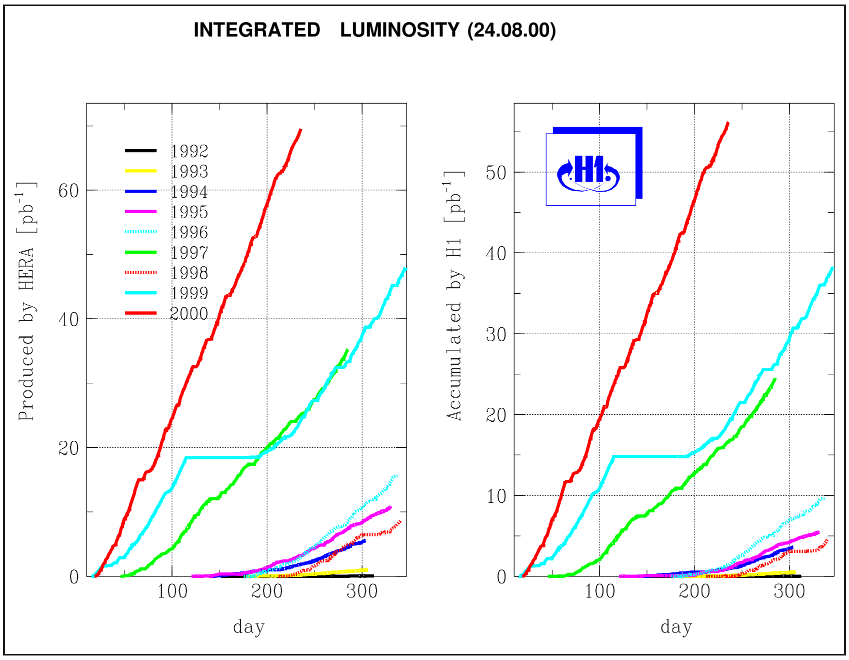



Abbildung 2.2: *Integrierte Luminosität bei HERA und H1*

Die Teilchen für den Elektronstrahl werden thermoelektrisch aus einer Wolframquelle gewonnen. Sind Elektronen für den Leptonstrahl gewählt, so werden die Elektronen aus der Wolframquelle im LINAC I beschleunigt, im Positronfall dagegen findet die Beschleunigung zunächst auf 450 MeV im LINAC II statt. Sie werden auf ein Konversionsziel geschossen, in dem durch Bremsstrahlung und Paarbildung die nötigen Positronen erzeugt werden. Nach einer Beschleunigung der Positronen auf 450 MeV werden die Teilchen im Speicherring PIA gesammelt. Die Elektronen oder Positronen werden in DESY-II injiziert und auf 7.5 GeV beschleunigt und dann in den PETRA-Ring überführt, wo sie weiter auf eine Energie von 14 GeV gebracht werden. Von dort werden sie wieder paketweise in HERA eingeschossen und auf die finale Energie von 27.55 GeV beschleunigt. In HERA werden 210 Teilchenpakete pro Strahl gesammelt. Damit können alle 96 ns Kollisionen zwischen zwei Paketen stattfinden. Das Zusammentreffen zweier Pakete wird auch mit dem englischen Wort "Bunch-Crossing" bezeichnet. Das entspricht einer Frequenz von 10.4 MHz. Bedingt durch den Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt finden effektiv aber im Mittel nur alle 10000 "Bunch-Crossings" eine *ep*-Streuung statt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mit einem

| | 1999 | | | | 2000 | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | Jan-Apr | | Jul-Dez | | Jan-Aug | |
| | $e^-$ | $p^+$ | $e^+$ | $p^+$ | $e^+$ | $p^+$ |
| Strahlenergie [GeV] | 27.6 | 920 | 27.6 | 920 | 27.6 | 920 |
| Mittlerer Strahlstrom [mA] | 74.8 | 18.8 | 83.1 | 20.2 | 86.8 | 25.1 |
| Teilchenpakete | 175 | 175 | 175 | 175 | 175 | 175 |
| Lebensdauer [h] | $\approx 10$ | $> 100$ | $\approx 10$ | $> 100$ | $\approx 10$ | $> 100$ |
| spez. Luminosität $\mathcal{L}_{spez}$ [cm$^{-2}$s$^{-1}$A$^{-2}$] | $6.0 \cdot 10^{29}$ | | $5.3 \cdot 10^{29}$ | | $6.2 \cdot 10^{29}$ | |
| max. Luminosität $\mathcal{L}_{max}$ [cm$^{-2}$s$^{-1}$] | $12.1 \cdot 10^{30}$ | | $12.6 \cdot 10^{30}$ | | $17.9 \cdot 10^{30}$ | |
| integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{int}$ [nb$^{-1}$] | 17673 | | 27316 | | 69518 | |
| nutzbare Luminosität für H1 $\mathcal{L}_{int}$ [nb$^{-1}$] | 14209 | | 20946 | | 56247 | |

Tabelle 2.1: *Einige HERA Parameter für den Zeitraum der Datennahme 1999 und 2000.*

Molekül aus dem noch in der evakuierten Strahlröhre befindlichen Restgases zur Kollision kommt, ist fünfzehnmal größer. So eine Reaktion bezeichnet sich als ein Strahl-Restgas-Ereignis. Die Rate für das Auftreten solcher Kollisionen, die in einer Analyse ein zu subtrahierender Untergrund sind und möglichst durch den Ereignistrigger schon unterdrückt sind, kann aus der Reaktionsrate in den “Pilot-Bunchen”, also Paketen ohne Kollisionspartner, abgeschätzt werden. In Tabelle 2.1 findet sich eine Zusammenfassung der HERA-Parameter für den in dieser Analyse Verwendung findenden Zeitraum.

# Kapitel 3

# Der Detektor H1

Der Detektor H1 ist in der nördlichen Wechselwirkungszone des HERA Speicherringes installiert. Er ist in etwa 12 m lang, 10 m breit, 12 m hoch und besitzt ein Gesamtgewicht von 2800 Tonnen. Der Detektor H1 ist entworfen und gebaut worden um eine größtmögliche Vielfalt an teilchenphysikalischen Reaktionen zu vermessen. Um dieses Ziel zu erreichen, deckt der H1-Detektor, beziehungsweise dessen Komponenten, den gesamten Raumwinkelbereich um den nominellen $ep$-Wechselwirkungspunkt so vollständig wie möglich ab. Idealerweise sollten die Viererimpulse der gestreuten und aller unter Umständen neu erzeugten Teilchen gemessen werden. Im experimentellen Kontext bedeutet das die Vermessung der Spuren der geladenen Teilchen durch den Detektor, ihre Identifizierung und die Bestimmung der korrespondierenden Energien.
Die Spur und der Ursprung der Reaktion, der Wechselwirkungspunkt oder Vertex, wird mit den Spur- und Vertexdetektorsystemen ermittelt. Zur Angabe der Spurparameter ist ein geeignetes Koordinatensystem zu definieren. Bei H1 entschied man sich für ein System, in dem die Flugrichtung des einlaufenden Protons die positive $z$-Achse definiert. Die $+x$-Achse ist auf den Mittelpunkt des HERA Speicherringes gerichtet, die $+y$-Achse senkrecht dazu. Üblicherweise findet zur Beschreibung kein kartesisches Koordinatensystem Verwendung, sondern eine Darstellung in Zylinderkoordinaten, bestehend aus den Komponenten ($z$,$\vartheta$,$\varphi$), die der Geometrie des Detektors und den Meßgegebenheiten besser angepaßt ist. Der Polarwinkel $\vartheta$ wird relativ zur $+z$-Achse angegeben und der Azimutwinkel $\varphi$ errechnet sich aus $\varphi = \arctan(y/x)$. Zur Minimierung der Fehler der Spurmessung und um Einflüsse von totem Material klein zu halten, sind die Detektoren zur Spurmessung am nächsten zum Vertex installiert. Durch die Ungleichheit der Energien der Elektronen und Protonen ist das Schwerpunktsystem der Kollision ungleich dem Laborsystem. Im Laborsystem bewegt sich das Schwerpunktsystem in Richtung der $+z$-Achse und die Teilchendichten sind in dieser Richtung im allgemeinen deutlich höher. Daher ist der H1-Detektor, obwohl ansonsten zylindersymmetrisch aufgebaut, in dieser Richtung stärker instrumentiert. Vom Wechselwirkungspunkt nach außen folgen dem Spursystem die Kalorimeter, deren Aufgabe die Messung der Energie der Teilchen und bis zu einem gewissen Grad auch des Auftreffortes ist. Bedingt durch die Art, in der ein Teilchen mit Materie wechselwirkt, wird zwischen elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern unterschieden. Den Kalorimetern folgt, gesehen vom Vertex nach außen, eine Magnetspule, das instrumentierte Eisen, zur Abschätzung von Leckverlusten aus den Kalorimetern und ein System zur Myonidentifikation. Eine perspektivische Darstellung des Aufbaus des H1-Detektors findet sich in Abbildung 3.1.

In nächsten Abschnitt werden die Komponenten des H1-Detektors in Kürze beschrieben. Eine de-

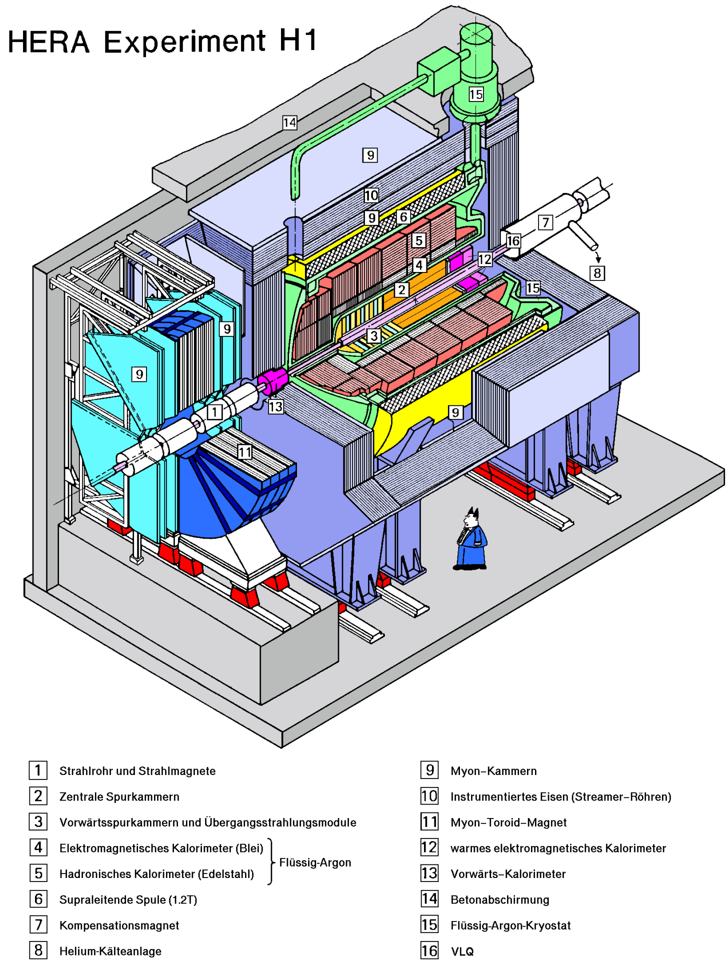



Abbildung 3.1: *Perspektivische Darstellung des Detektors H1.*

tailliertere Beschreibung aller Subsysteme findet sich in [ea96]. Die in dieser Analyse Verwendung findenden Subdetektoren, mit Ausnahme des VLQ-Kalorimeters, dem ein eigenes Kapitel gewidmet ist, werden in den darauf folgenden Abschnitten ausführlicher besprochen. Desweiteren findet sich in diesem Kapitel eine Einführung in das Konzept des H1-Triggers und der Datennahme.

## 3.1 Die Komponenten des H1-Detektors

In diesem Abschnitt wird auf die Komponenten des H1-Detektors eingegangen.

### 3.1.1 Das Spurdetektorsystem

Das H1-Spurkammersystem untergliedert sich bedingt durch seinen Aufbau in drei Teile, den zentralen Spurkammern $\boxed{1}$ (siehe Abbildung 3.1), den Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ und den rückwärtigen Spurkammersystem. Der vollständige Aufbau des Spurkammersystems ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

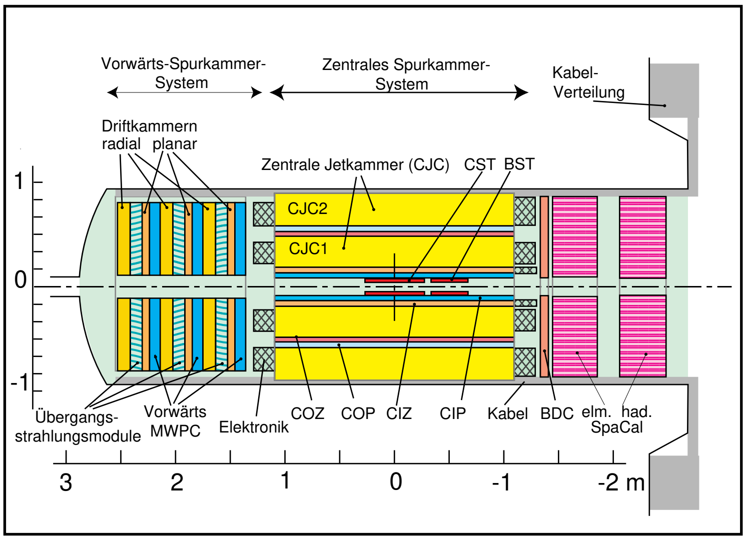



Abbildung 3.2: *Das Spurkammersystem des H1-Detektors in Seitenansicht.*

Die Aufgabe des Spurkammersystems ist die Messung der Impulse von geladenen Teilchen. Aus der Extrapolation der Spuren mehrerer Teilchen kann der Ursprung der Reaktion, der Vertex, bestimmt werden. Das zentrale Spurkammersystem wird 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 (**O**uter) **D**riftchamber) sowie den Proportionalkammern CIP (**C**entral **I**nner **P**roportional Chamber) und COP (**C**entral **O**uter **P**roportional Chamber) gebildet. Die CJC2 deckt den Polarwinkelbereich von $25^0$ bis $155^0$ ab. Die Basis für die Spurrekonstruktion bilden die beiden Jetkammern. Die innere der beiden Jetkammern, die CJC1, ist aus 30 Zellen und 24 Anodendrähten aufgebaut, die äußere CJC2 aus 60 Zellen und 32 Anodendrähten, die parallel zur $z$-Achse angeordnet sind. Das Volumen ist mit einem Gasgemisch aus 89.5% Argon, 9.5% Kohlendioxid und 1% Methan gefüllt. Zur Verbesserung der Spurauflösung sind die Zellen der CJC1 um 30°, die der CJC2 um 60° gegen den Radiusvektor gedreht. Die erreichte Spurauflösung in der $r-\varphi$ Ebene beträgt $\sigma_{r\varphi} \approx 0.177$ mm, in der $z$-Ebene $\sigma_z \approx 22$ mm. Durch eine gute Zeitauflösung von ca $0.5$ nsec können Spuren, die aus Wechselwirkungen in verschiedenen Bunch-Crossings stammen, aufgelöst werden. Die $Z$-Driftkammern CIZ und COZ die-

nen der genaueren Vermessung der $z$-Koordinate einer Spur. Sie bestehen aus Signaldrähten die konzentrisch um die z-Achse angeordnet sind. Sie erreichen eine $z$-Auflösung von $\sigma_z \approx 0.26\,\text{mm}$ mit der CIZ und $\sigma_z \approx 0.20\,\text{mm}$ mit der COZ.
Das Vorwärtsspurkammersystem deckt den Polarwinkelbereich von $7^\circ \leq \vartheta \leq 25^\circ$ ab und baut sich aus drei sogenannten Supermodulen auf, jedes bestehend aus einer planaren Driftkammer, einer Proportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer radialen Driftkammer. Details finden sich in [ea96].
Der rückwärtige Bereich von H1 wird durch eine weitere Driftkammer, die BDC (Backward Drift Chamber ), abgedeckt. Sie überstreicht einen Winkelbereich von $153.5^\circ \leq \vartheta \leq 177.5^\circ$ und wird ausführlicher in [ea96] beschrieben. Für die Suche nach dem Odderon wird das Spurkammersystem zur Vertexfindung benötigt. Lediglich Ereignisse, in denen kein Vertex rekonstruiert werden konnte, kommen für den zu untersuchenden Prozeß in Frage.

### 3.1.2 Die Kalorimeter

Zur Energiemessung verfügt der H1-Detektor über insgesamt fünf Kalorimeter, die unterschiedliche Winkelbereiche abdecken und verschieden aufgebaut sind. Generell schließen sich die hadronischen Kalorimeter nach außen hin den elektromagnetischen an. Diese Anordnung ist angezeigt, weil Hadronen über eine viel größere Wechselwirkungslänge als Elektronen und Photonen verfügen. So beträgt die hadronische Wechselwirkungslänge $\lambda_{had}$ für Eisen $\lambda_{had,Fe} = 16.7\,\text{cm}$, wohingegen die elektromagnetische Strahlungslänge nur $X_{0,Fe} = 17.5\,\text{mm}$ beträgt. Das zentrale und größte Kalorimeter ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr, **L**iquid-**Ar**gon-Calorimeter), das aus einer elektromagnetischen Sektion $\boxed{4}$ zum Nachweis von Elektronen und Photonen und einem hadronischen Teil $\boxed{5}$ besteht. Dieses Kalorimeter ist von dem instrumentierten Eisen $\boxed{10}$ umgeben, das zwei Aufgaben erfüllt. Die eine ist die Rückführung des magnetischen Flusses des H1-Magneten und die andere ist das Messen von Energie aus Schauern, die das LAr- Kalorimeter in radialer Richtung durchstoßen ("Punch-Through"-Ereignisse) mittels Streamerkammern, die in das Eisen eingelassen sind. Der rückwartige Bereich von H1 wird durch das SPACAL-Kalorimeter (**Spa**ghetti **Cal**orimeter) $\boxed{12}$ abgedeckt (siehe Abschnitt 3.2.1). Es besteht wie das LAr-Kalorimeter aus einer elektromagnetischen und hadronischen Komponente. Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, sind seit Mitte 1998 mit dem VLQ-Spektrometer( **V**ery **L**ow **Q**$^2$ Spectrometer) $\boxed{16}$ nachweisbar. Der Bau, die Inbetriebnahme des Systems und die Analyse von Daten die mit den VLQ-Kalorimetern wurden ist ein zentraler Bestandteil dieser Arbeit. Das VLQ-Spektrometer und die VLQ-Kalorimeter werden in den Kapiteln 4 und 5 im Detail besprochen. Im Vorwärtsbereich von H1 sind zwei weitere Kalorimeter installiert, das PLUG Kalorimeter $\boxed{13}$ und ein Kalorimeter zur Detektion von Neutronen unter kleinsten Streuwinkeln, das FNC (**F**orward **N**eutron **C**alorimeter). Das FNC-Kalorimeter ist ebenfalls eine wichtige Komponente in dieser Analyse und wird in Abschnitt 3.2.2 besprochen.

#### Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Vom nominellen Wechselwirkungspunkt eines Ereignisses aus gesehen, deckt das Flüssig-Argon-Kalorimeter einen Polarwinkelbereich von $4^\circ \leq \vartheta \leq 153^\circ$ und damit den kinematischen Bereich von $Q^2 > 100\,\text{GeV}^2$ ab . Das LAr-Kalorimeter ist ein Kalorimeter in Schichtbauweise (sampling calorimeter), das entlang der z-Achse in 8 unabhängige und selbsttragende Ringe unterteilt ist. Jeder der acht Ringe ist nochmals in acht azimutale Oktanten unterteilt. Die Bereiche zwischen den einzelnen Ringen, in denen Teilchen nicht detektierbar sind, werden als $z$-Lücken bezeichnet, die zwischen den azimutalen Oktanten als $\phi$-Lücken. Das in der elektromagnetischen Sektion Verwendung findende passive Material, der Absorber, ist Blei, das in der hadronischen Sektion Edelstahl. Zwischen dem in Form von Platten angeordneten Absorbermaterial befindet sich auf $-183°$ C gekühltes und verflüssigtes Argon als aktives Material. Die Dicke des elektromagnetischen Bereichs beträgt $20 - 30$ Strahlungslängen, der hadronische Teil ist $\lambda_{had} = 4 - 8$ Wechselwirkungslängen dick. Das gesamte Kalorimeter ist in $\approx 45000$ individuell auszulesende Zellen unterteilt. Das LAr-Kalorimeter erreicht eine Energieauflösung von $\sigma_E/E_e = 12\,\%/\sqrt{E\,[\text{GeV}]} \oplus 1\,\%$, für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen und eine von $\sigma_E/E = 50\,\%/\sqrt{E} \oplus 2\,\%$ für Hadronen [H1 94].

#### Das instrumentierte Eisen

Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen ist das LAr-Kalorimeter von einer supraleitende Magnetspule $\boxed{6}$ umgeben, die im Bereich der Spurkammern ein $1.5$ Tesla starkes homogenes Magnetfeld erzeugt. Zur Minimierung des toten Materials vor dem zentralen Kalorimeter und damit der Verbesserung der Energieauflösung, wurde sie außen um das Kalorimeter herum gebaut. Das instrumentierte Eisen, das diese Spule und das LAr-Kalorimeter umgibt, dient der Rückführung des magnetischen Flusses. In das instrumentierte Eisen sind Streamerkammern eingelassen, mit denen besonders hochenergetische Teilchen, deren Schauer das LAr-Kalorimeter durchstoßen, nachgewiesen werden. Ereignisse bei denen ein Teilchenschauer bis in das instrumentierte Eisen eindringt werden als "punch-through" [1] Ereignisse bezeichnet. Die Energieauflösung der Streamerkammern im instrumentierten Eisens, auch als "Tail Catcher" [2] bezeichnet, beträgt $\sigma_E/E = 100\,\%/\sqrt{E/GeV}$.

#### Das Plug Kalorimeter und der Protonrest Detektor

Das Plug Kalorimeter schließt die Lücke zwischen LAr-Kalorimeter und Strahlröhre im äußersten Vorwärtsbereich für Polarwinkel zwischen $0.7° < \vartheta < 3.3°$. In erster Linie dient es dazu, den Verlust von Strahlteilchen in der Nähe der Strahlröhre zu minimieren. Im Polarwinkel zwischen $0.06° < \theta < 0.17°$ gibt es zusätzlich noch ein System aus sieben Szintillatorpaaren, der Protonrest Detektor (**P**roton **R**emnant **T**agger, PRT). Er wird zur Detektion proton-dissoziativer Wechselwirkungen verwendet.

### 3.1.3 Das Myonsystem

Die in das instrumentierte Eisen eingelassenen Streamerkammern dienen zusätzlich zum Nachweis von Myonen mit transversalen Impulsen größer $1.2\,$GeV und werden als zentrales Myonsystem bezeichnet. Es untergliedert sich in drei Sektoren, die vordere Endkappe ($4° < \vartheta < 34°$), dem vorderen und hinteren Zentralbereich, dem Barrel ($34° < \vartheta < 127°$), sowie der hinteren Endkappe ($127° < \vartheta < 174°$). Das System ist aus $10$ Schichten von jeweils $7.5\,$cm starken Eisenplatten aufgebaut, zwischen denen ein Zwischenraum von $2.5\,$cm im Barrelbereich, beziehungsweise $3.5\,$cm in den Endkappen liegt. In diesen $10$ Zwischenräumen sind jeweils Lagen an Streamerkammern installiert. Die Ortsauflösung ist $\approx 4\,$mm für Spuren senkrecht zu den Signaldrähten und

[1] aus dem Engl, der Durchstoß
[2] aus dem Engl, für "Reste Fänger"

$\approx$ 12 mm für parallele Spuren. Zusätzlich zum zentralen Myonsystem verfügt der H1-Detektor noch über ein Vorwärtsmyonsystem $\boxed{9}$, $\boxed{11}$ das einen Winkelbereich von $3^\circ < \vartheta < 17^\circ$ abdeckt.

### 3.1.4 Die Flugzeitmeßsysteme

Zur Unterdrückung von strahlinduzierten Untergründen ist der H1-Detektor mit mehreren Szintillationszählern ausgerüstet, die eine Zeitauflösung im Nanosekundenbereich besitzen. Sie bilden das Flugzeitmeß- oder ToF-System[3]. Zusammen mit SPACAL stellt das ToF System die Information darüber zur Verfügung, ob ein Ereignis innerhalb eines mit einem "Bunch-Crossing" zusammenfallenden Zeitfenster lag. Der Detektor H1 verfügt über die folgenden Flugzeitzähler:

- Das Vorwärts-ToF bei $z = 700$ cm, bestehend aus zwei Szintillatorlagen von $20\times60\times1$ cm$^3$.
- Das Plug-ToF bei $z = 530$ cm, bestehend aus acht Szintillatorlagen mit $15 \times 15$ cm$^2$ Fläche, ist in die Absorberstruktur des Plug-Kalorimeter eingebettet.
- Die innere Vetowand bei $z = -650$ cm und die äußere Vetowand bei $z = -810$ cm mit Größen von $100 \times 90$ cm$^2$, beziehungsweise $500 \times 400$ cm$^2$.
- Der "Forward Interaction Timer" (FIT) bei $z = 270$ cm.
- Das VLQ-ToF. Es ist in Abschnitt 4.6 beschrieben.

## 3.2 Die für diese Analyse wichtigen Detektorkomponenten

In diesem Abschnitt sind die Subdetektoren (außer dem VLQ) besprochen, die in der Suche nach dem Odderon als signalgebende Detektoren Verwendung finden.

### 3.2.1 Das Spacal

Das SPACAL (**Spa**ghetti **Cal**orimeter $\boxed{12}$) ist ein Blei-Szintillator Kalorimeter bestehend aus in Blei eingebetteten szintillierenden Fasern. Es besteht aus einer Sektion zum Nachweis elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen und einer zum Nachweis von Hadronen. Beide sind prinzipiell gleichartig strukturiert und in ihren Abmessungen von gleicher Dimensionierung. Das SPACAL deckt im Azimut den gesamten Winkelbereich von $360^\circ$ ab, im Polarwinkel ein Intervall von $153^\circ < \vartheta < 177.8^\circ$. Die Position innerhalb des H1-Detektors kann aus den Abbildungen 3.1 und 4.3 abgelesen werden. Die elektromagnetische Sektion besteht aus 1172 Zellen. Jede hat einen Querschnitt von $40.5 \times 40.5$ mm$^2$ und wird von je einem Photomultiplier ausgelesen [The96].
Das Verhältnis von passiven zu aktiven Material innerhalb einer Zelle ist $2.3 : 1$, die Tiefe der elektromagnetischen Sektion beträgt 27.5 Strahlungslängen. Die feine Zellgranularität und die hohe Dichte des passiven Materials führen zu einem Molière Radius (siehe Abschnitt 5.1.1) des Schauers von lediglich r$_M = 25.5$ mm. Hierdurch wird eine gute Ortsauflösung von

$$\sigma_r = \frac{(4.4 \pm 0.4)\,\text{mm}}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + (1.0 \pm 0.2)\,\text{mm} \tag{3.1}$$

[3]aus dem engl. für **T**ime **o**f **F**light

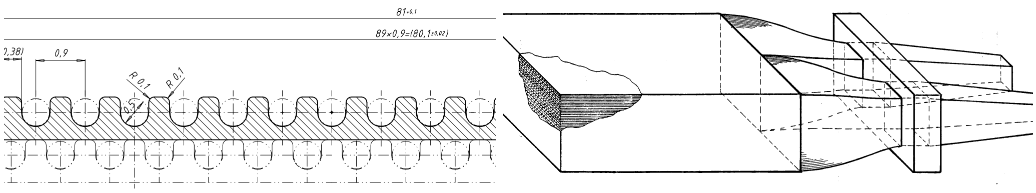


Abbildung 3.3: *Im linken Bild ist eine Frontansicht auf die Blei-Faser Matrix des SPACAL zu sehen. Die Fasern fungieren als aktives Material. Das rechte Bild zeigt den Aufbau eines Submoduls. Das Licht aus den Fasern wird über Faserbündel zu einen Lichtmischer geleitet. Sie werden durch Photomultiplier ausgelesen.*

erreicht. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils beträgt [Swa00]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(7.5 \pm 0.2)\,\%}{\sqrt{E/\,\mathrm{GeV}}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\,\%. \tag{3.2}$$

Die absolute Energieskala für Elektronen mit Energien $E_e > 10\,\mathrm{GeV}$ ist mit einer Unsicherheit von $\lesssim 1\%$, für Energien $E_e < 10\,\mathrm{GeV}$ mit $\lesssim 4\%$ bekannt [Swa00]. Das SPACAL verfügt mit $\sigma_t = (0.38 \pm 0.03)$ nsec über eine sehr gute Zeitauflösung, die zur Erkennung und zum Veto gegen Untergrundereignisse, die nicht im richtigen Zeitfenster stattgefunden haben, verwendet wird. Die hadronische Sektion des SPACAL ist gröber segemtiert und besteht aus 128 Zellen mit einem Durchmesser von $120 \times 120\,\mathrm{mm}^2$. Das Verhältnis zwischen passiven und aktiven Material beträgt 4:1. Die relative Energieauflösung für Hadronen ist $\frac{\sigma(E)}{E} = (56.0 \pm 3.0)\,\%$ . Eine genauere Beschreibung des SPACAL und seiner Ereignisrekonstruktion findet sich in [Sch98].

### 3.2.2 Das Vorwärtsneutronkalorimeter

Seit 1996 verfügt das H1-Experiment über ein Kalorimeter, das FNC (**F**orward-**N**eutron-**C**alorimeter), zur Messung von Neutronen, die unter kleinsten Winkeln in den Vorwärtsbereich des H1-Detektors gestreut werden. Ursprünglich fand es in dem WA89-Experiment am CERN[4] SPS[5] Einsatz, das sich mit der Untersuchung von Hadronen die charm- und strange-Quark enthalten beschäftigte [For87] und mittlerweile beendet ist. Das Neutronkalorimeter ist 107 m vom Wechselwirkungspunkt in Proton Flugrichtung um das Protonstrahlrohr herum installiert. Der schematische Aufbau des FNC wird in Abbildung 3.4 gezeigt.
Das FNC Kalorimeter ist, wie das SPACAL, ein Spaghetti Kalorimeter bestehend aus Blei und longitudinal ausgerichteten szintillierenden Fasern von 2 m Länge. Die hadronische Wechselwirkungslänge des Kalorimeters ist $\lambda = 9.5$. Das Szintillationslicht wird über Lichtleiter gebündelt, auf Photomultiplier geleitet und elektronisch ausgelesen. Die Bleiplatten haben eine Dicke von 1.92 mm und besitzen im Abstand von 2.22 mm longitudinale Faserkanäle. Das Blei zu Szintillator

[4] Organisation Européene pour la Recherche Nucléaire
[5] **S**uper **P**roton **S**ynchrotron

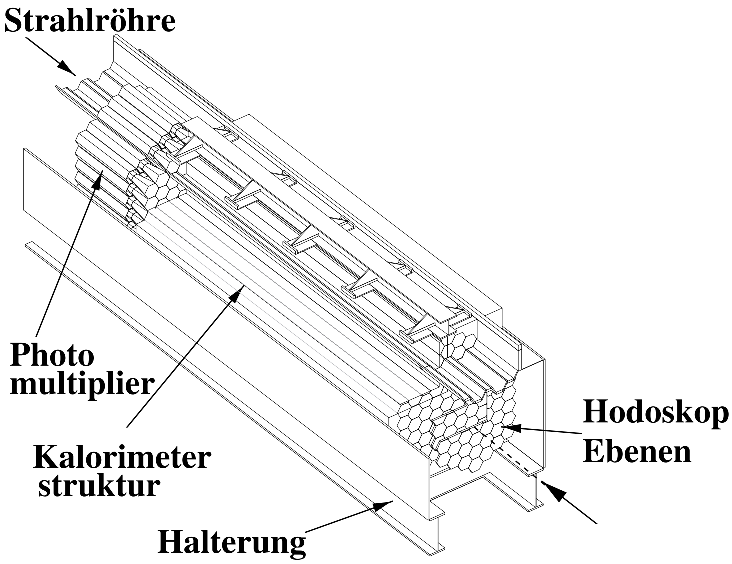



Abbildung 3.4: *Das Bild zeigt den Aufbau des Vorwärtsneutronkalorimeters in einer Schnittdarstellung.*

Verhältnis beträgt 4:1. Die relative Energieauflösung des FNC für Neutronen zwischen 300 GeV und 820 GeV ist nahezu konstant und beträgt: [Nun99]

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx 20\%. \tag{3.3}$$

Die Spaghetti-Struktur des Kalorimeters erlaubt die Bestimmung des Auftreffortes der Neutronen und damit die Messung des Neutron-Transversalimpulses. Bedingt durch den symmetrischen Aufbau des Kalorimeters und dem fast senkrechten Auftreffen der Neutronen gilt $\sigma_x \approx \sigma_y$. Die Ortsauflösung als Funktion der Energie wurde zu [Nun99]:

$$\sigma_{xy}(E) = \left( \frac{5.13 \pm 0.81}{\sqrt{(E\,[\mathrm{GeV}])}} + (0.22 \pm 0.07) \right) \mathrm{cm} \tag{3.4}$$

gemessen. Die Akzeptanz für Neutronen ist im wesentlichen durch die Struktur der HERA Strahloptik gegeben. Um das Kalorimeter erreichen zu können, müssen die Neutronen 107 m durch den HERA Tunnel zurücklegen. Bei $z = 93$ m verlassen sie durch ein Fenster das Strahlrohr. Zur Fokussierung und Ablenkung des Protonstrahles sind mehrere Quadrupol- und Dipolmagnete installiert, die nahe an die Strahlröhre heranreichen [Met98] und die Akzeptanz des FNC für Neutronen beschränken. Der Akzeptanzbereich des FNC in der H1 $xy$-Ebene ist in Monte-Carlo-Studien, die eine GEANT-Simulation [IT/93] der Strahloptik beinhalten, bestimmt worden und wird in Abbildung 3.5 gezeigt.

Die Gesamtfläche, in der die Akzeptanz für hochenergetische Neutronen größer als 90% ist, beträgt ca. 50 cm$^2$ und entspricht Streuwinkeln von $\vartheta \leq 1.0$ mrad. Die beschränkte geometrische Akzeptanz hat starke Auswirkungen auf die Form der gemessenen Neutronenergieverteilung und führt zu einer bevorzugten Messung von hochenergetischen Neutronen [Nun99].

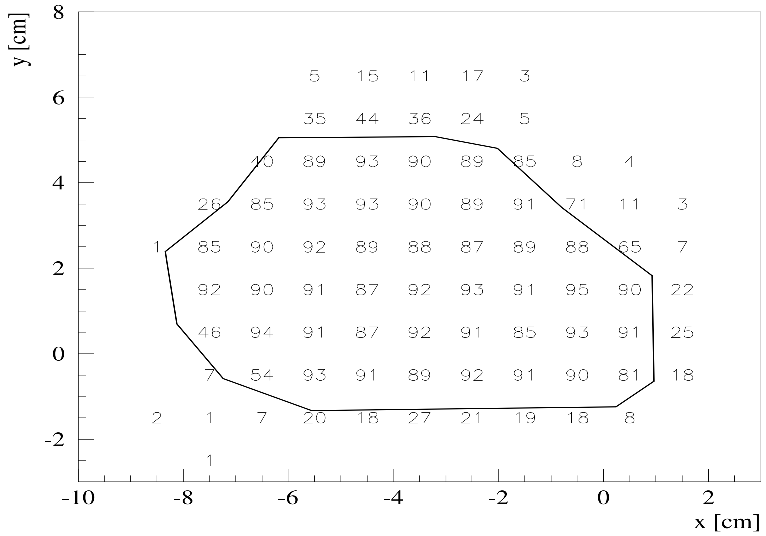



Abbildung 3.5: *Gezeigt ist das Ergebnis einer Akzeptanzstudie in der der Bereich des Vorwärtsneutronkalorimeter bestimmt wurde, in dem die Akzeptanz für Neutronen größer als 90% ist. Die Größe des Bereichs beträgt in etwa* $50\,cm^2$ *und ist im wesentlichen durch die HERA-Strahloptik vorgegeben. Aus [Nun99].*

### 3.2.3 Das Luminositätsmeßsystem

Die Luminosität $\mathcal{L}$ wird definiert über die Zahl $\dot{N}$ der Wechselwirkungen die pro Zeiteinheit für einen bestimmten physikalischen Prozeß mit Wirkungsquerschnitt $\sigma$

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma \tag{3.5}$$

stattfinden. Zur Luminositätsmessung benötigt man einen Prozeß dessen Wirkungsquerschnitt sehr gut bekannt ist und der über einen großen Wirkungsquerschnitt verfügt. Im H1-Experiment findet der Bethe-Heitler Prozeß ($ep \to e\gamma p$, QED-Bremsstrahlung) Verwendung. Die Bethe-Heitler Reaktion ist ein rein elektromagnetischer Vorgang, der im Rahmen der QED sehr gut verstanden und berechenbar ist. Der Wirkungsquerschnitt ist so groß, daß statistische Fehler bei der Messung keine Rolle spielen. Zum Nachweis der Produkte des Bethe-Heitler Prozesses existiert ein eigenständiges Subdetektorsystem bestehend aus zwei kleinen Kalorimetern, eines zur Messung des Elektrons und das andere zum Photonnachweis. Abbildung 3.6 zeigt die geometrische Anordnung des Luminositätssystems, ebenso wie ein repräsentatives Bethe-Heitler Ereignis. Das Kalorimeter zur Messung des Elektrons befindet sich bei $z = -33\,$m und besteht aus einer $7 \times 7$ Matrix von TlCl/TlBr Kristallen, jedes mit einem Durchmesser von $154 \times 154\,$mm. Die gestreuten Elektronen werden durch ein System aus Ablenk- und Quadrupolmagneten bei $z = -27.3\,$m abgelenkt und treffen bei $z = -33.4\,$m auf das Elektronkalorimeter. Der Detektor hat eine Akzeptanz für Elektronen in $y = 1 - \frac{E_e'}{2E_e}(1 - cos\vartheta_e)$ von $0.2 < y < 0.8$ [Col96a]. Das Photon verläßt bei $z = -92.3\,$m die Strahlröhre durch ein Fenster und trifft bei $z = -102.3\,$m auf das Photonkalorimeter. Es ist von derselben Zusammensetzung wie das Elektronkalorimeter, jedoch nur in $5 \times 5$ Zellen segmentiert. Um Untergrund durch Synchrotronphotonen im Photondetektor zu minimieren, ist eine zwei Strahlungslängen dicke Bleiplatte vor dem Kalorimeter angebracht. Zur Abschirmung des

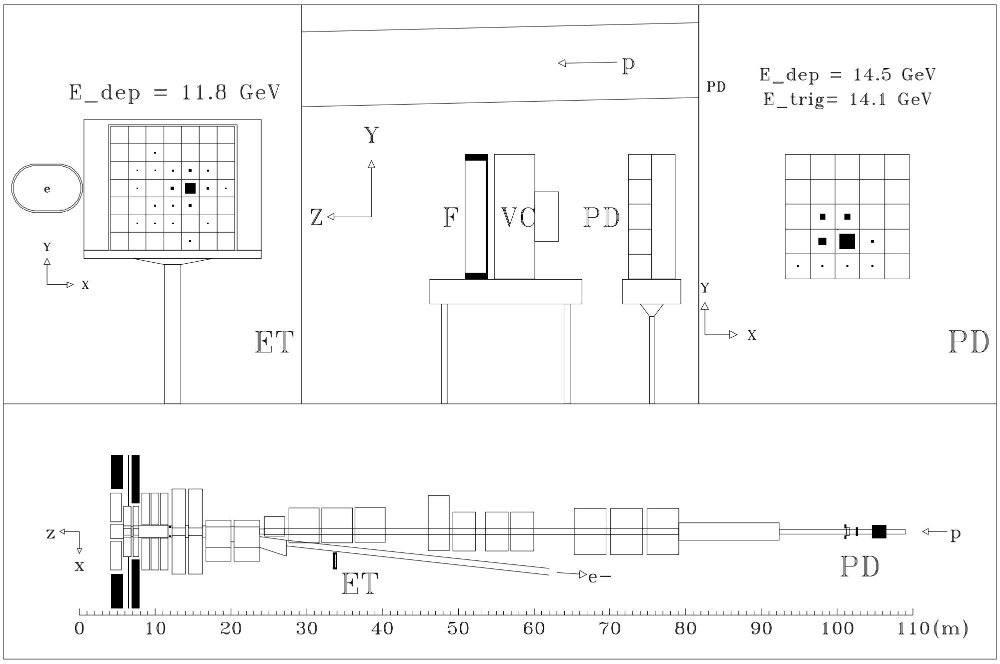



Abbildung 3.6: *Das gestreute Elektron aus dem Bethe-Heitler Prozeß wird in dem Elektronkalorimeter (ET) gemessen. Das Photon wird im Photondetektor (PD) nachgewiesen, der durch einen Bleifilter vor Synchrotronphotonen geschützt ist. In diesem Ereignis hatte das gestreute Elektron eine Energie von* $E_e = 11.8$ *GeV und das Bremsstrahlungsphoton von* $E_\gamma = 14.5$ *GeV.*

Detektors in Richtung des $p$-Strahls ist der Photondetektor hinter einer zwei Meter dicken Eisenwand [ea96] angebracht. Der verbleibende Untergrund aus Strahl-Restgas-Ereignissen wird aus der Rate von Ereignissen aus "pilot-bunchen" abgeschätzt und subtrahiert. Die Luminosität kann nach zwei Methoden bestimmt werden. Die erste Methode ist die koinzidente Messung des Elektrons und Photons in den dafür vorgesehenen Kalorimetern. Sie findet bei der Echtzeitmessung ("online") Verwendung. Später kann in einer detaillierten "offline" Analyse die Luminosität alleine aus der Messung des Photons bestimmt werden. Die Photonmethode führt zu einer genaueren Messung, ihre systematischen Fehler sind kleiner. Die Luminosität errechnet sich aus:

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

wobei $R_{tot}$ die gesamte Rate an Bremsstrahlungs-Ereignissen ist und $R_0$ die Rate an Untergrunderereignisse aus den "pilot-bunchen". $I_{tot}$ und $I_0$ sind die entsprechenden Strahlströme und $\sigma_{\text{vis}}$ der sichtbare Wirkungsquerschnitt des Bethe-Heitler Prozesses, korrigiert auf Akzeptanz und Triggerschwellen Effekte. Die Genauigkeit der Luminositätsmessung im Datennahmezeitraum 1998 und 1999 ist 2.5% [Lev99].

## 3.3 Das H1-Trigger- und Auslesekonzept

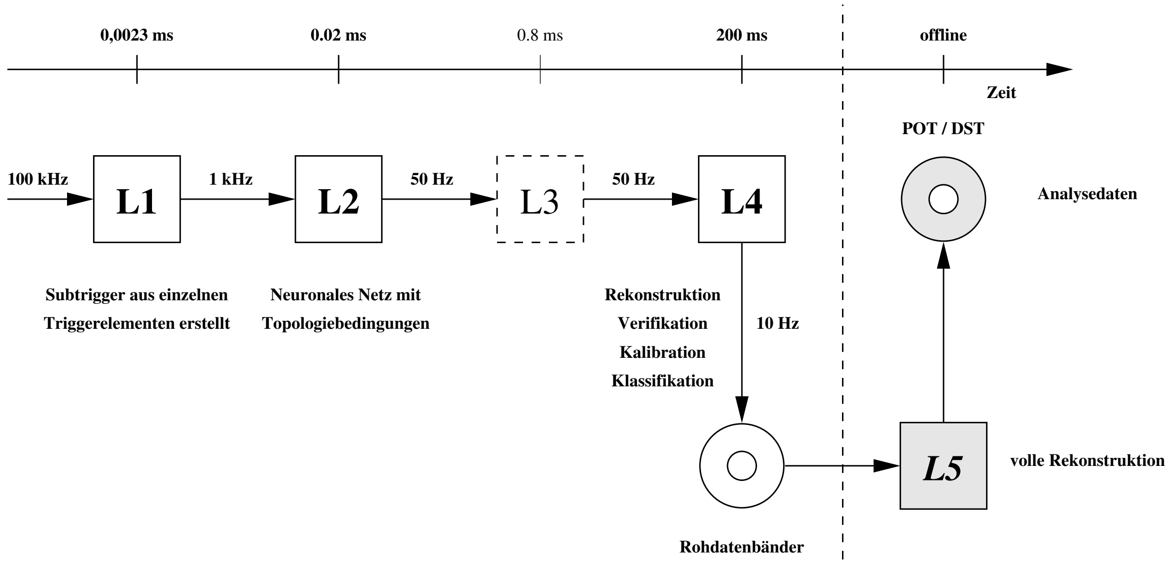



Abbildung 3.7: *Prinzipieller Aufbau des H1-Triggersystems und der Datennahme.*

Das H1-Triggersystem hat die Aufgabe physikalisch interessante Ereignisse von denen zu trennen, die aus Untergrundquellen stammen oder nicht zu den Klassen der zu untersuchenden Reaktionen gehören. Die Hauptuntergrundquellen bei HERA sind

- Strahl-Wand Ereignisse.
  Dieser Untergrund entsteht durch Wechselwirkung von Strahlteilchen, im wesentlichen Protonen, mit dem Material des Strahlrohres. Die Rate, mit der solche Ereignisse auftreten, beträgt 50 kHz

- Strahl-Gas Ereignisse.
  Sie kommen durch Wechselwirkung der Strahlteilchen mit Restgasatomen in der Strahlröhre zustande. Die typische Rate ist 1 kHz

- Kosmische Myonen.
  Diese Teilchen verursachen mit einer mittleren Rate von 1 kHz Spuren im Detektor und können daher zu einer positiven Triggerentscheidung führen.

- Myonen aus dem Halo des Protonstrahls, die parallel zu ihm den Detektor passieren.

Die mittlere Rate an interessierenden Ereignissen liegt in etwa drei Größenordnungen unter der der Summe der Untergrundraten. Erschwerend kommt die sehr hohe "bunch-crossing" Frequenz von 10 MHz hinzu, die alle 96 nsec zu neuen Ereignissen führen kann, die durch den Trigger beurteilt werden müssen. Das H1-Experiment verfügt über ein fünfstufiges Triggerkonzept zur Ereignisselektion.

### Die Triggerstufe L1

Als Eingabe in die erste Triggerstufe werden von speziellen Detektorkomponenten, auf denen die Triggerentscheidung basiert, schnelle analoge Signale erzeugt, die z.B ein Maß für die Energie in einem Kalorimetersegment sind. Mittels eines oder mehrerer Diskriminatoren werden die analogen Amplituden mit voreingestellten Schwellen verglichen und das Ergebnis digital kodiert. Diese digitalen Signale werden als Triggerelemente bezeichnet und an die zentrale Triggerlogik von H1, der CTL (" **C**entral **T**rigger **L**ogic"), weitergeleitet. Der wesentliche Bestandteil der CTL ist eine programmierbare Tabelle (LUT)[6] deren Aufgabe es ist, die eingehenden digitalen Triggerelemente durch boolesche Operationen zu Subtriggern zu kombinieren. Maximal möglich sind 256 Triggerelemente, die zu 128 Subtriggern kombinierbar sind. Auf Grund der sehr unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte einzelner Reaktionskanäle ist es für Reaktionen mit großen Wirkungsquerschnitten nicht praktikabel, alle Ereignisse zu akzeptieren. Es wird ein Untersetzungsfaktor, der Prescale Faktor[7], eingeführt. Er sorgt für eine gleichmäßige Anreicherung der einzelnen Datensätze und hält die Totzeit im Detektor, also das Zeitintervall, in dem der Trigger nicht meßbereit ist, klein. Der ersten Triggerstufe stehen $2.5\,\mu$sec zur Verfügung, um alle Subtrigger auszuwerten. Das ist die maximale Zeitspanne über die die Ereignisdaten in den Auslesepipelines der Detektorkomponenten gehalten werden können. Nach $2.5\,\mu$sec müssen die so zwischengespeicherten Daten durch neue überschrieben werden. Der Vorgang der kontinuierlichen Zwischenspeicherung erlaubt einen totzeitfreien Betrieb der Triggerstufe L1 bis zu dem Zeitpunkt an dem ein Ereignis akzeptiert wurde. Ist zumindest eine der Subtrigger Bedingungen erfüllt, wird die kontinuierliche Zwischenspeicherung der Ereignisse in den Auslesepipelines der einzelnen Subdetektorsysteme gestoppt und die zweite Triggerstufe durch das sogenannte L1KEEP Signal aktiviert. Der Trigger ist von dem Moment an inaktiv, bis die zweite Triggerstufe eine Entscheidung herbeigeführt hat und die Ereignisauslese startet oder das Ereignis verwirft.

### Die Triggerstufe L2

Die Triggerstufe L2 wird durch das L1KEEP Signal der ersten Stufe aktiviert. Sie besteht aus zwei verschiedenen und voneinander unabhängigen Komponenten. Die erste ist ein auf neuronalen Netzen basierender Trigger, die andere ein auf topologischen Bedingungen beruhender Trigger. Beide Systeme stellen nach einer Bearbeitungszeit von $20\,\mu$s weitere 16 Triggerelemente zur Verfügung, die mit den schon vorhandenen Elementen der ersten Stufe kombinierbar sind. Akzeptiert die zweite Stufe ein Ereignis beginnt die Auslese der Daten der einzelnen Subdetektorsystemen aus den Auslesepipelines. Die Auslese beansprucht im Mittel $1-2\,$ms in denen der Detektor nicht meßbereit ist. Die Daten der einzelnen Komponenten werden durch den "Event-Builder"[8] zu einem H1-Ereignis zusammengesetzt.

### Die Triggerstufe L3

Die Triggerstufe L3 sollte auf Mikroprozessoren basieren und in der Lage sein, komplexe Algorithmen auf die Daten anzuwenden und innerhalb von $800\,\mu$s eine Entscheidung treffen . Sie ist im Moment nicht implementiert.

[6] **L**ook-**U**p-**T**able
[7] aus dem Englischen für Untersetzungsfaktor
[8] engl, wörtlich übersetzt "Ereignis Aufbauer"

### Die Triggerstufe L4

Die vierte Triggerstufe ist die letzte Stufe im H1 Triggerkonzept, die die Daten in Echtzeit bearbeitet. Die Triggerstufe L4 bekommt die vollständigen Daten eines Ereignisses von dem “Event-Builder” zur Verfügung gestellt, der die Daten der einzelnen Subdetektoren bezüglich eines Ereignisses synchronisiert, zusammensetzt und in einem speziellen Format abspeichert. Es können jeweils 30 Ereignisse im Eingangsspeicher des L4 Triggers, auch Filter Farm genannt, gehalten werden. Jedes Ereignis wird einem der 32 Prozessoren zugeteilt und bearbeitet. Auf der Filter Farm läuft in einer leicht reduzierten Form das Programmpaket H1REC, das aus Detektorrohdaten Ereignisse rekonstruiert und abgeleitete physikalische Variablen errechnet, z.B $y$ und $Q^2$. Auf diesen Variablen basieren die “L4 Finder”, die komplexe Ereigniseigenschaften auf Basis der abgeleiteten Größen bewerten. Ziel ist eine Reduktion der L4 Eingangsrate von $50\,\mathrm{Hz}$ um einen Faktor $5-10$ auf maximal $8\,\mathrm{Hz}$ Ausgangsrate. Wenn mindestens einer der Suchalgorithmen das Ereignis akzeptiert, wird es permanent auf Magnetbändern gespeichert. Die Ereignisse werden nach ihrem physikalischen Ursprung klassifiziert. Die Klassen können später im Rahmen einer Physikanalyse für die Ereignisselektion verwendet werden.

### Die Triggerstufe L5

Vor 1998 fand auf der Triggerstufe L4 keine endgültige Ereignisklassifikation statt. Statt dessen sind die Rohdaten zeitlich versetzt, unter Einbeziehung einer verbesserten Kalibration und komplexeren Algorithmen, vollkommen neu rekonstruiert und bewertet worden. Fiel die Entscheidung negativ aus wurde das Ereignis nicht auf die endgültig zu Analysen zur Verfügung gestellten Datensätze (POT;DST)[9] kopiert. Der L5 Trigger war ein vollständig asynchroner Trigger. Durch eine Erweiterung der Triggerstufe L4 und der damit verbundenen gestiegenen Gesamtprozessorleistung kann seit 1998 die vollständige Rekonstruktion und Klassifikation auf der vierten Stufe durchgeführt werden. Es gibt keinen Grund mehr, auf der fünften Stufe Daten zu verwerfen, wenngleich wie früher alle Daten noch einmal rekonstruiert werden um verbesserte und nicht in Echtzeit verfügbare Kalibrationen anzuwenden.

Für diese Analyse sind die Triggerstufen L1 und L4 von Bedeutung. Auf der ersten Stufe wurden 1999 zwei neue Subtrigger für die Odderonsuche implementiert und auf L4 eine zusätzliche Bedingung an die durch diese Subtrigger akzeptierten Ereignisse gestellt. Die Trigger der zweiten Stufe werden nicht verwendet. Die L1 und L4 Bedingungen werden in Kapitel 9 genauer beschrieben.

[9]POT, **P**hysics **O**utput **T**ape; DST, **D**ata **S**ummary **T**ape

# Kapitel 4

# Das VLQ-Spektrometer

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das VLQ-(**V**ery **L**ow **Q**$^2$) Spektrometer. Es werden die Anforderungen, die sich aus der ursprünglichen physikalischen Motivation ergeben, erläutert und die einzelnen Komponenten des VLQ-Spektrometer beschrieben. Die Kalorimeter, Kalibration und Rekonstruktion von Kalorimeterdaten sind in seperaten Kapiteln besprochen.

## 4.1 Physikalische Motivation zum Bau des VLQ Spektrometers

Abbildung 4.1 zeigt den totalen gemessenen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma^* + p \to X$ als Funktion von $Q^2$ und $W$. In dem $Q^2$-Intervall von $0.01 \leq Q^2 \leq 1.0\,\mathrm{GeV}^2$ wurden bisher nur Messungen durch das Experiment ZEUS durchgeführt. Das VLQ-Spektrometer wurde entworfen, den bisher dem H1-Experiment meßtechnisch nicht zugängliche Bereich zwischen $0.01 \leq Q^2 \leq 1.0\,\mathrm{GeV}^2$ und $10^{-7} \leq x_{Bj} \leq 10^{-5}$ zu erschließen.
Abbildung 4.2 zeigt die kinematische Akzeptanz des H1-Detektors in der $(x_{Bj}, Q^2)$-Ebene und die Erweiterung des zugänglichen Meßbereichs durch das VLQ-Spektrometer.
Ein ganz wesentlicher Gedanke, der den Bau des VLQ-Spektrometers motivierte, war der Wunsch, ein besseres Verständnis für den Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung zu erlangen. Eines der herausragenden Ergebnisse der HERA-Experimente ist die Messung der Strukturfunktion $F_2(x_{Bj}, Q^2)$ über einen sehr großen Bereich in $x_{Bj}$ und $Q^2$. Eine erste Messung der Strukturfunktion $F_2(x_{Bj}, Q^2)$ in dem für das VLQ zugänglichen kinematischen Bereich findet sich in [Mey00]. Eine große Anzahl weiterer teilchenphysikalischer Reaktionen kann in dieser bisher für das Experiment H1 unzugänglichen kinematischen Regionen studiert werden. Eine ist die Vektormesonproduktion bei kleinen Impulsüberträgen. Erste Ergebnisse liegen vor, z.B. die Messung des Wirkungsquerschnittes der elastischen $J/\psi$-Produktion bei $Q^2 = 0.26\,\mathrm{GeV}^2$ zu $\sigma_{\gamma p} = 65.3 \pm 11.1(stat) \pm 7.4(sys)\,\mathrm{nb}$ [Hur00]. Eine weitere mögliche Messung ist die Untersuchung des Verhältnisses des Wirkungsquerschnittes der Produktion von $\rho^0$ Mesonen zu $J/\psi$ Mesonen. Experimente mit reellen Photonen ($Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$) ergeben einen Faktor 1000 größeren Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $\rho^0$ Mesonen. Ein H1-Ergebnis zeigt, daß die Wirkungsquerschnitte bereits bei $Q^2 = 17\,\mathrm{GeV}^2$ fast identisch sind [H1 96c]. Das VLQ erlaubt die Messungen des Übergangs. Die Bestimmung der Photonstrukturfunktion in diesem Bereich wird möglich.
Ein weiteres Thema ist die Suche nach odderoninduzierten Reaktionen mit der sich diese Arbeit beschäftigt.

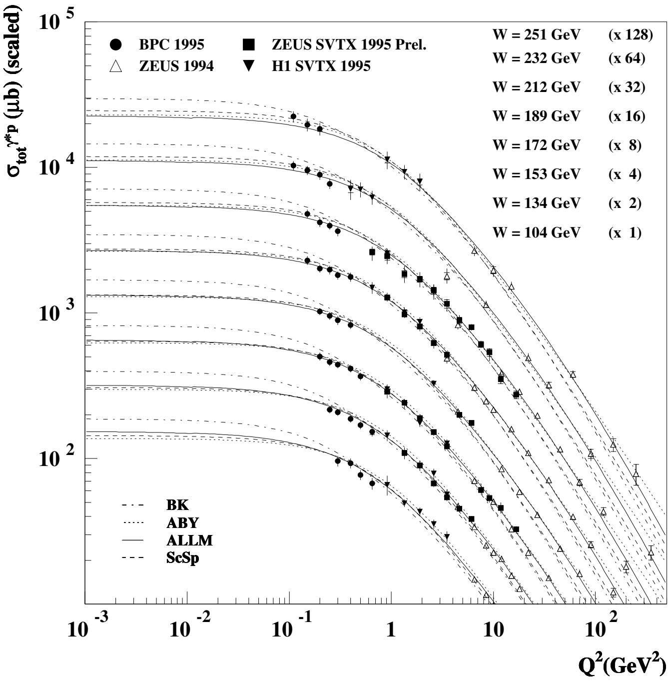



Abbildung 4.1: *Die von den Experimenten H1 und ZEUS gemessenen Wirkungsquerschnitte der Photon-Proton Streuung mit $W$ als Parameter. Im Meßbereich des VLQ-Spektrometers zwischen* $0.01\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 1\,GeV^2$ *liegen bisher lediglich Messungen durch das Experiment ZEUS vor. Die ZEUS-Messungen wurden mit einem dem VLQ-Spektrometer sehr ähnlichen Meßaufbau, dem BPC (beam-pipe-calorimeter), durchgeführt. Das VLQ-Spektrometer wird es dem Experiment H1 ermöglichen, die Messungen, die mit dem ZEUS-BPC durchgeführt wurden, zu überprüfen und zu ergänzen. Aus [Sur98].*

## 4.2 Der strukturelle Aufbau des VLQ Spektrometers

Das VLQ muß in der Lage sein Elektronen, die unter kleinen Winkeln in den Rückwärtsbereich des H1-Experiments gestreut werden, nachzuweisen. Es ist in drei Meter Entfernung vom Wechselwirkungspunkt am Kompensationsmagneten angebracht. Das VLQ-Spektrometer besteht aus zwei unabhängigen Modulen, eines ist oberhalb und das andere unterhalb der Strahlröhre montiert. Das VLQ-Spektrometer wurde 1998 in den H1-Detektor integriert. Abbildung 4.3 zeigt die maßstabsgetreue Positionierung des VLQ-Spektrometers innerhalb des H1-Detektors.

Jedes der VLQ-Spektrometer Module setzt sich aus einem elektromagnetischen Kalorimeter, einem vorgelagerten Spurdetektorsystem bestehend aus Siliziumstreifendetektoren und einem Flugzeitmeßsystem zusammen. Beide Module sind an einem Fahrmechanismus befestigt, der es erlaubt, die Detektoren je nach Strahlbedingungen nahe an die Strahlachse heran oder in eine weiter von ihr entfernte Position zu bringen. Abbildung 4.3 zeigt die Positionierung des VLQ-Spektrometers nahe dem zylinderförmigen Kompensationsmagneten. Um Platz für das VLQ zu schaffen, mußte ein 50 cm langes Stück aus dem Eisenjoch herausgesägt werden. Die Strahlröhre verjüngt sich direkt vor dem Spektrometer auf einen Durchmesser von 6 cm. Neben der Möglichkeit näher am Strahl zu messen, erzeugt die Verjüngung ein Austrittsfenster für Teilchen und minimiert die Weglänge, die die Elektronen durch das Material der Strahlröhre zurücklegen müssen. Im zugänglichen Meßbereich beträgt die Menge an totem Material weniger als eine Strahlungslänge [Col96b].

## 4.3 Die Spurdetektoren des VLQ-Spektrometers

Die Aufgabe der Spurdetektoren ist die Messung des Auftreffpunkts eines Teilchens auf dem Kalorimeter und die Bestimmung des Ursprungspunktes der Reaktion, des Ereignisvertex. Der Vertex-Bestimmung kommt im Fall des VLQ-Spektrometers eine besondere Bedeutung zu, da Teilchen, die in den Meßbereich des VLQ gestreut werden, in den anderen Spurdetektorsystemen des H1-Detektors keine Spuren hinterlassen, und damit keine Information über den Vertex der Reaktion zur Verfügung steht. Kann kein Vertex rekonstruiert werden, so ist die beste Annahme die zur Verfügung steht, die des Runvertexes. Der Runvertex wird aus dem Mittelwert aller Vertizes eines Datennahmeabschnittes bestimmt, üblicherweise ist das über die Zeitdauer eines Runs[1]. Die z-Vertex Auflösung beträgt für Ereignisse mit Spuren in den zentralen Spurkammern $\sigma(z_{vtx}) = 0.14\,\text{cm}$. Bei Ereignissen ohne Spuren muß der Runvertex und sein Fehler bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen herangezogen werden. Die z-Vertex Auflösung verschlechtert sich für Ereignisse ohne Spuren auf $\sigma(z_{vtx}) = 10.5\,\text{cm}$. Der Fehler bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen des Ereignisses ist vollständig durch den Fehler auf den Vertex dominiert. Durch Einsatz des VLQ-Spurdetektors kann die z-Vertex Auflösung in dem dem VLQ-Spektrometer zugänglichen kinematischen Bereich erheblich verbessert werden. Eine weitere wichtige Aufgabe des Spurdetektors, ist die Separation von Elektronen, die ein Signal beim Durchgang durch den Siliziumdetektor erzeugen, von Photonen, die keine hinterlassen. Zur Spur- und Vertexrekonstruktion, unter der Vernachlässigung von Bahnkrümmungseffekten durch Magnetfeldern bei geladenen Teilchen, müssen mindestens zwei Punkte bekannt sein. Sie ist um so genauer, je weiter die beiden Punkte voneinander entfernt liegen, da der Spurwinkel, der sich aus $\alpha = \arctan \frac{r_2 - r_1}{z_2 - z_1}$ errechnet, für große $z_2 - z_1$ weniger empfindlich gegenüber Fehlern in der Messung von $r_2 - r_1$ wird. $r_1$ und $r_2$ sind die Entfernungen des Meßpunktes im Spurdetektor zur Strahlachse. Aus diesen Gründen ist das VLQ-Spurdetektorsystem aus zwei Doppellagen von Siliziumstreifendetektoren aufgebaut. Die beiden Doppellagen haben den durch die örtlichen Verhältnisse vorgegebenen maximal möglichen Abstand von $10.8\,\text{cm}$ zueinander. Der Spurdetektor eines VLQ-Moduls besteht aus insgesamt zehn Siliziumstreifendetektoren, deren Auslesestreifen sowohl horizontal als auch vertikal bezüglich des H1-Koordinatensystems orientiert sind. Die unterschiedliche Ausrichtung der Detektoren einer Doppellage erlaubt die Vermessung der Bahn eines ionisierenden Teilchens in der $x$ und $y$-Koordinate. Die Streifendetektoren bestehen aus $300\,\mu m$ dickem n-dotierten Silizium auf dessen Oberfläche beidseitig Auslesestreifen implantiert sind. Jeder verfügt über $1280$ Auslesestreifen, wovon aber nur die $640$ auf der p-Seite ausgelesen werden. Die Streifenbreite ist $12\,\mu m$, der Abstand zwischen zwei Streifen beträgt $50\,\mu m$. Die Auflösung der vertikalen Spurdetektoren, die die Auflösung in $x$ messen, beläuft sich auf $\sigma_x = 15.2\,\mu m$, die der horizontalen auf $\sigma_y = 24\,\mu m$. Die z-Vertex Auflösung des unteren Moduls ist $\sigma_{zVtx,unten} = 5.5\,cm$, die des oberen $\sigma_{zVtx,oben} = 3.9\,cm$ [Hur00]. Die bessere Vertexauflösung des unteren Moduls begründet sich aus dem größeren Abstand zur Strahlachse, siehe Abschnitt 4.5.

[1] engl. Begriff der für Datennahmeabschnitt steht

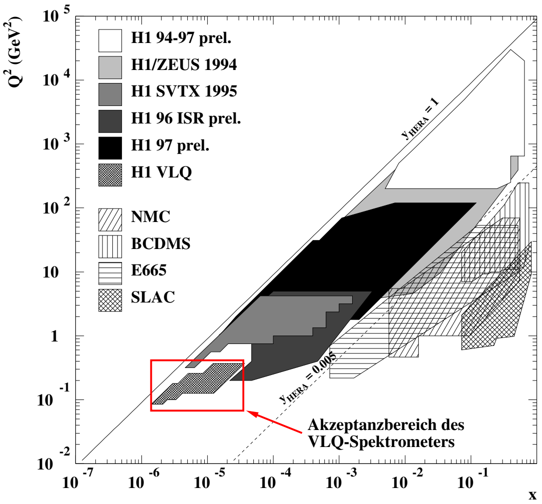



Abbildung 4.2: *Die kinematische Akzeptanz des H1-Detektors in der* $(x_{Bj}, Q^2)$*-Ebene. Zum Vergleich sind noch die kinematischen Bereiche einiger Fixed-Target-Experimente abgebildet. Der VLQ-Detektor erweitert den Meßbereich des H1-Detektors im Bereich kleiner Werte von* $Q^2$ *und* $x_{Bj}$*.*

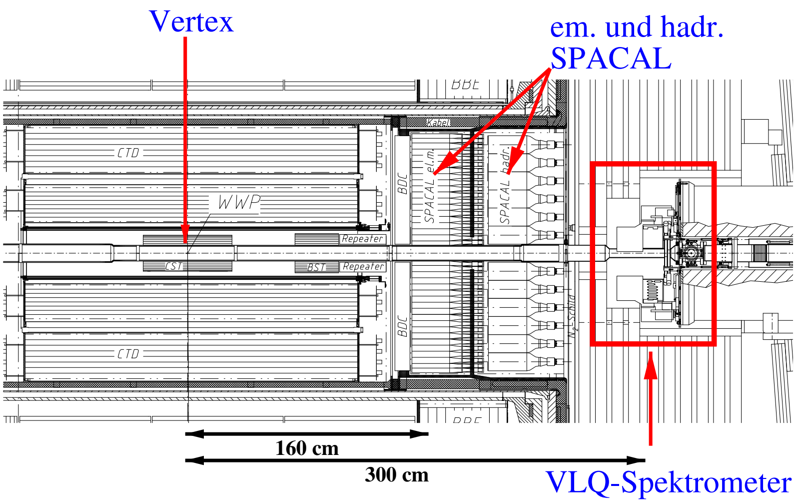



Abbildung 4.3: *Maßstabsgerechte Ansicht des VLQ-Spektrometer innerhalb des H1-Detektors. Der mit einem Quadrat markierte Bereich zeigt das VLQ-Spektrometer. Das Modul oberhalb des Strahlrohres ist in Meßposition und das untere Modul in der Position, in der es sich während der Injektionsphase befindet.*

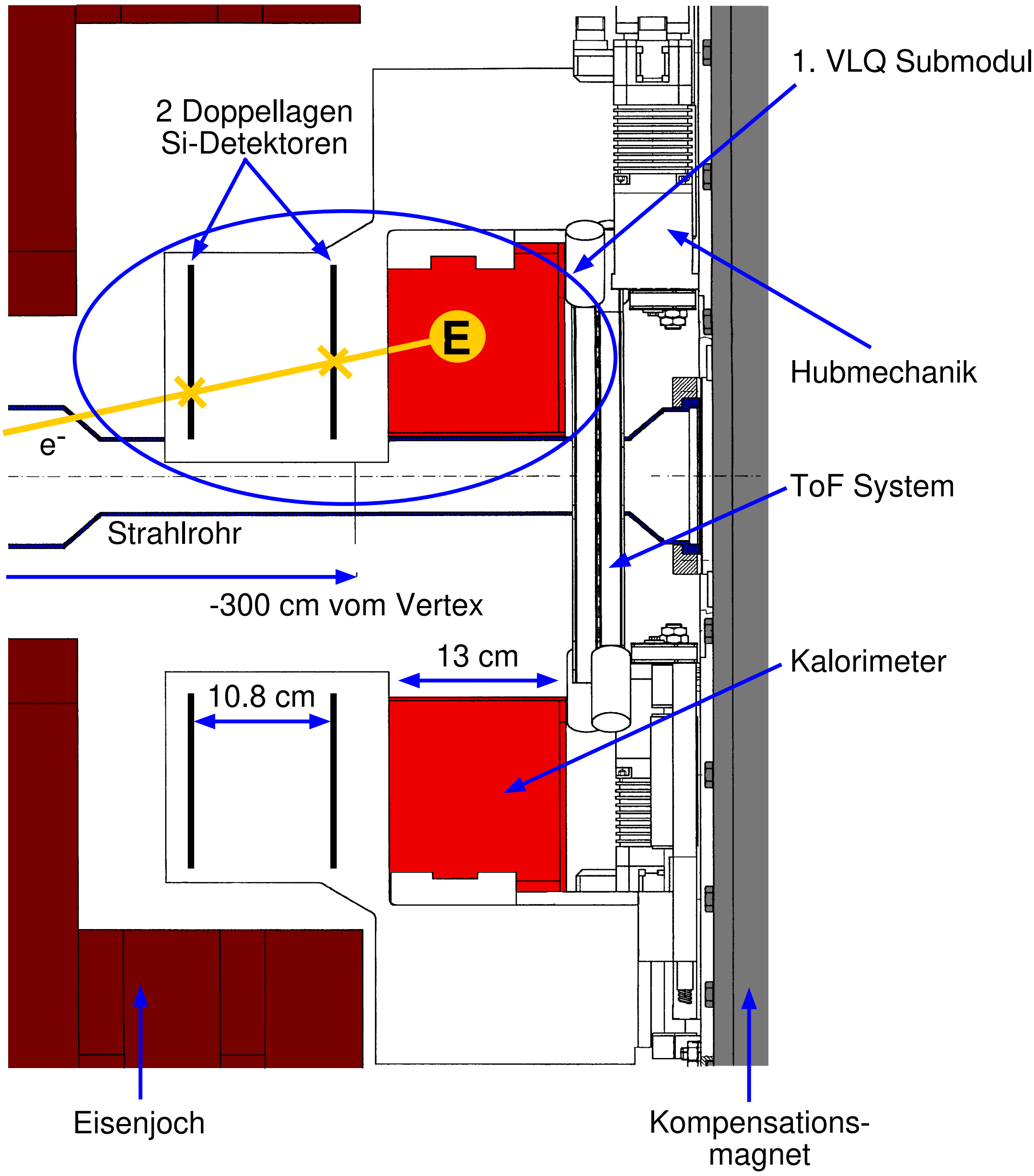



Abbildung 4.4: *Übersicht über das VLQ-Spektrometer mit seinen Spur- und Kalorimetereinheiten, dem System zur Flugzeitmessung und der Hubmechanik. Deutlich ist das verjüngte Strahlrohr und die Aussparung des Eisenjochs zu sehen. Die Abbildung zeigt das Modul oberhalb des Strahlrohres in Meßposition, während sich das untere Modul in seiner Position während der Injektionsphase befindet.*

## 4.4 Die VLQ-Kalorimeter

Jedes der zwei Module des Spektrometers verfügt über ein Kalorimeter, das wie aus Abbildung 4.3 und 4.4 ersichtlich, direkt hinter dem Spurdetektor montiert ist. Die primäre Aufgabe der Kalorimeter ist die Messung der Energie von Elektronen und Photonen. Das VLQ-Kalorimeter ist so entworfen, daß es ebenfalls eine genaue Ortsinformation liefert und damit Unabhängigkeit vom Spurdetektorsystem gewinnt. Die große Nähe der Detektoren zur Strahlachse hat zur Folge, daß pro "bunch-crossing" im Mittel zehn Treffer aus Synchrotronphotonen im Spurdetektor vorliegen und Spuren vortäuschen können. Eine eindeutige Spurrekonstruktion ist in ungünstigen Fällen nicht mehr möglich. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen ist, falls nötig und mit Ausnahme der z-Vertexfindung, auch alleine durch die Kalorimeter möglich. Synchrotronphotonen, die Energien von maximal einigen MeV haben, hinterlassen im Kalorimeter keine meßbare Energie. Das VLQ-Kalorimeter ist ausgelegt, die Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen mit Energien von mehr als einem GeV zu messen. Gegenüber Synchrotronphotonen ist das Kalorimeter blind. Eine gute Ortsauflösung alleine durch das Kalorimeter ist für die Messung von hochenergetischen Photonen, die in ep-Streureaktionen oder bei Meson-Zerfällen enstehen, wichtig, sie erzeugen kein Signal im Spurdetektor. Die absolute Position des Kalorimeters im H1-Detektor wird durch Analyse von QED-Compton-Ereignissen bestimmt. Bei QED-Compton-Ereignissen handelt es sich um Weitwinkel-Bremsstrahlungsereignisse $ep \to ep\gamma$ bei denen das mit dem Proton ausgetauschte Viererimpulsquadrat klein ist. Der größten Beitrag in dieser Ereignisklasse kommt aus dem elastischen Prozeß, bei dem das Proton intakt bleibt und keine Energie mit dem Proton ausgetauscht wird. Die Summe der Energien des gestreuten Elektrons und des erzeugten Photons muß daher der des einlaufenden Elektrons entsprechen. Das Proton und das $e\gamma$-System erhalten nur wenig transversalen Impuls. Das Proton bleibt in der Strahlröhre und das $e\gamma$-System ist im transversalen Impuls balanciert, $p_{t,e} = p_{t,\gamma}$. Daher sind Elektron und Photon koplanar zueinander und die Differenz der Azimutwinkel ist $\Delta\varphi = |\varphi_e - \varphi_\gamma| = 180°$. Das Elektron und Photon werden jeweils in einem der Kalorimetermodule nachgewiesen. Aus der Akoplanarität der Ereignisse bei bekannten Abstand der Module zueinander und bekannter Lage des Elektronstrahles kann auf die absolute Positionierung der Module innerhalb des H1-Detektors geschlossen werden. Dazu wird die Akoplanarität der Ereignisse auf ihren Sollwert von $\Delta\varphi = 180°$ optimiert. Die Ergebnisse der in [Klu00] durchgeführten Kalibration sind in Abbildung 4.5 zu sehen.
Das Design, die Realisierung und die Kalorimetereigenschaften werden in Kapitel 5 besprochen.

## 4.5 Die Fahrmechanik

Das VLQ-Spektrometer ist an einer Fahrmechanik aufgehängt, siehe Abbildungen 4.3 und 4.4. In beiden Darstellungen befindet sich das obere Modul in Meßposition an den Strahl herangefahren und das untere Modul in Ruheposition abgeschattet durch das Eisen des Kompensationsmagneten. Die wesentliche Aufgabe der Fahrmechanik ist der Schutz des Spektrometers vor Strahlenschäden, die durch eine Fehlsteuerung oder Verlust des HERA-Elektronstrahles entstehen können. Sowohl die Siliziumdetektoren als auch die organischen Szintillatoren im Kalorimeter nehmen bei dauerhafter zu hoher oder kurzzeitig extremer Strahlenbelastung Schaden. Die "front-end" Kalorimeterauslese, die sich innerhalb der Kalorimetergehäuse befindet und hochintegriert ist, kann durch zu hohe Strahlendosen bis zur Funktionsunfähigkeit beschädigt werden. Für Siliziumdetektoren ist die Synchrotronstrahlung eine weitere Quelle für Strahlenschäden. Die Kalorimeter sind wegen

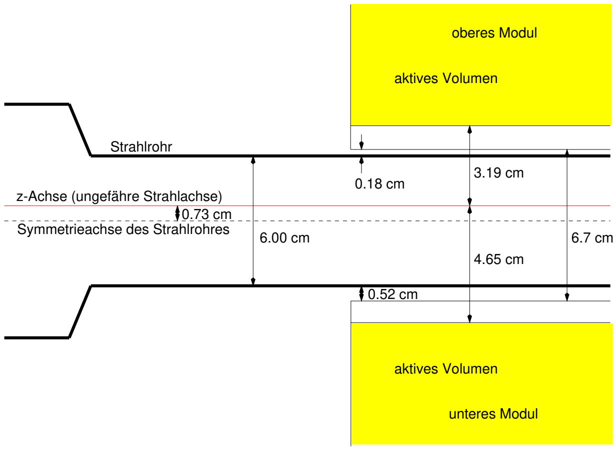



Abbildung 4.5: *Resultierende Anordnung der VLQ-Kalorimetermodule und des HERA-Elektronstrahles nach der Ortskalibration mit QED-Compton Ereignissen. Das untere Modul befindet sich generell weiter vom Strahl entfernt als das obere Modul. Zu den Abständen müssen die Positionsangaben der Fahrmechanik addiert werden.*

ihrer Behausung, die in Richtung des Strahles aus einer 2 mm dicken Messingplatte besteht, nicht durch Synchrotronstrahlung gefährdet. Die einzige Möglichkeit, den Spurdetektor vor zu großer Synchrotronstrahlungsbelastung zu schützen, ist ihn bei strahlbedingt hohen Raten in eine größere Entfernung vom Strahl zu bringen, da die Synchrotronstrahlung stark um die Strahlachse zentriert ist. Eine Simulation des Synchrotronstrahlung-Untergrundes ergibt eine Belastung für den Spurdetektor von 100 krad pro Jahr [Col96b]. Zu Beginn der zweiten Datennahmeperiode 1999, am 13.06.1999, wurden acht Glasdosimeter an verschiedenen Stellen des Spektrometers angebracht. Zwei der Dosimeter wurden an dem unteren Kalorimetermodul, zwei an den Spurdetektoren und vier am Flugzeitmeßsystem positioniert. Sie wurden am Ende der Datennahmeperiode 1999 ausgebaut und ausgewertet. Die mittlere Strahlenbelastung an der dem Strahl zugewandten Seite des Kalorimeters beträgt 60 Gray, extrapoliert auf das ganze Jahr sind das ca. 120 Gray oder 12 krad [Fer00a]. Die mit der am nächsten zum Strahl befindlichen Probe gemessene Dosis, die eine fixe Position bezüglich des Strahls auf dem Flugzeitmeßsystem hat, beläuft sich auf 871 Gray. Extrapoliert auf das Jahr beläuft sich die Belastung auf 175 krad/Jahr. Verglichen mit den mittleren auf ein Jahr extrapolierten Dosen an den Spurdetektoren von 40 Gray oder 4 krad, zeigt sich der Nutzen der Fahrmechanik. Während der gesamten Datennahmephase wurde das Spektrometer nur bei stabilen Strahlbedingungen in Meßposition gefahren.
Für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen ist die Kenntnis der absoluten Position des Spektrometers wichtig. Die Fahrmechanik liefert eine Positionsinformation, die angibt, in welcher Position das Spektrometers bei der Messung war. Absolutwertgeber werden nach jeder Bewegung des Systems ausgelesen. Die ausgelesenen Positionen werden auf einer Festplatte gespeichert und später in die allgemeine H1-Datenbasis eingetragen. Von dort kann durch Angabe der Run- und Ereignisnummer die Position zur Zeit der Messung zurückgelesen werden. Die Genauigkeit der Positionsgeber liegt in der Größenordnung der Spurdetektorauflösung von $\sigma_y < 2\mu$m.

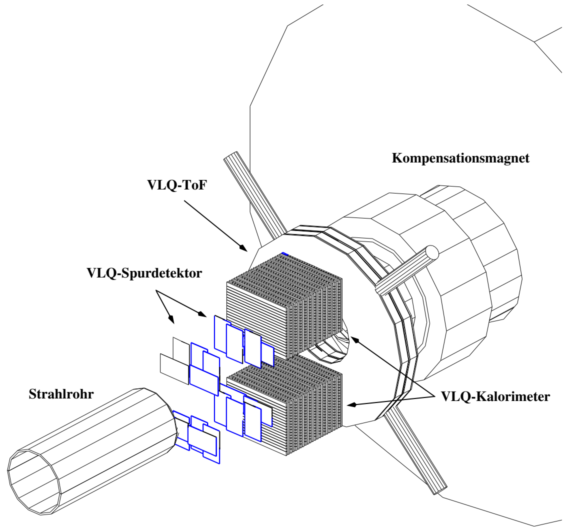



Abbildung 4.6: *Dreidimensionale Ansicht des VLQ-Detektors in der GEANT-Simulation. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden Gehäuseteile und Strahlrohrabschnitte ausgeblendet.*

## 4.6 Das Flugzeitmeßsystem des VLQ Spektrometers

Das Flugzeitmeßsystem ist, wie in Abbildung 4.6 gezeigt, hinter dem Kalorimeter angebracht. Die Aufgabe der Flugzeitmessung ist es, proton-induzierte Untergründe zu erkennen und als Veto gegen sie zu dienen. Diese Ereignisse finden mit allergrößter Wahrscheinlichkeit nicht am nominellen *ep*-Wechselwirkungspunkt statt, sondern an einer beliebigen Position innerhalb der Strahlröhre. Da Strahl-Protonen von "hinten" in den H1-Detektor einlaufen, erhalten die in der inelastischen Strahl-Restgas oder Strahl-Wand Reaktion erzeugten Teilchen einen Impuls in Protonrichtung. Sie treffen von hinten auf den H1-Detektor. Sie werden zu einem anderen Zeitpunkt Signale im Detektor erzeugen als solche, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommen. Die Zeitdifferenz errechnet sich aus dem Zweifachen der Wegstrecke vom signalgebenden Detektor zum Vertex, im Falle des VLQ-ToF sind das sechs Meter. Unter der sehr gut erfüllten Annahme, daß sich die Teilchen mit fast Lichtgeschwindigkeit bewegen, werden sie 20 nsec früher ein Signal im Detektor auslösen als solche, die in einer Elektron-Proton Kollision zum Zeitpunkt eines "Bunch-Crossings" am Vertex erzeugt wurden. Das VLQ-Flugzeitmeßsystem verfügt über eine Zeitauflösung im Nanosekundenbereich. Der Flugzeitzähler des VLQ Spektrometers ist kreisrund aufgebaut, hat einen Durchmesser von 32 cm und ist direkt an der Strahlröhre befestigt (siehe Abbildung 4.6). Aufgebaut ist er aus einer abwechselnden Abfolge von Blei-Papier-Szintillator Schichten, wobei die Bleischichten jeweils 2 mm und die Szintillatorschichten jeweils 15 mm dick sind. Um den Detektor besser montieren zu können, sind die Szintillatorschichten in jeweils zwei halbkreisförmige Segmente unterteilt. Die Trennungslinien der beiden Segmente sind gegeneinander rotiert um Effizienzverluste durch Randeffekte zu vermeiden. Jedes der vier Segmente wird durch einen Photomultiplier mit einer Anstiegszeit im Nanosekundenbereich ausgelesen.

# Kapitel 5

# Das VLQ-Kalorimeter

Dieses Kapitel beschreibt das VLQ-Kalorimeter im Detail. Zum besseren Verständnis der Kalorimetereigenschaften wird eine Einführung in die Grundlagen der Kalorimetrie gegeben. Im folgenden wird der mechanische Aufbau, das optische System und die Ausleseelektronik des Kalorimeters besprochen. Ebenfalls wird die Erzeugung eines schnellen Triggersignales für die Triggerstufe L1 erklärt.

## 5.1 Grundlagen elektromagnetischer Kalorimeter

### 5.1.1 Schauerbildung und Energiedeposition in elektromagnetischen Kalorimetern

Treffen Photonen oder Elektronen auf Materie, z.B. die im Kalorimeter befindliche, so finden Wechselwirkungen zwischen beiden statt. Geladene Teilchen wechselwirken hauptsächlich über elektromagnetische Prozesse. Prozesse die stattfinden können sind die Emission von Čerenkovlicht oder von Übergangsstrahlung. Durch die Wechselwirkungen verliert das Teilchen Energie, im Bereich einiger GeV dominant durch Ionisation von Atomen. Der Energieverlust durch Ionisation ist durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben [Kle87]. Für Elektronen ist auf Grund ihrer geringen Masse zusätzlich der Energieverlust durch Bremsstrahlung im elektrischen Feld der Atomkerne wichtig. Durch die starke negative Beschleunigung, die ein Elektron im Kernfeld erfährt, verliert es seine kinetische Energie durch Emission von Photonen. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung in Materie ist proportional zur Energie des Elektrons und zur zurückgelegten Wegstrecke. Es gilt:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \frac{E}{X_0}, \tag{5.1}$$

wobei $X_0$ die Strahlungslänge in Materie ist. Sie gibt an wieviel Material durchlaufen werden muß, bevor sich die Energie eines Elektrons auf $1/e$ reduziert hat. Das Verhältnis zwischen Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation ergibt sich aus:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} \approx \frac{Z \cdot E}{580MeV}. \tag{5.2}$$

Dabei ist $Z$ die Kernladungszahl des durchlaufenen Materials. Die Energie bei der der Energieverlust aus Bremsstrahlung und Ionisation gleich groß ist, wird als kritische Energie bezeichnet. Die

kritische Energie im VLQ-Kalorimeter, das aus Wolfram mit der Kernladungszahl Z=72 besteht, beträgt $E_{krit} = 8\,\mathrm{MeV}$.
Photonen tragen keine elektromagnetische Ladung und wechselwirken daher nicht über die oben genannten Mechanismen. Sie verlieren beim Durchgang durch Materie Energie durch:

- Photoeffekt
  $\gamma + Atom \longrightarrow e^- + Atom$

- Comptoneffekt
  $\gamma + e^- \longrightarrow \gamma + e^-$

- Paarbildung
  $\gamma + Atomkern \longrightarrow e^+ + e^- + Atomkern.$

Der Photoeffekt tritt dominant nur bei geringen Energien im Bereich einiger hundert keV auf und hat eine $1/E_\gamma^3$ Energieabhängigkeit. Im Energieintervall zwischen einigen hundert keV und einem MeV erzeugt der Comptoneffekt, der mit $1/E_\gamma$ skaliert, den größten Beitrag. Bei Energien über der Paarerzeugungsschwelle von $E_{schwelle} = 2m_ec^2 \approx 1.02\,\mathrm{MeV}$ dominiert die Paarerzeugung. Aus den oben besprochenen Prozessen lassen sich zumindest qualitativ die Vorgänge in einem Kalorimeter verstehen. Trifft ein Elektron mit einer Energie von einigen GeV auf das Material des Kalorimeters, so wird es mit hoher Wahrscheinlichkeit innerhalb der ersten Strahlungslänge ein Bremsstrahlungsphoton abstrahlen und diesen Vorgang solange fortsetzen bis seine Energie unter die kritische Energie gefallen ist. Das abgestrahlte Bremsstrahlungsphoton macht innerhalb der zweiten Strahlungslänge mit hoher Wahrscheinlichkeit einen Paarerzeugungsprozeß. Nach einer durchlaufenen Materialdicke von $nX_0$ Strahlungslängen werden $2^n$ Teilchen vorhanden sein die im Mittel eine Energie $E_0/2^n$ haben. Es bildet sich ein Teilchenschauer aus Elektronen, Positronen und Photonen im Kalorimeter aus, der sein Maximum erreicht, wenn alle Teilchen in etwa die kritische Energie haben. Bei Energien unterhalb der kritischen Energie verläuft der weitere Energieverlust nicht mehr über den Bremsstrahlungsprozeß sondern findet über die Ionisation von Atomen statt. Die Zahl an Photonen, die genügend Energie zur Paarbildung haben, nimmt ab und der Schauer stirbt aus. Das oben gegebene Bild macht klar, daß sich die Energie eines Elektrons oder Photons sowohl longitudinal als auch transversal mit der Ausbildung des Schauers über das Kalorimetervolumen verteilen wird. Der longitudinale Energieverlust läßt sich darstellen als:

$$\frac{dE}{dt} = const \cdot t^\alpha e^{-b \cdot t}, \tag{5.3}$$

wobei $t = x/X_0$ die Schauertiefe in Einheiten von Strahlungslängen und $\alpha$ bzw. $b$ Anpassungsparameter sind [Gru93]. Ein Maß für die transversale Ausdehnung des Schauers, der im Mittel rotationssymmetrisch ist, ist der Molière Radius:

$$R_M = 21\,\mathrm{MeV} \cdot \frac{X_0}{E_{krit}}. \tag{5.4}$$

In einem Radius von $2R_M$ um die longitudinale Schauerachse werden 95% der gesamten Energie des Schauers deponiert.

### 5.1.2 Die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter

Die Aufgabe eines Kalorimeters ist die Messung der Energie. Dazu muß neben dem passiven Material, daß zur Schauerbildung führt, ein aktives Material vorhanden sein. Das aktive Medium dient dem Nachweis der Ladungen die durch Ionisation im Kalorimeter entstehen. Die Ionisationsladungen können direkt als Signal oder aber durch Verwendung von Medien, die infolge der Ionisation andere detektierbare Signalformen erzeugen, gemessen werden. Materialen die beim Durchgang geladener Teilchen Licht erzeugen heißen Szintillatoren. Es wird zwischen zwei Typen von Szintillatoren unterschieden, die organischen und die anorganischen. Infolge der Rekombination der Atome mit den Elektronen im szintillierenden Material entsteht Licht, das letztendlich nachgewiesen wird. Die Menge an produzierten Licht ist proportional zum Integral der zurückgelegten Weglänge von allen erzeugten ionisierenden Schauerteilchen im aktiven Material. Die integrierte Weglänge aller Teilchen im Kalorimeter ist abhängig von der Zahl an erzeugten Teilchen, die wieder von der Energie des auftreffenden Primärteilchens abhängt. Die Menge an erzeugten Szintillationslicht ist somit proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.
Bauartbedingt werden zwei Arten von Kalorimetern unterschieden, die homogenen und die Samplingkalorimeter. Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Material, daß gleichzeitig als aktives und passives Material dient. Ein typischer Vertreter dieses Typs ist der NaI-Kristall oder das Pb-Glas. Ein Samplingkalorimeter besteht aus zwei Materialen. Eines fungiert als Absorbermedium, das zum Aufschauern führt, und das andere als Nachweismedium, das ein meßbares Signal erzeugt. Als Absorbermaterial werden, wie aus Formel 5.2 zu verstehen, Materialien verwendet, die über eine große Kernladungszahl verfügen. Als aktives Material kann ein organischer Szintillator Verwendung finden. Meistens sind die beiden Komponenten räumlich im Kalorimeter getrennt, so daß ein Schauer nur an den Stellen sichtbar wird, an denen aktives Material vorhanden ist. Der Name Samplingkalorimeter rührt daher, daß der Schauer nur an einigen Stellen abgetastet wird. Der Begriff “Sampling”[1] stammt aus der Signaltheorie, in der das diskrete Abtasten eines Signals als Sampling bezeichnet wird. Das VLQ-Kalorimeter ist ein Samplingkalorimeter. Die Energieauflösung eines Samplingkalorimeters wird durch drei Faktoren bestimmt.

1. Der Samplingterm.
   Der Samplingterm kommt dadurch zustande, daß bei einem Samplingkalorimeter nicht der gesamte Schauer sichtbar ist, sondern nur die Teile, die innerhalb des aktiven Mediums liegen. Das Kalorimeter weist nur die Teile des Schauers nach die im aktiven Medium vorhanden sind und es wird aus ihr auf die insgesamt vorhandene Zahl zurückgeschlossen. Die Anzahl der Teilchen, die das aktive Material im Kalorimeter durchqueren, ist abhängig von der Energie des einlaufenden Teilchens. Die Teilchenerzeugung im Schauer ist ein statistischer Prozeß und unterliegt der Poisson-Statistik. Die Teilchenzahl fluktuiert gemäß der Poisson-Statistik mit $\sqrt{N}$. Die Zahl der erzeugten Schauerteilchen ist proportional zur Energie $E_0$ des Primärteilchens und der Beitrag der Schauerabtastung zur relativen Energieauflösung entsprechend:
   $$\frac{\sigma_E}{E} = P_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}\bigg|_{sampling} . \tag{5.5}$$
   $P_1$ ist eine Proportionalitätskonstante. Das Verhältnis zwischen der gesamten im Kalorimeter deponierten und der im aktiven Material sichtbaren Energie bezeichnet sich als Abtastrate.

[1] aus dem engl. eine Stichprobe

2. Der konstante Term.
   Er resultiert aus der endlichen Tiefe des Kalorimeters. Ist die Länge des Kalorimeters geringer als die Schauertiefe, werden Teile des Schauers aus dem Kalorimeter austreten, und dieser Teil der Energie wird nicht mehr meßbar sein. Die Energiemenge, die aus dem Kalorimeter herausleckt, hängt von der Zahl der Schauerteilchen ab, die das Kalorimeter verlassen. Die Fluktuationen bei der Energiemessung wachsen linear mit der Energie des auftreffenden Teilchens an und es ergibt sich ein konstanter Beitrag zur relativen Energieauflösung von:
   $$\left.\frac{\sigma_E}{E}\right|_{konst} = P_2 = const. \tag{5.6}$$

3. Der Rauschterm.
   Der Beitrag aus dem elektronischen Rauschen ist unabhängig von der Kalorimeterstruktur. Er berücksichtigt Effekte, die durch die Ausleseelektronik, im wesentlichen ihr Rauschen, verursacht sind. Das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik ist unabhängig von der Energie des zu messenden Teilchens. Für die relative Energieauflösung bedeutet das einen Term:
   $$\frac{\sigma_E}{E} = \left.\frac{P_3}{E}\right|_{Rauschen} \tag{5.7}$$

Alle drei Faktoren sind unabhängig voneinander, weswegen die gesamte Energieauflösung eines Samplingkalorimeters beschrieben werden kann als:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(P_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(P_2\right)^2 + \left(\frac{P_3}{E}\right)^2}. \tag{5.8}$$

Aufgabe der im Kapitel 7 beschriebene Kalibration ist es, die Kalorimetereigenschaften zu vermessen und, soweit möglich, Effekte zu korrigieren, die die Orts- und Energieauflösung des Kalorimeters verschlechtern. Findet beim VLQ-Kalorimeter keine Interkalibration der Auslesekanäle statt, die notwendig ist um Effekte aus mechanischen und elektronischen Toleranzen zu korrigieren, ergibt sich ein zusätzlicher Beitrag zum konstanten Term.

## 5.2 Der mechanische Aufbau des Kalorimeters

In Abbildung 5.1 ist der Aufbau der aktiven Kalorimeterstruktur in einer Explosionsansicht gezeigt. Der Aufbau ist geprägt durch Schichten von Wolfram als passiven Material und darauf folgenden Lagen von abwechselnd horizontalen und vertikal angeordneten Szintillatorstäben. So strukturierte Kalorimeter nennen sich Sandwich-Kalorimeter. Der Unterschied zu einem gewöhnlichen Sandwich-Kalorimeter besteht in der Unterteilung der Szintillatoren in Streifen und deren abwechselnde Anordnung zu vertikalen und horizontalen Ebenen. Die Segmentierung ermöglicht eine Messung des Auftreffortes des Teilchen. Licht wird nur in Streifen erzeugt, die im Schauer liegen. Die $x$-Koordinate bestimmt sich aus dem Licht, das in den vertikalen Streifen erzeugt wird, die $y$-Koordinate aus dem erzeugten Licht in den horizontal orientierten Szintillatorstreifen. Die Szintillatorstreifen sind in weißes Papier eingewickelt um sicherzustellen, daß das Licht in dem erzeugenden Streifen verbleibt und nicht in benachbarte Streifen überspricht. Durch seine angerauhte Oberfläche verhindert das Papier den optischen Kontakt zwischen benachbarten Szintillatoren. Totalreflexion an der Szintillator-Luft Grenzfläche macht den Szintillator zu einem Lichtleiter, der

das entstehende blaue Licht zu den Stirnseiten der Szintillatorstäbe leitet. Die Kalorimeterstruktur ist mittels vier Führungsschienen fixiert und wird von ihnen getragen. An deren Ende sind 2 mm dicke Messingplatten befestigt. In sie sind im Abstand von 5 mm Nuten eingefräst, in die dünne Fäden eingespannt werden. Sie verhindern die Rückreflexion von Licht in den Szintillator, die durch einen optischen Kontakt zwischen den Szintillatoren und Wellenlängenschiebern möglich wäre. Zwischen die Führungsschienen sind die Wellenlängenschieberzeilen angebracht, die durch die Schienen mechanisch fixiert werden. Die in Abbildung 5.2 gezeigte Photographie eines VLQ-Kalorimetermoduls verdeutlicht die mechanische Struktur.
Die aktive Struktur des Kalorimeters besteht aus 23 Schichten von Wolframplatten und 24 Lagen Szintillatorstreifen. Die vorgesehene Dicke der Wolframplatten ist 2.5 mm, die der Szintillatoren 2.8 mm. Bedingt durch Fertigungstoleranzen ist die mittlere gemessene Dicke der Szintillatoren 2.85 mm, die der Wolframplatten 2.55 mm. Die aktive Struktur passt durch diese Abweichungen nicht mehr in das Gehäuse. Abhilfe schafft die Verwendung eines um 35% dünneren Papiers gegenüber dem ursprünglich verwendeten und der Reduktion der Dicke der letzten Wolframplatte auf 1.4 mm. Die gesamte aktive Struktur und die "front-end" Elektronik sind in ein Gehäuse aus 8 mm dicken Messingplatten eingebaut. Es hat die Aufgabe, die aktive Struktur und ihre Halterung zu tragen, die Bauteile und Elektronik in einer stabilen Lage zu fixieren und das Gesamtsystem zu schützen. Zwischen der Deckelplatte der Außenstruktur und den Führungsschienen der aktiven Struktur befindet sich eine weitere 10 mm dicke Messingplatte. Sie ist direkt über der aktiven Struktur angebracht und beherbergt ein Leitungssystem, durch das Kühlwasser fließt und die Abwärme der Elektronik abführt. Abbildung 5.2 zeigt ein voll montiertes und mit der Ausleseelektronik ausgestattetes Kalorimetermodul.

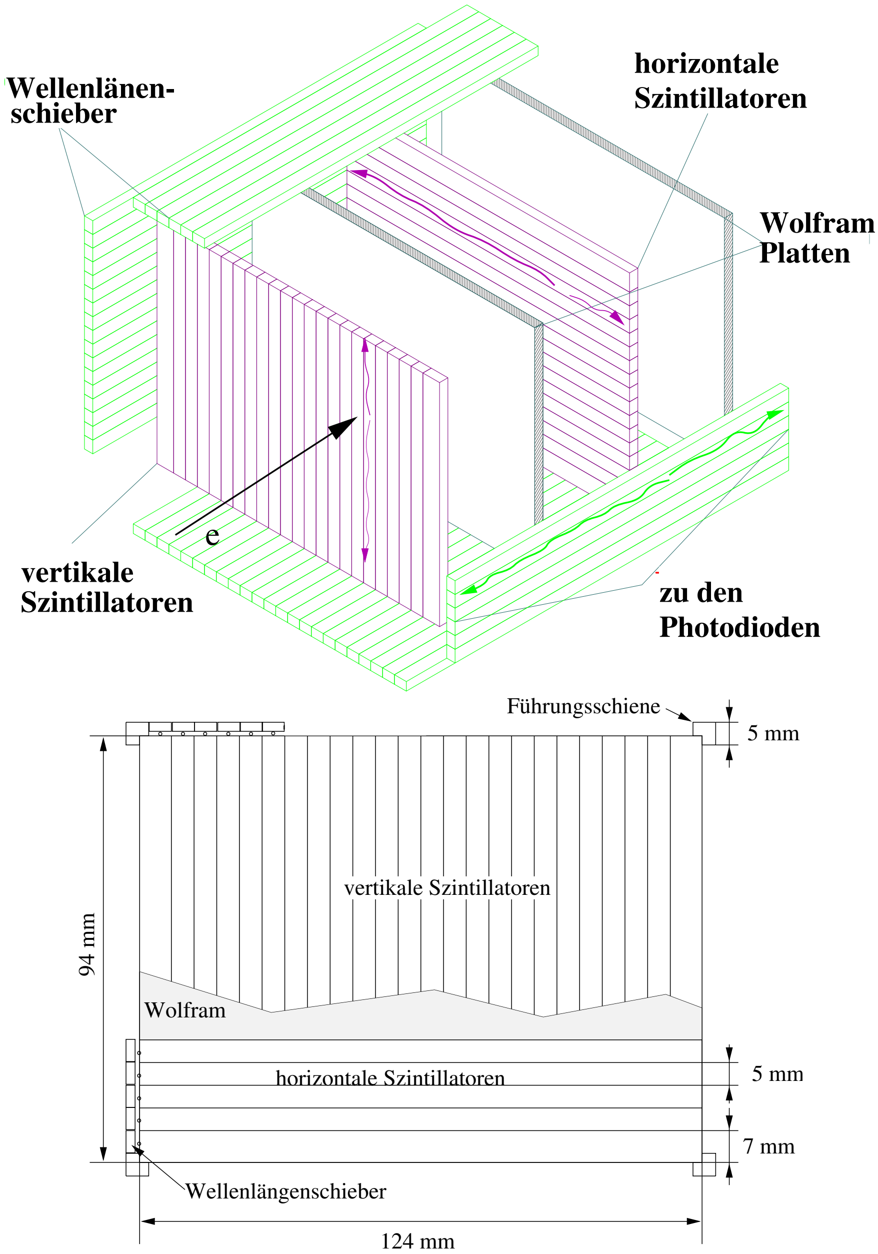
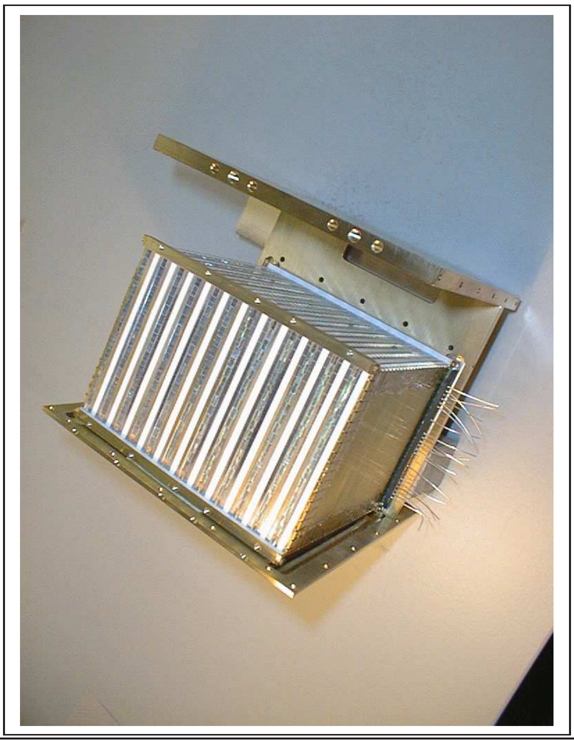



Abbildung 5.1: *Oben ist der innere Aufbau eines VLQ-Kalorimetermoduls in einer Explosionsansicht dargestellt. Die untere Abbildung zeigt die Frontansicht mit Angabe der Abmessungen. Die Tiefe des Moduls beträgt* 129.5 *mm.*



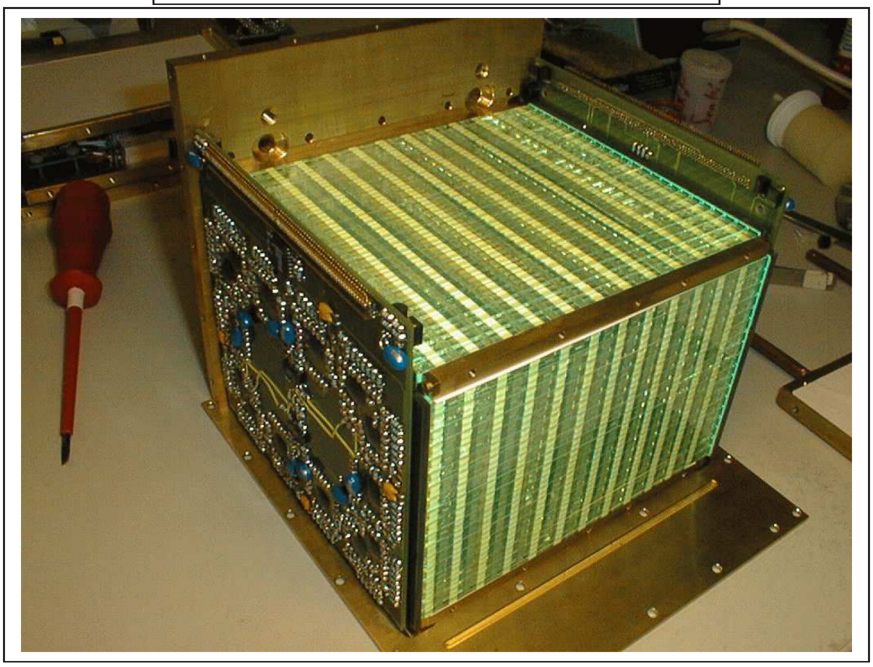


Abbildung 5.2: *Die obere Photographie zeigt die aktive Struktur eines VLQ-Kalorimeters Moduls. Die abwechselnden Lagen von Szintillatorstäben und Wolfram Platten sind deutlich zu erkennen. Die "weißen" Schichten sind in Papier eingewickelten Szintillatoren. Die abwechselnde Orientierung der Szintillatorlagen ist aus den abwechselnd weißen und "durchsichtigen" Schichten ersichtlich. Die untere Photographie zeigt ein fast vollständig zusammengesetztes VLQ-Kalorimetermodul bei dem die Wellenlängenschieber und Photodiodenzeilen bereits montiert sind. Die Wellenlängenschieber sind so angeordnet, daß sie das Licht aus den Szintillatoren entlang der longitudinaler Schauerachse aufsummieren. Durch die Segmentierung wird das transversale Schauerprofil gemessen. Die Wellenlängenschieber sind durch zwei Führungsschienen fixiert. An den Stirnseiten sind zwei PCB-Platinen mit Teilen der Ausleseelektronik montiert.*

## 5.3 Das optische System

Die Schauerteilchen im Kalorimeter regen mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit das szintillierende Material an. Der im VLQ-Kalorimeter eingesetzte Szintillator hat die Bezeichnung BC-408 und wird von der Firma Bicron hergestellt [BIC96a] . Bei der HERA "Bunch-Crossing" Zeit von 96 nsec ist es wichtig, daß der Abklingvorgang im Szintillator, also die Zeit die von der Anregung bis zur Emission des Szintillationslichts vergeht, schnell ist. BC-408 hat eine Abklingzeit von $2.1$ nsec und sendet dabei Photonen mit einer Wellenlänge von $425$ nm aus. Das blaue Licht wird durch Totalreflexion zu den Stirnseiten der Szintillatorstäbe geleitet. Die Brechzahl des Szintillatormaterials beträgt $n_{szi} = 1.58$. Der Winkel, bei dem Totalreflexion einsetzt, errechnet sich aus $\alpha_t = \arcsin(\frac{1}{n_{szi}})$ zu $\alpha_t = 39\,°$. Die Lichtemission im Szintillator ist isotrop. Der Lichtverlust aus Emission des Szintillationslichts unter Winkeln, die keine Totalreflexion zulassen, errechnet sich aus den Raumwinkelverhältnissen zu 22% [Ste98]. Die Streifenstruktur, die zu einer großen Ausdehnung des Szintillators in zwei Dimensionen, verglichen zur Dritten, führt, verursacht weitere Verluste. Sie belaufen sich auf ca. 25% des gesamten erzeugten Lichtes. Nach Berücksichtigung der Lichtabschwächung durch Lauflängeneffekte erreicht nur ca 50% des Lichtes die Wellenlängenschieber. Für sehr kurze Lauflängen ist die Lichtausbeute größer, da Photonen direkt und ohne total reflektiert zu werden in die Wellenlängenschieber einkoppeln können [Sch97]. Das aus den Stirnseiten der Szintillatoren austretende Licht wird über einen $0.2$ mm dicken Luftspalt in die Wellenlängenschieber gleichen Brechungsindexes eingekoppelt. Das blaue Licht wird von den Wellenlängenschiebern des Typs BC-482A absorbiert und als Licht im grünen Spektralbereich, mit einer Wellenlänge von $490$ nm, isotrop reemittiert. Die Umwandlungseffizienz liegt zwischen 80% und 90% [BIC96b]. Totalreflexion leitet das grüne Licht zu den Stirnseiten der Wellenlängenschieber an denen es durch einen optischen Klebstoff, einem Epoxidharzkleber mit demselben Brechungsindex wie die Wellenlängenschieber, auf die Photodioden eingekoppelt wird. Die Wellenlängenschieber haben zusätzlich die Aufgabe, das Licht über die gesamte aktive Struktur hinweg in longitudinaler Richtung aufzuintegrieren. Die Photodioden, mit einer sensitiven Fläche von $4.2 \times 3.4$ mm, sind aus Gründen der Kompaktheit auf Photodiodenzeilen von 18 bzw. 24 Stück aufgebracht. Das Licht tritt mit einem maximalen, durch die Totalreflexion bestimmten Winkel von $90° - \alpha_t = 51°$ aus dem Wellenlängenschieber aus. Unreinheiten in der Klebung führen zu einem Übersprechen von Licht in die benachbarten Photodioden. Das Übersprechen in den nächsten Kanal ist durch gezielte Einkopplung von UV-Licht ausgemessen und im Mittel zu 10% bestimmt. Das Ergebnis der Messungen ist exemplarisch für einen Kanal in Abbildung 5.3 gezeigt. Eine der Aufgaben der in Kapitel 7 beschriebenen Kalibration ist die softwareseitige Korrektur des Übersprechens.

## 5.4 Simulation der Kalorimetereigenschaften

Die zu erwartenden Eigenschaften des VLQ-Kalorimeters sind mittels einer GEANT-Simulation [IT/93], in die der Aufbau und die verwendeten Materialen eingehen, bestimmt worden[2]. Zum späteren Vergleich mit den Ergebnissen aus den verschiedenen Kalibration werden hier nur die Ergebnisse genannt. Details zur Simulation finden sich in [Ste98]. Die simulierte Energieauflösung

[2] Das Vorgehen bei der Detektorentwicklung war natürlich umgekehrt. Zuerst wurde die optimale Struktur des Detektors durch Variation verschiedener Parameter, wie die Dicke und die Wahl des passiven Materials, die Breite und die Anzahl der Szintillatoren, aus Simulationen bestimmt.

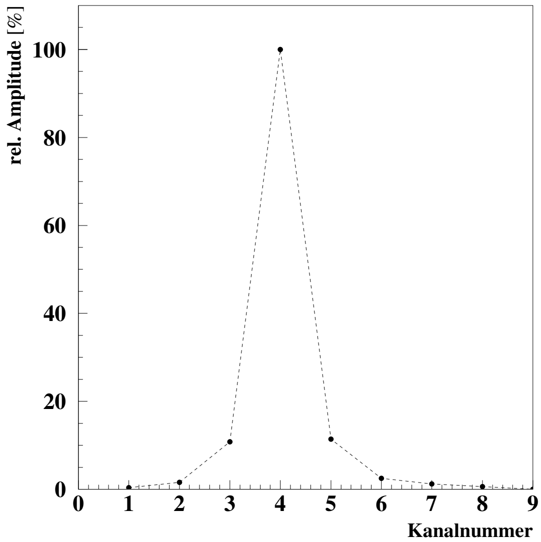



Abbildung 5.3: *Das Übersprechen zwischen zwei Wellenlängenschiebern wurde an den fertigen Wellenlängenschieberzeilen mittels einer UV-Lichtquelle gemessen. Licht wurde über einen Lichtleiter in einen Wellenlängenschieber eingekoppelt und die Amplituden in den benachbarten Kanälen gemessen.*

beträgt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{12.9\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (3.2\%)^2}. \tag{5.9}$$

Die Ausleseelektronik ist nicht simuliert, der Beitrag des elektronischen Rauschens zur Auflösung konnte daher nicht bestimmt werden. Die Ortsauflösung für Elektronen mit Energien $E_e \geqslant 10\,\text{GeV}$ ist besser als $\sigma_{x,y} \lesssim 1$ mm. Der Vergleich mit den aus echten Daten bestimmten Auflösungen wird in den Abschnitten 7.2 und 7.7 durchgeführt.

## 5.5 Die VLQ-Kalorimeterelektronik und die Datenauslese

Der schematische Signalverlauf für einen Kanal ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Die von den Photodioden gemessenen Signale werden von einem eigens für dieses Projekt entwickelten Auslesechip [Ste98], dem FroPhoDiChi (**Fro**nt-End-**Pho**to**di**ode-Readout-**Chi**p), verstärkt und geformt. Die aus den Photodioden ausgelesenen Signale sind sehr klein, so daß die Ausleseelektronik in der Lage sein muß, eine Ladung von nur wenigen tausend Elektronen sicher zu messen. Besonderes Augenmerk richtete sich bei der Entwicklung des FroPhoDiChi auf die Minimierung des elektronischen Rauschens. Der Auslesechip ist ein in ASIC (**A**pplication-**S**pecific-**I**ntegrated-**C**ircuit) Bauweise realisierter $1.2\,\mu m$ CMOS-Chip, der bei der Firma AMS [3] gefertigt wurde. Jeder ASIC-Chip verfügt über sechs unabhängige Kanäle, bestehend aus einem besonders rauscharmen Vorverstärker, einen Signalformer und einem Ausgangstreiber für das Signal. Zusätzlich zu den sechs

[3]Austrian Micro Systems

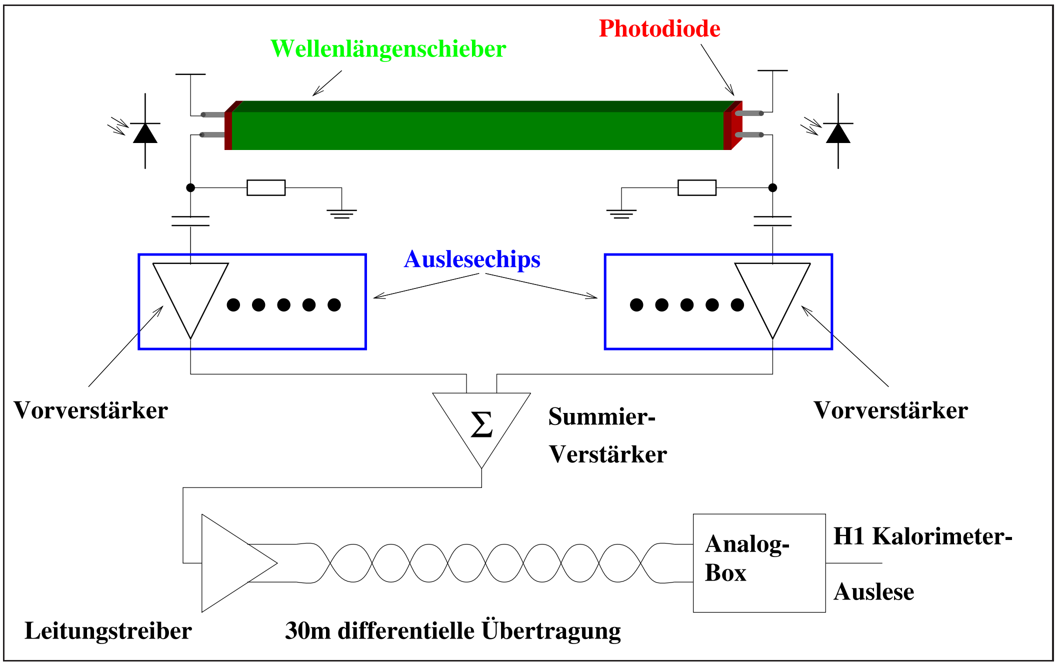



Abbildung 5.4: *Das Licht aus den Wellenlängenschiebern wird durch Photodioden ausgelesen. Die Signale von sechs Photodioden werden von einem Verstärker und Signalformer, realisiert in ASIC Bauweise, bearbeitet. Die Signale werden vom Kalorimeter über eine Länge von* 30 *m zu den Analog Boxen der H1-Kalorimeterauslese übertragen.*

Kanälen gibt es einen weiteren Kanal, der die Summe aus den sechs bereits vorverstärkten Signalen bildet. Die Summe wird für die Generierung des Kalorimetertriggers verwendet. Die Vorverstärkerschaltung ist eine gefaltete Kaskode die eine Gleichspannungsverstärkung von 77.8 dB hat. Der Signalformer ist ein Shaper erster Ordnung mit einer Shaperzeit von 200 nsec. Das Summensignal wird ebenfalls geformt, allerdings mit einer geringeren Shaperzeit von nur 90 nsec, um die Energiesumme dem H1-Trigger schnell zur Verfügung zu stellen [Ste98]. Der FroPhoDiChi besitzt ein 12-Bit-Schieberegister, das über eine serielle Schnittstelle programmierbar ist. Einzelne Kanäle lassen sich mittels Schieberegister an- oder abschalten. Das ist wichtig, falls Defekte oder rauschende Kanäle existieren. Sie können dadurch aus der Triggersummenbildung entfernt werden. Die verbleibenden sechs Bit des Schieberegisters dienen der Steuerungen des Kalibrationssignals. Der Auslesechip verfügt über die Möglichkeit, Ladungen von einem Kondensator direkt auf den Eingang des Vorverstärker zu bringen. Die Probeladungen können zur Kalibration und dem Vermessen der elektronischen Stabilität verwendet werden. Abbildung 5.5 zeigt das Bild eines bereits voll durchkontaktierten Auslesechips. Details und Schaltpläne finden sich in [Ste98].

Die nachfolgende H1-Kalorimeterauslese, die für alle H1-Kalorimeter identisch ist, ist in [ea96] beschrieben.

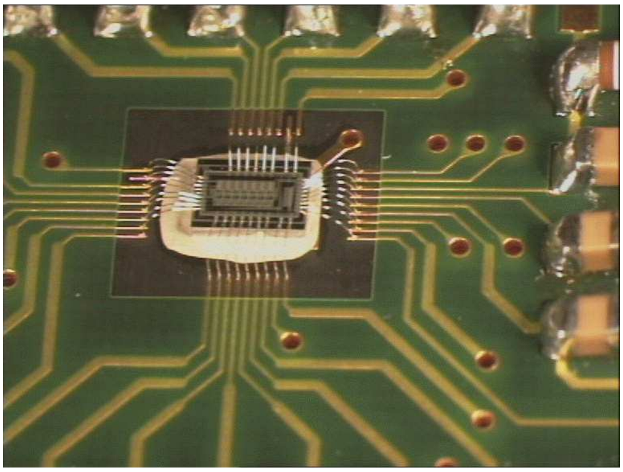


Abbildung 5.5: *Photographie eines “FroPhoDiChi” Verstärker und Signalformer Bausteins, realisiert in ASIC Bauweise, der eigens für das VLQ-Kalorimeter entworfen und produziert wurde. Jeder der Bausteine verfügt über sechs unabhängige Kanäle und einen Summenkanal, der eine schnelle Energiesumme aus den Signalen der sechs Signal Kanäle für den Kalorimetertrigger bildet.*

## 5.6 Der Kalorimetertrigger

Das VLQ-Kalorimeter gehört zu den H1-Subdetektorkomponenten, die ein Triggersignal für die zentrale Triggerlogik des Experiments zur Verfügung stellt. Der Kalorimetertrigger hat die Aufgabe interessante Ereignisse zu erkennen und gegebenenfalls die H1-Detektor-Auslese zu starten. Interessante Ereignisse sind für den Trigger Ereignisse, bei denen eine Energiedeposition im Kalorimeter stattgefunden hat. Um die Gesamtenergie im Detektor abschätzen zu können, müßten theoretisch alle Kanäle aufsummiert werden. Wegen des kompakten Schauerprofils findet sich aber nur in 5-10 Kanälen einer Projektion Energie. In jedem Kanal wird Rauschen gemessen, das in zwei Komponenten zerlegbar ist. Ein Rauschanteil ist zeitlich kohärent und kommt in allen Kanälen vor, z.B. verursacht durch Streupulse umgebender Elektronik. Der andere Rauschanteil ist unkorreliert mit dem Rauschen der anderen Kanäle. Summation von Kanälen, die über ein kohärentes Rauschen verfügen, führt unvermeidlich zu einem schlechten Signal- zu Rauschverhältnis [4] (S/N) , da das kohärente Rauschen jedes Kanals bei der Summenbildung linear aufaddiert werden muß. Die Summe der mittleren kohärenten Rauschamplituden kann eine signifikante Energie vortäuschen und die Energieschwelle, ab der getriggert werden kann, erhöhen. Das unkorrelierte Rauschen addiert sich im Gegensatz zum kohärenten Rauschen nicht linear, sondern mittelt sich heraus. Ursprünglich sollte das Triggersignal aus der Summe über alle Kanäle einer Kalorimeter Projektion bestehen. Der Ansatz wurde fallengelassen, als sich zeigte, daß das S/N-Verhältnis zu einer nicht akzeptablen Triggerschwelle von $\approx 20\,\text{GeV}$ führte. Verbesserung ergibt eine Segmentierung des Triggers und die Gruppierung von mehreren topologisch zusammengehörigen Kanälen zu Triggerfenstern. Die Segmentierung ist so durchzuführen, daß in einem der Fenster wenn möglich

[4] aus dem Engl. Signal to Noise

die gesamte Energie beinhaltet ist und das deshalb das S/N-Verhältnis in diesem Fenster optimal wird. Beim VLQ-Kalorimeter ist die minimal realisierbare Fenstergröße durch den Aufbau der Auslesechips auf sechs Kanälen vorgegeben. Triggerfenster aus jeweils sechs Kanälen zu bilden ist wegen der resultierenden starken Ortsabhängigkeit der Triggereffizienz nicht wünschenswert. Trifft ein Teilchen genau zwischen zwei Fenstern auf, wird es seine Energie zwischen den beiden aufteilen. Möglicherweise befindet sich dann in keinem der Fenster genug Energie, um den Trigger auszulösen, obwohl das Ereignis akzeptiert worden wäre, wenn alle Energie in einem Fenster lokalisiert gewesen wäre. Die Ortsabhängigkeit der Triggereffizienz läßt sich durch sich überlappende Triggerfenster[5] vermeiden. Der Überlappbereich sollte mindestens dem Molière-Radius des Teilchenschauers entsprechen um sicherzustellen, daß die Energie eines Teilchen immer vollständig von einem der Fenster erfaßt ist. Beim VLQ-Kalorimeter wurden zunächst 12 Kanäle zu einem Triggerfenster aufsummiert. Das entspricht der Summe der von zwei Auslesechips zur Verfügung gestellten Triggersignalen. Zur weiteren Reduktion der Triggerschwelle und um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß ein Teil der Kalorimeterfläche durch das SPACAL permanent abgeschattet ist und dort keine Teilchen auftreffen können, wurde der Trigger nachträglich so modifiziert, daß nur noch je 9 Kanäle zu einem Triggerfenster beitragen. Die Summation zu einem Triggersignal kann in dem Fall nicht mehr durch den FroPhoDiChi Auslesechip gemacht werden, sondern wird nach Modifikation der Analog Boxen in diesen durchgeführt. Abbildung 5.6 zeigt die VLQ-Kalorimeter Triggerfenster wie sie während der Datennahme 1999 und 2000 gebildet wurden.

Durch die projektive Auslese des VLQ-Kalorimeters wird der Teilchenschauer in vier Projektionen ausgelesen. Wie aus Abbildung 5.6 ersichtlich, tragen nur neun Kanäle jeder der vertikalen Ausleseprojektionen zur Triggersummenbildung bei. Die restlichen sechs Kanäle werden nicht in die Triggersumme einbezogen, da dieser Teil des Kalorimeters selbst dann, wenn das VLQ-Spektrometer in Meßposition ist, durch das Insert des vor dem VLQ-Spektrometers stehenden SPACAL-Kalorimeter abgeschattet ist und in diesem Teil des Detektors keine Ereignisse zu erwarten sind. Die vertikal linke und vertikal rechte Projektion messen die Energie desselben Schauers und lesen das Licht aus denselben Szintillatoren aus. In einander gegenüberliegenden Triggerfenstern sollte unter Vernachlässigen von Lauflängeneffekten eine identische Energiemenge gemessen werden. Diese Eigenschaft nutzt man einerseits um Kanal- zu Kanal Toleranzen und Lauflängeneffekte im Trigger auszugleichen, wichtiger aber noch zur Unterdrückung von "Single-Diode-Ereignissen". Das sind Ereignisse, bei denen niederenergetische Teilchen, z.B Synchrotronphotonen oder Schauerteilchen, durch die Depletionsschicht einer der Photodioden laufen und in ihr ein großes Signal erzeugen. Ein einzelner Single-Diode-Kanal kann eine Energie von bis zu 5.5 GeV im Kalorimeter vortäuschen. Reine Single-Diode-Ereignisse sind Ereignisse, in denen die gemessene Energie einzig aus solchen Kanälen stammt. Sie werden durch den Trigger unterdrückt, indem gefordert wird, daß in beiden sich gegenüberliegenden Triggerfenstern eine Energie über einer vordefinierten Schwelle gemessen sein muß. Ereignisse bei denen eine echte Energiedeposition stattgefunden hat und die zusätzlich noch über Single-Diode-Kanäle verfügen, sind nicht durch den Trigger erkennbar, sondern können erst durch das Programmpaket VLQREC in der Ereignisrekonstruktion (siehe Kapitel 6) behandelt werden. Die Energie in den Triggerfenster der beiden Module wird mit drei Schwellen verglichen, der "Noise", "Low" und "High" Schwelle. Aus dem Vergleich mit den drei Schwellen werden sechs Triggerelemte erzeugt, für das obere Modul sind das die Triggerelemente `VLQ_Top_Noise`, `VLQ_Top_Low` und `VLQ_Top_High` und

[5] im engl. auch als "sliding-windows" bezeichnet

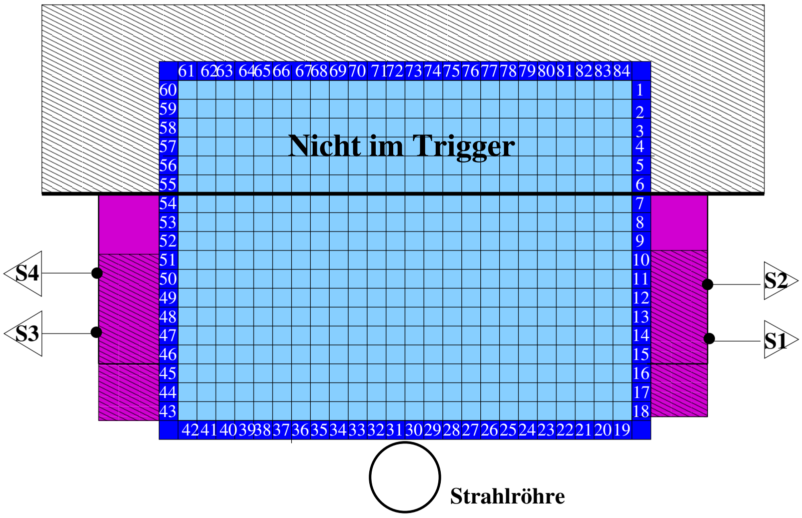



Abbildung 5.6: *Schematische Frontalansicht des oberen VLQ-Kalorimetermoduls. Die Nummern sind die Kanalnummern, beginnend mit Nr.1 in der oberen Ecke der rechten vertikalen Projektion. Die oberen sechs Kanäle tragen nicht zur Triggersumme bei. Die hellgrau schraffierte Kalorimeterfläche trägt nicht zur Bildung eines Triggersignales bei. In der vertikalen rechten Projektion sind zwei Triggerfenster definiert, S1 und S2, in der vertikal linken sind es ebenfalls zwei, S3 und S4. Sie bilden die Energiesumme aus jeweils 9 Kanälen.*

für das untere Modul `VLQ_Bot_Noise`, `VLQ_Bot_Low` und `VLQ_Bot_High`. Die vom VLQ-Kalorimeter zur Verfügung gestellten Triggerelemente und ihre Definition sind aus Tabelle 5.1 abzulesen.

<table>
<tr><th>Triggerelement</th><th>Definition</th></tr>
<tr><td>VLQ_Top_Noise</td><td>(S1>Noise && S3>Noise) || (S2>Noise && S4>Noise)</td></tr>
<tr><td>VLQ_Top_Low</td><td>(S1+S3>Low || (S2+S4>Low)</td></tr>
<tr><td>VLQ_Top_High</td><td>(S1+S3>High) || (S2+S4>High)</td></tr>
<tr><td>VLQ_Top_SDE</td><td>[((S1+S3)>Low || (S1+S3)>High) !& (S1>Noise && S3>Noise)]<br>!& [(S2>Noise && S4>Noise)<br>&& (S2>Low && S4>Low) || (S2>High && S4>High)]<br>||<br>[((S2+S4)>Low || (S2+S4)>High) !& (S2>Noise && S4>Noise)]<br>!& [(S1>Noise && S3>Noise)<br>&& (S1>Low && S3>Low) || (S1>High && S3>High)]</td></tr>
<tr><td>VLQ_Bottom_Noise</td><td>(S5>Noise && S7>Noise) || (S6>Noise && S8>Noise)</td></tr>
<tr><td>VLQ_Bottom_Low</td><td>(S5+S7>Low || (S6+S8>Low)</td></tr>
<tr><td>VLQ_Bottom_High</td><td>(S5+S7>High) || (S6+S8>High)</td></tr>
<tr><td>VLQ_Bottom_SDE</td><td>[((S5+S7)>Low || (S5+S7)>High) !& (S5>Noise && S7>Noise)]<br>!& [(S6>Noise && S8>Noise)<br>&& (S6>Low && S8>Low) || (S6>High && S8>High)]<br>||<br>[((S6+S8)>Low || (S6+S8)>High) !& (S6>Noise && S8>Noise)]<br>!& [(S5>Noise && S7>Noise)<br>&& (S5>Low && S7>Low) || (S5>High && S7>High)]</td></tr>
</table>

Tabelle 5.1: *Definition der VLQ-Kalorimeter Triggerelemte. Die Lokalisierung und Definition der Triggerfenster sind exemplarisch für das obere Modul aus Abbildung 5.6 zu entnehmen. Die Definitionen für das untere Modul sind nach einer Rotation des Moduls um* $180^\circ$ *analog. Der Operator* && *bezeichnet eine logische "und" Operation, der Operator* || *ein logisches "oder". Ein Ausdruck der Form "S1+S3>High" besagt, daß die Summe aus den gegenüberliegenden Triggerfenstern S1 und S3 über der hohen Schwellen liegen muß. Die zentrale Triggerlogik verknüpft die VLQ-Triggerelemente mit den Triggerelementen andere Detektoren zu L1-Subtriggern.*

# Kapitel 6

# Ereignisrekonstruktion mit dem VLQ-Kalorimeter

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion von VLQ-Kalorimeter Ereignissen durch das Programmpaket VLQREC[1] im Rahmen der allgemeinen Rekonstruktion von Daten des Experimentes H1 besprochen.

## 6.1 Ereignisrekonstruktion im H1-Experiment

Wird ein Ereignis durch einen Trigger akzeptiert, dann werden die Daten aller Subdetektorkomponenten ausgelesen und in einem vorgegebenen Format auf Magnetband gespeichert. Aufgabe der Rekonstruktion ist die Aufbereitung der Daten und die Extraktion von physikalischen Variablen die zur Datenanalyse benötigt werden. Im H1-Experiment wird die Ereignisrekonstruktion durch das Programmpaket H1REC[2] durchgeführt. Die Rekonstruktion wird zu zwei Zeitpunkten durchgeführt, daß erste Mal auf der Triggerstufe L4 in fast Echtzeit. Die komplette VLQ-Kalorimeter Rekonstruktion wird auf der Stufe L4 ausgeführt und die Ergebnisse von einigen der Evaluierungsalgorithmen[3] des L4-Triggers verwendet, um eine positive oder negative Triggerentscheidung herbeizuführen. Eine nochmalige Rekonstruktion findet auf Triggerstufe L5 statt, auf der dann die für eine Analyse zur Verfügung gestellten Dateien aus den rekonstruierten Ereignissen erzeugt werden. In Bezug auf die VLQ-Kalorimeter ist die Rekonstruktion auf L4 und L5 identisch. Die VLQ-Spurdetektorrekonstuktion und die Kombination von Spuren und Clustern im VLQ-Spektrometer wird hingegen ausschließlich auf Stufe fünf durchgeführt.
Die Rekonstruktion ist ein schrittweiser Prozeß, bei dem die Daten aus den einzelnen Subdetektoren zunächst völlig unabhängig voneinander rekonstruiert werden. Anschließend, nach dem alle Daten der Subdetektoren rekonstruiert sind, werden Daten von einigen Subdetektoren, z.B. von Spurkammern und Kalorimetern, kombiniert. Der Rekonstruktion stehen die gesamten Detektorrohdaten eines Ereignisses zur Verfügung, die durch das BOS-System[4] adressiert werden [Blo01]. Jedem Subdetektor ist ein Rekonstruktionsmodul zugeordnet. Die Rekonstruktion von H1-Kalorimeterdaten findet im allgemeinen in drei Schritten statt.

---

[1] **VLQ-Rec**onstruction
[2] **H1-REC**onstruction
[3] auch als L4-Finder bezeichnet
[4] **B**ank-**O**bject-**S**ystem

1. Die Signale der einzelnen Zellen oder Kanäle liegen zu Beginn der Rekonstruktion in DSP-Einheiten[5] vor. Der DSP-Prozessor führt während der Auslese eine Nullunterdrückung zur Datenkompression und eine Pedestal Korrektur[6] durch. Im Fall des VLQ-Kalorimeters wird die Korrektur erst durch das VLQREC-Paket durchgeführt. Zur Subtraktion von Common-Mode-Rauschen, einer auf Ereignisbasis vorkommenden Verschiebung der Amplitudennullinie verursacht durch Störpulse, ist es nötig, auch solche Kanäle auszulesen, in denen kein oder kaum ein Signal vorhanden ist. Zusätzlich übersetzt der DSP-Prozessor die ADC-Kanalnummer[7] in eine eindeutige und eine der Detektorgeometrie angepaßten Kanalnummer. Die bitweise kodierten Signalamplituden und Kanalnummern werden im ersten Schritt, im allgemeinen als Skalierungsmodul bezeichnet, decodiert und die Signale nach Anwendung von Kalibrationsfaktoren in Energien der Einheit Gigaelektronenvolt (GeV) übersetzt.

2. Teilchen, die einen Schauer im Kalorimeter auslösen, verteilen ihre Energie im allgemeinen über mehrere Kanäle. Die optimale Information über das Teilchen kann aus der Zusammenfassung der Energie aller vom Teilchenschauer getroffenen Kanäle erlangt werden. Es ist darauf zu achten, daß nur Kanäle zusammengefaßt werden, die Energie von ein und demselben Teilchen messen. Die Kanäle werden zu einem topologisch zusammengehörigen Ganzen, einer Zusammenballung oder Cluster[8] zusammengefaßt, der direkt die Eigenschaften des zu messenden Teilchens, wie seine Energie und seinen Auftreffort, wiederspiegelt. Dieser Schritt wird als Clustering bezeichnet

3. In dem darauffolgenden Schritt, nach dem die Daten aller Subdetektoren rekonstruiert sind, werden die Informationen von einzelnen Detektoren miteinander kombiniert. Eine durch das Spurkammersystem rekonstruierte Spur wird zum Beispiel einem Cluster im Kalorimetern zugeordnet. Aus der Energie des Clusters und den Spurinformationen werden Teilchenviererimpulse errechnet.
   Mit Beendigung des dritten Schrittes ist die eigentliche Aufgabe der Rekonstruktion beendet und das Ereignis liegt in einer zur Analyse verwendbaren Form vor[9]. Im H1-Experiment gibt es weitere Programmpakete, z.B H1PHAN[10], mit dem komplexere Objekte, beispielsweise Teilchenjets, konstruiert werden und die auf den Ergebnissen der Rekonstruktion aufbauen.

## 6.2 Rekonstruktion von VLQ-Kalorimeterdaten

### 6.2.1 Aufbereitung und Skalierung der Rohdaten

Zu Beginn der Rekonstruktion werden essentielle Parameter aus der Datenbank des H1-Experimentes ausgelesen.

---

[5] Digital-Signal-Processor

[6] Das Pedestal ist die mittlere gemessene Amplitude eines Kanals in dem kein Signal (außer Rauschen) vorliegt. Es wird durch Auslesen des Detektors bestimmt, wenn kein Ereignis vorgelegen hat. Das Pedestal wird von dem Signal abgezogen, so daß eine Amplitude von Null DSP Einheiten einem Kanal ohne Signal entspricht.

[7] Der Kanal im Analog zu Digital Konverter. Er digitalisiert das analoge Detektorsignal.

[8] das englische Wort für Zusammenballung. Es ist als technischer Ausdruck in den deutschen Sprachgebrauch eingeflossen und wird daher im folgenden ausschließlich verwendet.

[9] Die wichtigsten Informationen und Ergebnisse der Rekonstruktion werden in komprimierter Form auf DST gespeichert. Sie werden zur Analyse verwendet

[10] H1 PHysics ANalysis

- Die Pedestalwerte der einzelnen Kanäle.
- Das mittlere Rauschen der individuellen Kanäle.
- Der Konversionsfaktor, mit dem DSP-Einheiten in Energien umgerechnet werden.
- Falls Testdaten analysiert werden, die ohne DSP-Prozessor Sortierung genommen wurden, wird eine Tabelle zur Konversion von ADC-Kanalnummer zu geometrischer Kanalnummer eingelesen.

Histogramme zur Datenqualitätsüberwachung werden erstellt und am Ende abgespeichert. Zu Beginn der Rekonstruktion eines Ereignisses wird das Vorhandensein und die Integrität der notwendigen Eingangsdaten überprüft und im Fehlerfall versucht, den Fehler zu korrigieren. Ist der vorliegende Fehler besonders schwer, z.B fehlende oder illegale Kanalnummern oder überhaupt keine Rohdaten, wird die Rekonstruktion abgebrochen. Das eigentliche Skalieren der Rohdaten findet in einer Schleife statt, die über alle Kanäle läuft. Zuerst werden die Signalamplitude und die Kanalnummer decodiert und der aus der Datenbank ausgelesene Pedestal Wert von der gemessenen Amplitude im Kanal subtrahiert. Die Amplitude in DSP-Einheiten wird mit dem Konversionsfaktor zur Überführung in die Einheit GeV multipliziert und die in Abschnitt 7.5.1 bestimmten Kanal-zu-Kanal Abgleichfaktoren angewendet. Die Ergebnisse der Skalierung werden in BOS-Objekten gespeichert und das Modul beendet.

### 6.2.2 Der Clusterfindungs- und Clusterrekonstruktionsalgorithmus

Die skalierten und Kanal-zu-Kanal abgeglichen Amplituden werden ausgelesen. Ziel des Cluster-Moduls ist das Zusammenfassen von topologisch zusammengehörigen Kanälen, in denen ein signifikantes Signal gemessen wurde, zu Clustern. Aus ihnen wird die Energie und der Auftreffort des Teilchens auf dem Kalorimeter bestimmt. Vor dem ersten Ereignis werden, analog zum Skalierungsmodul, wichtige Konstanten, Kalibrationsfaktoren und Steuerparameter aus der H1-Datenbank ausgelesen. Für jedes Ereignis wird die Suche nach Clustern und ihre Rekonstruktion in vier Schritten durchgeführt:

1. Die Eliminierung von Single-Diode-Kanälen.
2. Das Auffinden der Clustern in den einzelnen Projektionen und die Klassifikation des Ereignisses in VLQ-Kalorimeter Ereignisklassen.
3. Die Rekonstruktion der Eigenschaften der in den Auslese-Projektionen gefundenen Clustern. Sie werden als Projektionscluster bezeichnet. Ereignisse, in denen mehr als ein Cluster identifiziert ist, durchlaufen zuvor einen Clustertrennungsalgorithmus.
4. Die Cluster in den Projektionen werden zu endgültigen Clustern kombiniert und die Energie und der Auftreffort aus den Eigenschaften des endgültigen Clusters bestimmt.

Nach der Clusterfindung und Konstruktion werden die Ergebnisse in BOS-Objekten gespeichert und Histogramme zur Datenqualitätskontrolle gefüllt. Im folgenden werden die Prinzipien, nach denen die obigen Punkte abgearbeitet werden, besprochen, nicht aber die konkrete Realisierung.

**Das Auffinden und Eliminieren der Single-Diode-Kanäle**

Die Entfernung der Single-Diode-Kanäle wird durch das Vorhandensein redundanter Information, die die projektive Auslese mit sich bringt, möglich. Abbildung 6.1 zeigt ein Ereignis in dem mehrere Single-Diode-Kanäle vorhanden sind. Einander gegenüberliegende Kanäle tasten dieselbe Schauerprojektion an denselben Stellen ab und messen Licht aus denselben Szintillatoren. Gegenüberliegende Kanäle sollten daher in etwa dieselbe Energie messen. Zur Erkennung der Single-Diode-Kanäle wird das Verhältnis der Amplituden zweier gegenüberliegender Kanäle gebildet und mit einem Schwellenwert verglichen. Liegen die Amplituden beide Kanäle unterhalb der $3\sigma$-Rauschschwelle, kann keiner der beiden Kanäle ein Single-Diode-Signal beinhalten. Ist das Signal einer der Kanäle unter der Rauschschwelle und die Amplitude des anderen darüber, wird das Verhältnis zwischen der Energie in dem Kanal und dem $3\sigma$-Rauschen des gegenüberliegenden Kanals gebildet[11]. Sind die Signale beider Kanäle über der Rauschschwelle, wird der Quotient der Amplituden gebildet. Eine grobe Clusterfindung in der dazu senkrechten Projektion wird durchgeführt. Befindet sich ein wahrscheinlicher Cluster nahe am Kalorimeterrand so ist es möglich, bedingt durch Lauflängeneffekte, daß das Signal in der einen Projektion sehr viel größer ist als in der anderen, ohne daß ein Single-Diode-Kanal vorliegt. Kanäle in denen der Quotient, in Abhängigkeit von der grob bestimmten Clusterposition in der dazu senkrechten Projektion, größer als ein Faktor 2-4 ist, werden als Single-Diode-Kanäle markiert. Bei Ereignissen, die nahe am Kalorimeterrand stattgefunden haben, dürfen gegenüberliegende Kanäle über ein größeres Amplitudenungleichgewicht verfügen. Ist so ein Kanal identifiziert, ist festzustellen, ob in der unmittelbaren Umgebung des Kanals weitere Kanäle ein Signal über der $3\sigma$-Rauschschwelle besitzen. Ist das nicht der Fall wird die Amplitude des Single-Diode-Kanals auf Null zurückgesetzt. Sind in einer Entfernung von zwei Kanälen rechts oder links um den Single-Diode-Kanal weitere Kanäle in denen ein signifikantes Signal vorhanden ist, muß angenommen werden, daß nicht die gesamte Energie in dem als Single-Diode erkannten Kanal aus dem Durchgang eines Teilchens durch die Depletionsschicht der Photodiode kommt. Unter diesen Umständen ist es nicht gerechtfertigt die Amplitude des Kanals auf Null zu setzen. Statt dessen wird versucht, das Schauerprofil durch Mittelung der Energien der benachbarten Kanäle zu extrapolieren. Ist das nicht möglich, etwa weil der Kanal am Kalorimeterrand liegt, wird die Amplitude des Kanals auf die des gegenüberliegenden Kanals gesetzt. Mittels der Ereignisklassifikation, die abgespeichert wird, kann nachträglich festgestellt werden, ob eine Single-Diode-Korrektur stattgefunden hat. Gegebenenfalls kann das Ereignis dann nachträglich weiter behandelt werden. Verbleibt nach Single-Diode-Korrektur mindestens noch ein Kanal eines Moduls über der Rauschschwelle, wird die eigentliche Suche nach Clustern in dem entsprechenden Modul begonnen. Module in denen kein Kanal über der Rauschschwelle liegt werden ignoriert.

[11] Das stellt sicher das es zu keiner Division durch Null kommt

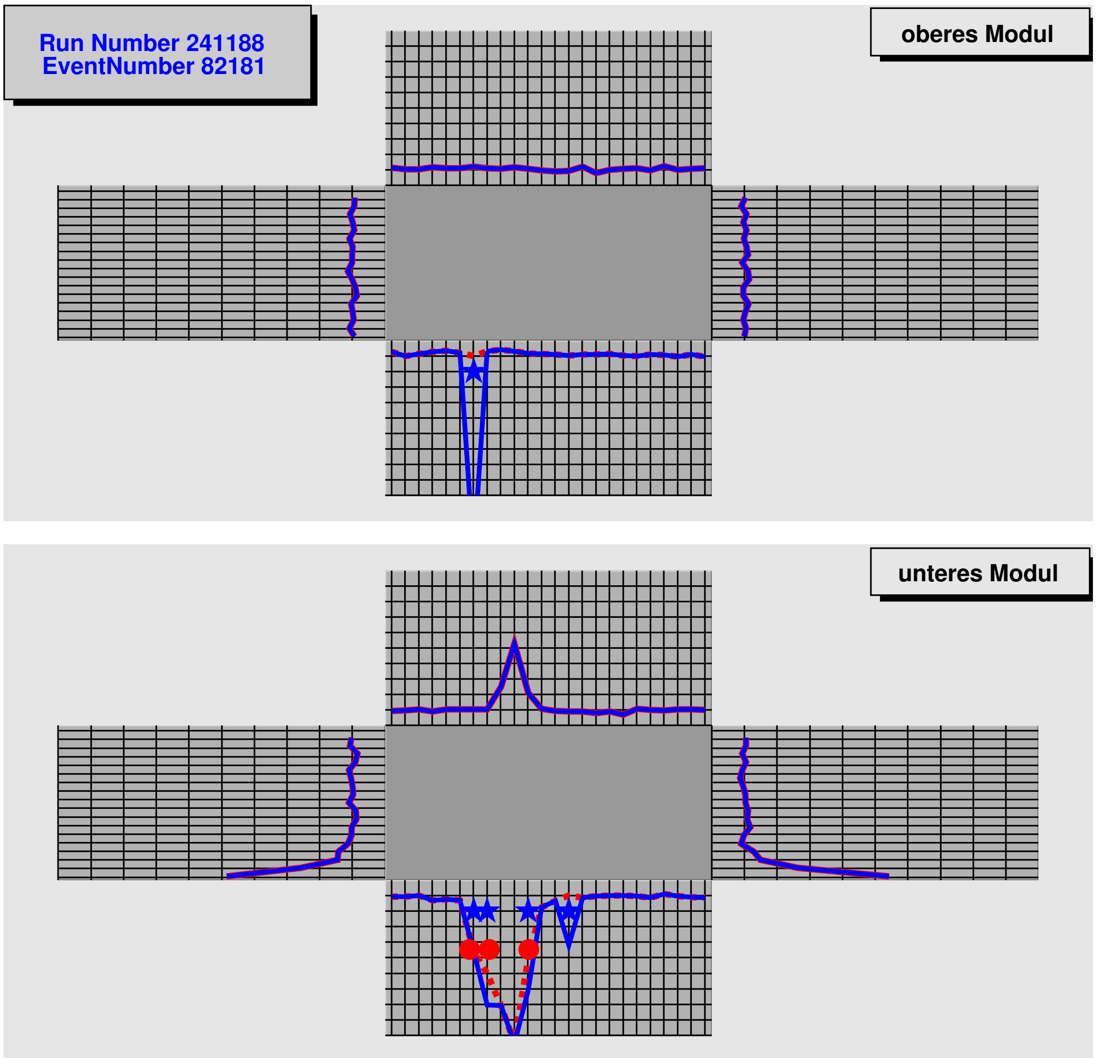



Abbildung 6.1: *Gezeigt ist ein Ereignis, in dem die VLQ-Rekonstruktion in beiden Modulen Single-Diode-Kanäle identifiziert hat. Als Single-Diode Kanäle erkannte Kanäle sind mit Sternen gekennzeichnet. Drei Single-Diode-Kanäle wurden als nahe oder in einem Cluster befindlich erkannt. Sie sind durch die Kreise markiert und werden entsprechend der Erläuterung im Text behandelt. Die gestrichelte Linie zeigt die Amplitudenverteilung nach Single-Diode-Korrektur*

### Die Clusterfindung in den Projektionen

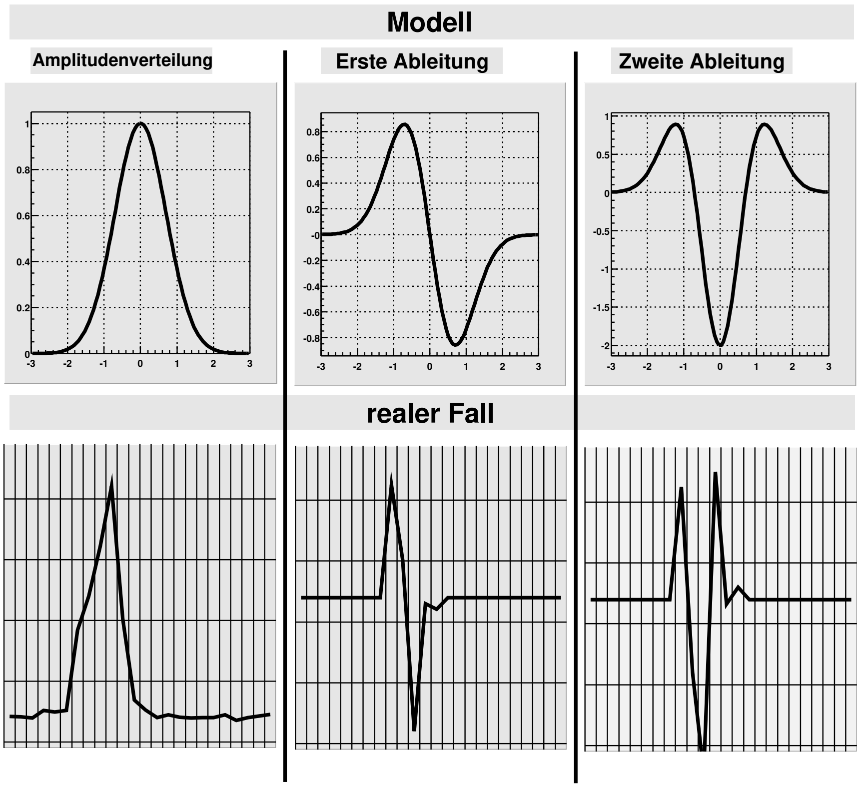



Abbildung 6.2: *Der obere Bildteil zeigt das Prinzip des Clusterfindungsalgorithmus an Hand eines einfachen Modells, in dem die Energieverteilung durch eine Gaußsche Glockenkurve approximiert ist. Im unteren Bildteil ist eine reale Amplitudenverteilung gezeigt, sie stammt aus dem in Abbildung 6.1 gezeigten Ereignis (die untere horizontale Projektion). Der Algorithmus ist im Text erläutert.*

Der Clusterfindungsalgorithmus betrachtet die vier Projektionen eines Moduls vollkommen unabhängig voneinander. Zum Auffinden der Cluster bedient man sich einiger einfacher Grundlagen aus der Analysis. Relative Extrema stetiger Funktion erfüllen die Bedingung $f(x_0 + h) < f(x_0)$ bzw $f(x_0 + h) > f(x_0)$, wobei $h$ einen beliebigen positiven oder negativen Wert annehmen darf. Eine notwendige Bedingung für das Vorhandensein einer Extremalstelle ist das Verschwinden der ersten Ableitung der Funktion. Wechselt die erste Ableitung beim Übergang von $f'(x_-)$ zu $f'(x_+)$ das Vorzeichen von Plus nach Minus, dann befindet sich bei $x = x_i$ ein lokales Maximum, im entgegengesetzten Fall ein Minimum. Eine gleichbedeutende Bedingung für ein Maximum ist ein negativer Wert der zweiten Ableitung an der Stelle des Maximums, bzw. ein positiver Wert an einem Minimum. Die Amplitudenverteilung der Kanäle einer Projektion ist eine diskrete Funktion. Die Ableitungen werden numerisch durch finite Ausdrücke berechnet. Die erste und zweite Ableitung der Amplitudenverteilungen $A(i)$, wobei $A$ die Amplitude und $i$ die Kanalnummer ist, wird gemäß der folgenden Formeln gebildet [Bro93]:

$$A'(i) = \frac{A(i+1) - A(i)}{h} \tag{6.1}$$

$$A''(i) = \frac{A(i-1) - 2 \cdot A(i) + A(i+1)}{h^2}. \tag{6.2}$$

In diesem Fall ist $h$ der Abstand zwischen zwei Kanälen, und in Einheiten von Kanalnummern gilt $h = 1$. Kanäle mit Amplituden kleiner als ein $4\sigma$-Rauschen[12] werden in der Berechnung der Ableitungen nicht berücksichtigt und die Amplituden an der Stelle zu Null angenommen. Die erste Ableitung der Amplitudenverteilung wird nach Nulldurchgängen durchsucht. Wird ein Nulldurchgang gefunden, bestimmt sich die Art des Extremums aus der Vorzeichenänderung der ersten Ableitung und dem Wert der zweiten Ableitung in diesem Kanal. Abbildung 6.2 verdeutlicht den Algorithmus an Hand eines idealisierten Schauerprofils, modelliert durch eine Gaußsche Glockenkurve. Im unteren Bildteil ist eine gemessene Amplitudenverteilung[13] und ihre Ableitungen gezeigt. Ist die Zahl der gefundenen Maxima größer als eins, muß festgestellt werden, ob zwischen den Maxima Kanäle mit Signalen unter einer $4\sigma$-Rauschschwelle vorhanden sind oder nicht. Falls nicht, müssen die Cluster als topologisch zusammenhängend betrachtet und durch einen Separationsalgorithmus getrennt werden. Liegen Kanäle mit gemessenen Energien von weniger als $4\sigma$-Rauschen zwischen den Maxima können die Cluster als unabhängig voneinander betrachtet werden, und eine Separierung ist unnötig. Die projektive Auslese erlaubt die Konsistenzprüfung der Clusterfindung. In einander gegenüberliegenden Projektionen muß die Zahl der gefundenen Cluster exakt gleich sein. Das ist dann nicht der Fall, wenn z.B durch Schwellen- und Lauflängeneffekte im Szintillator in einer der Ausleseprojektionen die Kanalamplituden gerade noch oberhalb, in der gegenüberliegenden aber unterhalb des festgesetzten Rauschschnittes liegen. Der Ableitungsalgorithmus wird in der einen Projektion einen Cluster finden, in der anderen nicht. Das Ereignis kann nur dann konsistent rekonstruiert werden, wenn die Anzahl an Cluster in einander gegenüberliegenden Projektionen gleich ist. Es wird gezielt an der Stelle, an der auf Grund der Information aus der anderen Projektion ein Cluster vermutet wird, gesucht. Finden sich wenigstens 40%[14] der Energie des gefundenen Clusters in der Region in der ein Cluster vermutet, nicht aber gefunden wurde, wird dort ein neuer konstruiert. Ist die Bedingung nicht erfüllt wird der schon konstruierte Cluster verworfen um das Ereignis im weiteren konsistent rekonstruieren zu können.

[12] Der Wert kann über einen Steuerparameter geändert werden. Ein $4\sigma$-Rauschen hat sich bewährt und wird als Standard verwendet

[13] Die Amplitudenverteilung stammt aus dem in Abbildung 6.1 gezeigten Ereignis, gemessen in der unteren horizontalen Projektion des zweiten Moduls

[14] auch dieser Wert kann interaktiv geändert werden, hat sich aber so bewährt.

### Die Bestimmung der Clustereigenschaften der Projektionscluster

Liegen in dem zu rekonstruierenden Ereignis einer oder mehrere nicht zusammenhängenden Clustern vor, so werden die Clustereigenschaften wie folgt rekonstruiert. Die Zahl der einem Cluster zugeordneten Kanäle bestimmt sich aus der Energie des Kanals mit der maximalen Amplitude. Die Zahl der Kanäle, die dem Cluster zugeschlagen wird, beträgt zwischen zwei und fünf zu jeder Seite des Maximums. Durch Störsignale kann es zum Zeitpunkt der Auslese zur Beeinflussung der Ausleseelektronik kommen, und selbst nach Pedestalkorrektur kann immer noch eine Verschiebung des Nullniveaus der Amplitudenverteilung auf Ereignisbasis vorliegen[15]. Diese Verschiebung kann die Energie eines Clusters, wenn naiv die Summe der Kanalenergien gebildet wird, verfälschen. Daher wird der Mittelwert der Energien aller Kanäle, die keinem Cluster zugeordnet sind, gebildet und die, auf Basis einer Projektionen gebildete Amplitude, von allen Kanälen der entsprechenden Projektion subtrahiert[16]. Die Energie des Clusters berechnet sich aus der Summation über alle dem Cluster zugehörigen Kanälen:

$$E = \sum_{\text{Kanäle des Clusters}} E_i. \tag{6.3}$$

Der Auftreffort, projiziert auf eine der Ausleseebenen, wird durch Berechnung des Schwerpunkts der Amplitudenverteilung in den Projektionen bestimmt. Jeder Kanal wird dafür mit einem Wichtungsfaktor versehen, der mit der gemessenen Energie im Kanal korreliert ist. Drei alternative Methoden sind realisiert.

1. Die lineare Gewichtung [The84].
   In diesem Fall wird die Ortskoordinate gemäß

   $$x_{lin} = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i} \tag{6.4}$$

   bestimmt. $E_i$ ist die gemessene Energie in Kanal $i$ und $x_i$ der Kanalmittelpunkt. Bei dieser Methode wird den Kanälen die außerhalb des Molière-Radius des Schauers liegen, lediglich ein geringes Gewicht und denen die innerhalb liegen ein großes Gewicht zugeordnet. Wenn, wie im Fall des VLQ-Kalorimeter, der Molière-Radius des Schauers lediglich etwa zwei Kanäle breit ist, entsteht die Tendenz den Mittelpunkt des Kanals mit der maximalen Amplitude zu rekonstruieren und die Ortsauflösung verschlechtert sich.

2. Die Wurzelwichtung [Poe96].
   Hier wird der Schwerpunkt nach

   $$x_{sqrt} = \frac{\sum_i x_i \sqrt{E_i}}{\sum_i \sqrt{E_i}} \tag{6.5}$$

   errechnet. Durch die Wurzelbildung bekommen Kanäle mit weniger Energie, also solche die an den Clusterrändern liegen, ein stärkeres Gewicht.

---

[15] im Englischen als “common mode effect” bezeichnet

[16] Die “common-mode” Amplitude wird nur bei Ereignissen mit einem Cluster bestimmt, da bei mehr als einem Cluster die Zahl der Kanäle in einer Projektion, die nicht einem der Cluster zugeordnet ist, zu klein ist um einen verläßlichen Mittelwert zu bilden.

3. Die logarithmische Gewichtung [Awe92].
   Der Schwerpunkt errechnet sich aus:

$$x_{log} = \frac{\sum_i x_i w_i}{\sum_i w_i}, \tag{6.6}$$

   wobei:

$$w_i = max(0, W_0 + ln(E_i/\sum_i E_i)) \tag{6.7}$$

   ist. $W_0$ ist ein dimensionsloser Abschneideparameter, der erzwingt, daß nur Kanäle oberhalb einer Schwelle in die Schwerpunktbildung eingehen und sich aus der Form des Schauerprofils motivieren läßt. Das transversale Schauerprofil läßt sich näherungsweise für kleine Abstände von der Schauerachse beschreiben durch [Awe92]:

$$E(\xi) = Ae^{\alpha\xi}. \tag{6.8}$$

   $A$ und $\alpha$ sind frei wählbare Parameter, $\xi$ der Abstand zur Schauerachse. Aus Vergleich von Gleichungen 6.7 und 6.8 ist klar, daß der Parameter $W_0$ mit dem transversalen Abstand zur Schauerachse verbunden ist. Der Wert von $W_0$ für die VLQ-Kalorimeter ist aus der Vermessung des transversalen Schauerprofils zu $W_0 = 1.9$ [Ste98] bestimmt worden.

In der Ortsrekonstruktion wird als Standard, solange nicht durch einen eingelesenen Steuerparameter geändert, die logarithmische Gewichtung verwendet. Der Clusterradius bestimmt sich aus:

$$R_{cluster} = \frac{\sum_i^N E_i \cdot \sqrt{x_{cl} - x_i}}{E_{cl}}, \tag{6.9}$$

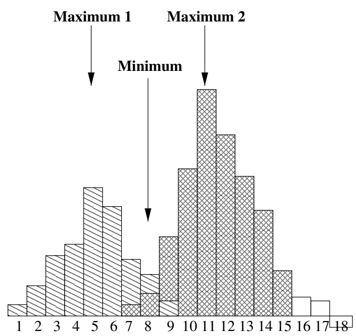



Abbildung 6.3: *Treffen zwei Teilchen sehr nahe zueinander auf, deponieren ihre Teilchenschauer Teile der Energie in gemeinsamen Kanälen. Der Kanal mit der minimalen Energie zwischen beiden Clustern wird gesucht. Seine Energie wird entsprechend dem Verhältnis der Energien in den Maxima Kanälen aufgeteilt. Die um das Minimum liegenden Kanäle sind zusätzlich noch mit einem zur Entfernung vom maximalen Kanal im Cluster proportionalen Faktor versehen.*

wobei $i$ der Kanalindex, N die Zahl der Kanäle die dem Cluster zugeordnet sind, $x_{cl}$ der rekonstruierte Clusterschwerpunkt, $x_i$ der Kanalmittelpunkt eines zum Cluster gehörenden Kanals und $E_{cl}$ die Energie des Clusters ist. Ereignisse in denen in einer Projektion mehr als ein Cluster gefunden wurde, werden bei der Berechnung der Clustereigenschaften speziell behandelt. Abbildung

6.3 veranschaulicht das Vorgehen. Es wird der Kanal mit der minimalen Amplitude zwischen den beiden miteinander verbundenen Clustern gesucht. Seine Energie teilt sich gemäß des Verhältnisses der Amplitude des Kanals mit der meisten Energie im ersten Cluster zu der mit der meisten Energie im zweiten Cluster auf. Die Energie der Kanäle die im Summierungsradius beider Cluster liegen wird entsprechend des oben ausgerechneten Verhältnis gewichtet mit der Entfernung zum maximalen Kanal des jeweiligen Clusters aufgeteilt.

### Die Konstruktion der endgültigen Cluster

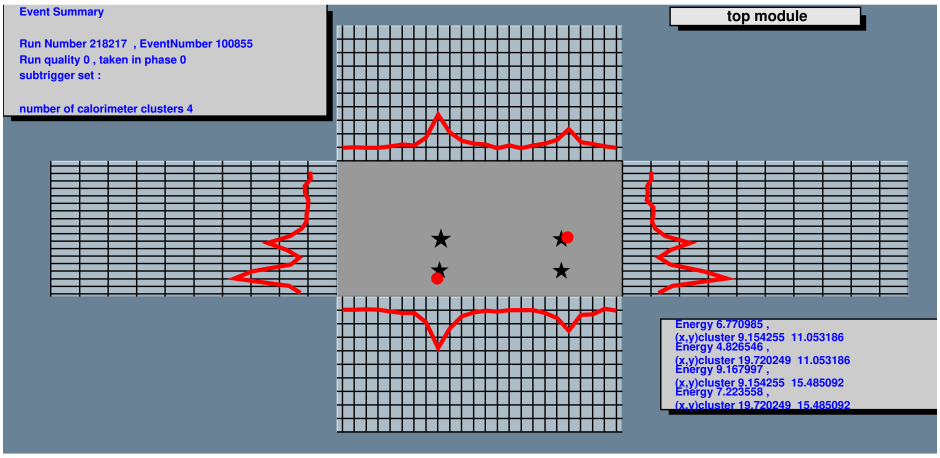



Abbildung 6.4: *Bei dem dargestellten Ereignis handelt es sich um ein Monte-Carlo-simuliertes Ereignis, bei dem die beiden Photonen aus dem Zerfall eines neutralen Pions, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, in einem der VLQ-Kalorimetermodule nachgewiesen sind. Die Problematik der Rekonstruktion von Ereignissen mit mehr als einem Cluster pro Projektion, bedingt durch die Mehrdeutigkeit der projektiven Auslese, wird deutlich. Aus zwei Projektionsclustern in jeder der Projektionen lassen sich vier endgültige Cluster konstruieren. Die rekonstruierten Koordinaten der endgültigen Cluster sind durch Sterne markiert. Die Kreise sind die von der Simulation erzeugten und daher bekannten Auftrefforte der Photonen. Die Behandlung solcher Ereignisse ist im Text erläutert.*

Nach der Konstruktion der Projektionscluster werden die endgültigen Cluster aufgebaut. Im Fall von einem Cluster pro Projektion ist das Vorgehen einfach. Die Energien aller Cluster werden aufsummiert. Die x-Koordinate bestimmt sich aus dem Mittelwert der rekonstruierten Position der Projektionscluster in der horizontalen Ebene, die y-Koordinate aus der vertikalen. Abbildung 6.4 verdeutlicht den allgemeineren Fall von mehreren Clustern in jeder der Projektionen. Eine eindeutige Rekonstruktion des Auftreffortes der Teilchen ist nicht mehr möglich, da prinzipiell nicht feststellbar ist, welcher Projektionscluster welchem in der dazu senkrechten Projektion zuzuordnen ist. Treffen zwei Teilchen auf das Kalorimeter, so gibt es vier Möglichkeiten, die Cluster aus den Projektionen zu endgültigen, ein auftreffendes Teilchen beschreibenden Clustern, zu kombinieren. Jede Kombination hat unterschiedliche Ortskoordinaten und Energien. In Abbildung 6.4 ist ein Monte-Carlo Ereignis gezeigt, in dem beide beim $\pi^0$-Zerfall entstehenden Photonen in einem

der VLQ-Kalorimetermodule nachgewiesen werden. Die durch die VLQ-Rekonstruktion ermittelten Cluster sind als Sterne eingezeichnet. Die Kreise zeigen den Auftreffort der Photonen auf dem Kalorimeter, der aus der Generation des Ereignisses (siehe Abschnitt 8.1) bekannt ist. In der Rekonstruktion echter Daten ist es nicht ohne weiteres möglich zu entscheiden, welche der endgültigen Cluster durch ein Teilchen erzeugt wurden und welche Effekte der projektiven Auslese sind. Daher werden immer alle Kombinationen gebildet und lediglich durch einen Indikator angedeutet, welche der endgültigen Cluster möglicherweise die realen sind. Die Vermutung darüber, welche der Kombinationen die richtigen sind, basiert auf der Überlegung, daß ein Teilchen in allen Ausleseprojektionen in etwa dieselbe Energie deponieren sollte. Sind die Energien der Cluster in den Projektionen deutlich unterschiedlich, so ist es wahrscheinlich, daß der Cluster mit der geringeren Energie in dieser Projektion dem Cluster mit der geringeren Energie in der dazu senkrechten Projektion zuzuordnen ist. Je stärker sich die Energien der Teilchen gleichen, desto fehlerbehafteter ist diese Abschätzung. Die VLQ-Rekonstruktion errechnet immer alle Möglichkeiten und überläßt dem Benutzer die Entscheidung welche der endgültigen Cluster er als real akzeptiert. Abbildung 6.5 zeigt ein echtes Datenereignis, in dem zwei Teilchen in einer Ebene parallel zur horizontalen Projektion auftreffen und daher ihre Energie in der vertikalen Projektion in denselben Kanälen deponieren. Eine eindeutige Ortsrekonstruktion ist möglich, jedoch kann die Energie der Cluster nicht mehr durch naives Aufaddieren der Energien der Projektionscluster errechnet werden. Die Energie des Clusters in der Projektion mit nur einem Cluster wird entsprechend dem Verhältnis der Clusterenergien in der dazu senkrechten Projektion aufgeteilt[17].
Eine Transformation aus dem lokalen Kalorimeter Koordinatensystem in das H1-Koordinatensystem erfolgt nicht, da dem VLQREC-Programm die absolute Positionierung der Kalorimeter nicht bekannt ist. Die Position der Kalorimeter, in die sie durch die Hubmechanik gebracht wurden, ist nicht im Echtzeitdatenstrom vorhanden. Die Umrechnung in H1-Koordinaten kann daher erst in einer späteren Rekonstruktion erfolgen, bei der die Position der Hubmechanik gesondert berücksichtigt werden kann. Für die Kombination von Spuren des VLQ-Spurdetektors und Clustern im Kalorimeter spielt das keine Rolle, da die Positionierung der beiden Komponenten zueinander immer dieselbe ist. Für eine Umrechnung in absolute Positionen ist aber auf jeden Fall die Positionsinformation der Hubmechanik nötig. Sie wird zeitversetzt in die Datenbank des H1-Experimentes überführt und kann von dort nach Angabe des Datennahmezeitpunkts ausgelesen werden.

## 6.3 Spurrekonstruktion und Spur-Cluster Abgleich

Die Spurrekonstruktion wird in vier Schritten vollzogen, die in [Hur00] detailliert beschrieben sind. Nach der Identifizierung von Treffern im Spurdetektor werden ihre Positionen in absolute H1-Koordinaten umgerechnet. Gefundene Treffer im Siliziumdetektor werden Cluster im Kalorimeter zugeordnet. Dazu wird aus der Position des Ereignisvertex und der Position des gefundenen Clusters im Kalorimeter eine Vorspur errechnet. In einem wählbaren Umkreis von typischerweise 0.3 cm um die Vorspur werden Treffer im Siliziumdetektor gesucht, die für eine Spurbildung in Frage kommen. In Frage kommende Treffer werden für jede der Doppellagen des Spurdetektors zu Punktepaaren in der (x,y)-Ebene zusammengefaßt. Zwischen den Spurpunktepaketen wird eine lineare Anpassung, mittels der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt. Abbildung 6.6

[17]technisch gesehen wird ein neuer Cluster in der entarteten Projektion erzeugt mit denselben Koordinaten aber unterschiedlichen Energien und dann werden wieder alle Kombinationen gebildet. Daher sind in Abbildung 6.5 auch vier Cluster konstruiert worden, wovon aber jeweils zwei identischen Koordinaten haben

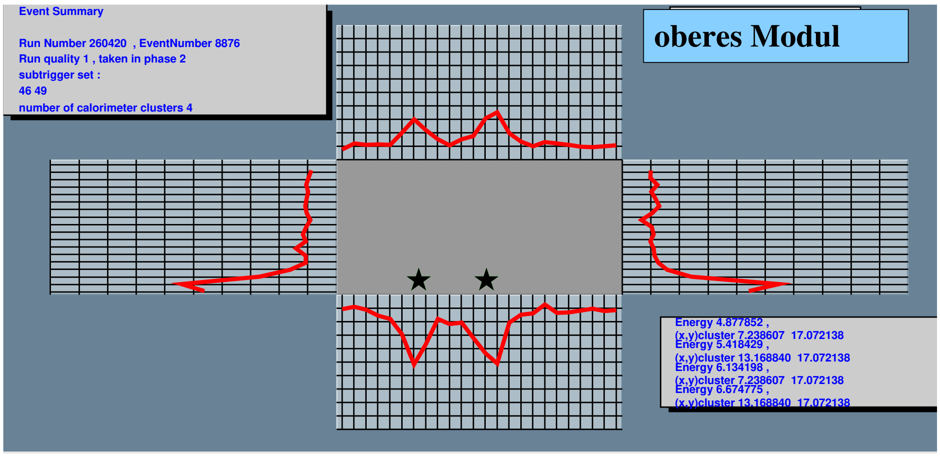



Abbildung 6.5: *Ein Ereignis aus den echten Daten bei dem zwei Teilchen in einer Ebene parallel zur horizontalen Projektion aufgetroffen sind. Entgegen zu dem in Abbildung 6.4 gezeigten Ereignis ist in diesem Fall eine eindeutige Ortsrekonstruktion möglich. Die Energie der beiden Cluster kann jedoch nicht eindeutig bestimmt werden, da beide Teilchen in den beiden vertikalen Projektion ihre Energie in denselben Kanälen hinterlassen. Die Rekonstruktion teilt die Energie in der vertikalen Projektion gemäß dem Verhältnis der Energien der beiden Cluster in den horizontalen auf.*

zeigt die Güte der Spur-Cluster Zuordnung. Die Ortsauflösung des Spektrometers unter Verwendung von Kalorimeter und Spurdetektorsystem beträgt für das obere Modul $\sigma_x = 0.634$ mm. Die Auflösung für das untere Modul ist $\sigma_x = 0.669$ mm.

## 6.4 Leistungsbeurteilung der Rekonstruktionssoftware

Eine Möglichkeit die Güte der Rekonstruktion zu überprüfen ist die Verwendung von Monte-Carlo simulierten Ereignissen. Die Energie und die zu erwartenden Auftrefforte eines Teilchen auf dem Detektor sind aus der Simulation bekannt. Die generierten und rekonstruierten Energien werden verglichen. Die Breite der sich ergebenden Verteilung sollte bei einer hohen Güte der Rekonstruktion im wesentlichen durch die Detektorauflösung, die in die Simulation eingeht, gegeben sein (siehe dazu Abschnitt 7.7.2). In Abbildung 6.7 sind die rekonstruierten Energien und Orte mit den Vorhersagen des Monte-Carlo Generators verglichen. Es wurde der Generator Django[18] verwendet, um Elektronen im kinematischen Maximum zu generieren (siehe Abschnitt 7.3). Sie haben Energien um die Strahlenergie. Es zeigt sich, daß die vorhergesagten Elektronenergien und die durch den Clusteralgorithmus rekonstruierten Energien, unter Berücksichtigung der in Abschnitt 7.7.2 gemessenen Energieauflösung der Simulation, sehr gut übereinstimmen.
Das Studium von hochenergetischen Elektronereignissen alleine ist nicht ausreichend um die Güte der Rekonstruktion zu belegen. Ein Elektronereignisse können nicht die Fähigkeit der Rekonstruk-

[18]Er ist ein Schnittstelle zu den Generatoren LEPTO und HERACLES, die zur Generation tiefinelastischer Streuereignisse verwendet werden

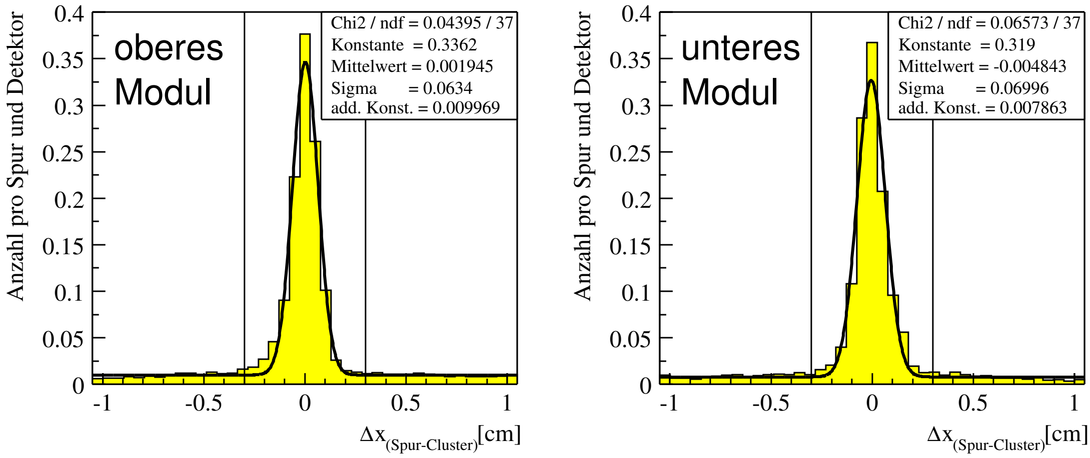



Abbildung 6.6: *Es ist die Differenz $\Delta x_{Spur-Cluster}$ zwischen dem im Kalorimeter rekonstruierten Clusterschwerpunkt und der dem Cluster zugeordneten Spur für das obere Modul (links) und für das untere Modul (rechts) gezeigt. Die senkrechten Linien deuten den Suchradius um die Clusterschwerpunktkoordinate an, in dem nach Spuren gesucht wird. Im Standard beträgt der Suchradius um die Vorspur $0.3$ cm. Aus [Hur00]*

tionsalgorithmen demonstrieren, komplizierte Ereignistopologien, wie Ereignisse mit mehreren Clustern, korrekt zu erkennen und wiederzugeben. Abbildung 6.8 zeigt das rekonstruierte Massenspektrum simulierter $\pi^0$-Mesonen, deren Zerfallsphotonen beide in einem der VLQ-Kalorimeter Module nachgewiesen wurden. Die invariante Masse des Pions errechnet sich aus:

$$m_{\gamma_1\gamma_2} = \sqrt{p^2_{\gamma_1\gamma_2}} = 2E_1E_2(1 - \cos\measuredangle_{\gamma_1\gamma_2}) \qquad (6.10)$$

$E_1$ und $E_2$ sind die Energien der rekonstruierten Photonen im Kalorimeter und $\measuredangle_{\gamma 1\gamma 2}$ ist der Öffnungswinkel zwischen ihnen. Die Fähigkeit neutrale Pionen aus ihren Zerfallsprodukten rekonstruieren zu können, belegt die Fähigkeit der entwickelten Algorithmen Ereignisse mit mehreren Clustern zu erkennen und Ort sowie Energie korrekt zu reproduzieren. Abbildung 6.8 zeigt die rekonstruierten Massen der Pionen um die generierte Masse des $\pi^0$-Mesons von $m_{\pi^0_{gen}} = 0.1349$.

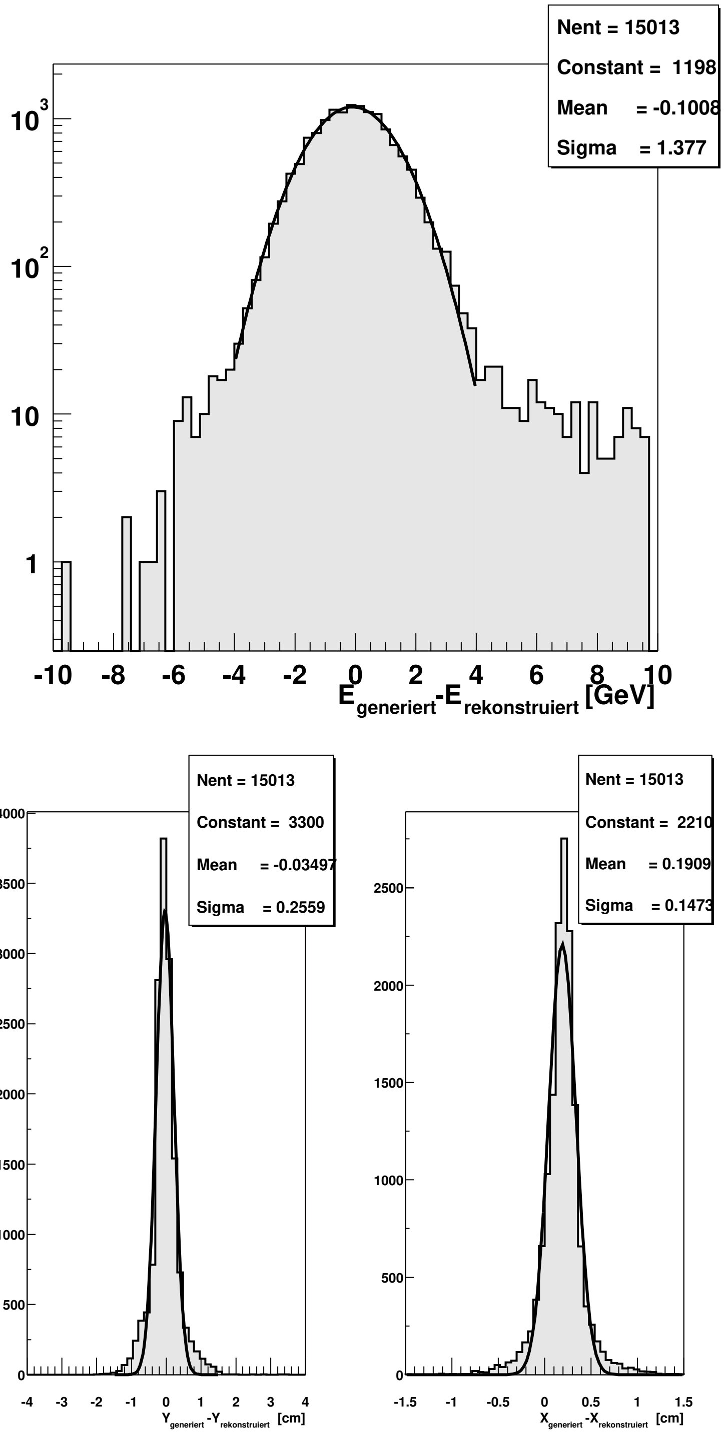



Abbildung 6.7: *Der obere Bildteil zeigt die Differenz zwischen rekonstruierter und generierter Energie für Ereignisse aus dem kinematischen Maximum, generiert mit dem Generator Django. Die Breite der Auflösung entspricht der absoluten Energieauflösung des Detektors für Monte-Carlo simulierte Daten bei* $E_e = 27.56$ *GeV (siehe Abschnitt 7.7.2). Eine Verschlechterung der Auflösung durch Rekonstruktionseffekte ist nicht zu erkennen. Im unteren Bildteil ist die Differenzen der rekonstruierten und generierten Positionen zu sehen. Die Ortsauflösung in Y ist etwas schlechter als die aus Teststrahldaten bestimmte Auflösung (sieheAbschnitt 7.2).*

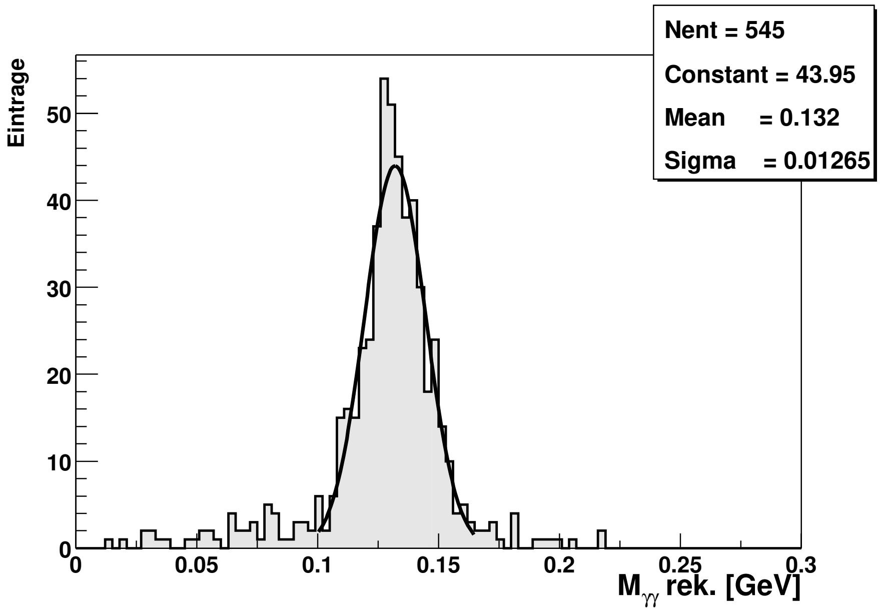



Abbildung 6.8: *Gezeigt ist das rekonstruierte $\gamma\gamma$-Massenspektrum von Photonen aus einem $\pi^0$-Zerfall. Die Fähigkeit, die Masse des Pions korrekt zu rekonstruieren, ist Beweis dafür, daß die Rekonstruktionsalgorithmen in der Lage sind Ereignisse mir mehreren Clustern zu erkennen und Energie sowie Ort korrekt wiederzugeben (vgl. Formel 6.10). Die Masse des generierten Pions ist $m_{\pi^0_{gen}} = 0.1349$ GeV, die mittlere rekonstruierte $m_{\pi^0_{rek}} = 0.132 \pm 0.013$ GeV.*

# Kapitel 7

# Die Energiekalibration der VLQ-Kalorimeter

In diesem Kapitel wird die Energie- und Ortskalibration der VLQ-Kalorimeter beschrieben. Nach einer Einführung in die Grundlagen der Kalibration folgt die Beschreibung des Kanal-zu-Kanal Abgleichs und die Bestimmung der absoluten Energieskala des Kalorimeters. Die Kalibration wurde mit verschiedenen Datensätzen und mit Monte-Carlo simulierten Daten durchgeführt. Abschließend werden die Ergebnisse der Kalibration gezeigt.

## 7.1 Grundlagen der Kalibration

Um die Energie eines Teilchens in einem Kalorimeter genau messen zu können, sollte seine Energie möglichst vollständig im Kalorimeter absorbiert werden und in ein auslesbares Signal umgewandelt worden sein. Im Fall einer vollständigen Absorption der Energie und eines "idealen" Kalorimeters kann ein linearer Zusammenhang zwischen der deponierten Energie und der Signalamplitude angenommen werden, so daß $E = K \cdot S$ gilt. Die Proportionalitätskonstante $K$ legt das Verhältnis zwischen Energie $E$ und gemessener Signalamplitude $S$ und damit die Energieskala des Kalorimeters fest. Eine Aufgabe der Kalibration ist die Bestimmung von $K$ und die Messung von eventuellen Abweichungen von der Linearität, die zu einer Energieabhängigkeit der Kalibrationskonstante $K = K(E)$ führen. Die Kalorimeterantwort hängt nicht nur von der Energie des nachzuweisenden Teilchens ab, sondern auch von Faktoren die nicht direkt mit der Energie des zu messenden Teilchens zusammenhängen, z.B. dem Auftreffort auf dem Kalorimeter. Aufgabe der Kalibration ist die Korrektur solcher Effekte, die die Auflösung des Detektors verschlechtern. Die einfachste Methode ein Kalorimeter zu kalibrieren ist die Verwendung eines Teilchenstrahles mit genau bekannten Eigenschaften. Bestimmte Untersuchungen sind an einem Teststrahl mitunter unmöglich oder Messungen erst im realen und endgültigen Experimentbetrieb durchführbar. Ein weiterer Nachteil eines Teststrahles ist, daß er nicht über dieselben Eigenschaften verfügt, die später im Experiment gegeben sind und der Detektor nicht unter den endgültigen Bedingungen betrieben werden kann. In diesem Fall soll das VLQ-Kalorimeter Elektronen mit Energien von bis zu $27.5\,\mathrm{GeV}$ messen. Der am DESY vorhandene Teststrahl DESY-III stellt lediglich Elektronen bis maximal $7\,\mathrm{GeV}$ zur Verfügung. Daher muß für die Kalibration bei großen Energien eine Methode gefunden werden, die auf während des regulären Betriebes genommenen Daten basiert. Die

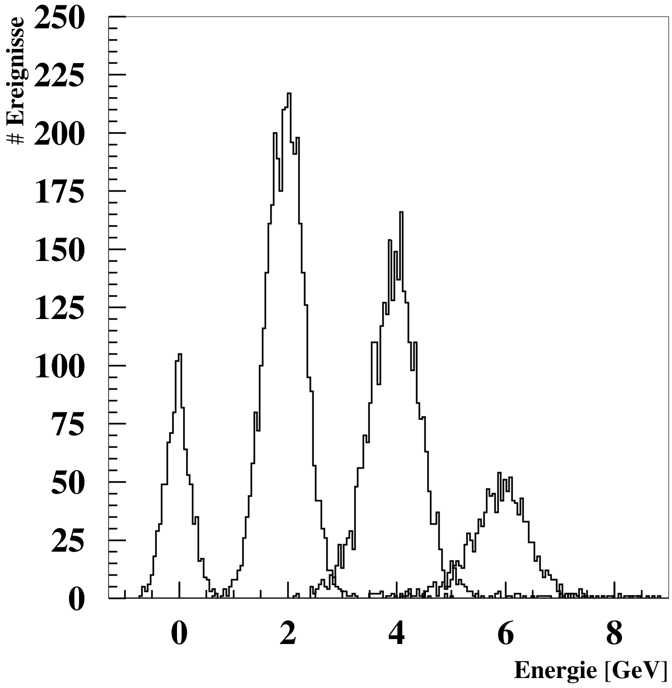



Abbildung 7.1: *Gezeigt ist die gemessene Energieverteilung für drei verschiedene am DESY-Teststrahl eingestellte Elektronenergien. Die Verteilung um Null zeigt das Rauschen des Detektors gemittelt über alle Kanäle und bereits um das Pedestal korrigiert. Aus [Ste98]*

bekannteste Methode ist Kalibration mit Ereignissen aus dem kinematischen Maximum[1], die im folgenden Anwendung findet.

## 7.2 Kalibration mit einem Elektronteststrahl am DESY

Eine Vorrichtung, die Teilchen mit genau definierten Eigenschaften zur Verfügung stellt, also mit bekannter Energie und gut lokalisiert im Ort, wird als Teststrahl bezeichnet. Die Eigenschaften der VLQ-Kalorimeter wurden mit dem Teststrahl DESY-III vermessen. Der DESY-III-Teststrahl kann je nach PETRA Betrieb Elektronen oder Positronen in einem Energiebereich zwischen $1-7$ GeV und einer Ortslokalisierung von $1-2$ cm zur Verfügung stellen. Das abgearbeitete Meßprogramm bestand aus der Bestimmung der Kalorimeterantwort bei verschiedenen Energien und zentralem Auftreffpunkt und einem Abfahren der Kalorimeterfläche in Schritten von einem Zentimeter bei konstanter Energie. Der genaue Meßaufbau und seine Auslese ist in [Ste98] beschrieben. Abbildung 7.1 zeigt die Detektorantwort nach Digitalisierung der analogen Signalamplituden für drei verschiedene Elektronenergien. Abbildung 7.2 zeigt die Linearität der Detektorantwort und die relativen Abweichungen von der Linearität für den aus dem Teststrahl zugänglichen Energiebereich. Sie liegen für Energien $E > 3$ GeV unter einem Prozent. Die Teststrahlmessungen ermöglichen die Bestimmung der Energieauflösung zu:

[1]im Englischen als kinematic peak calibration bezeichnet

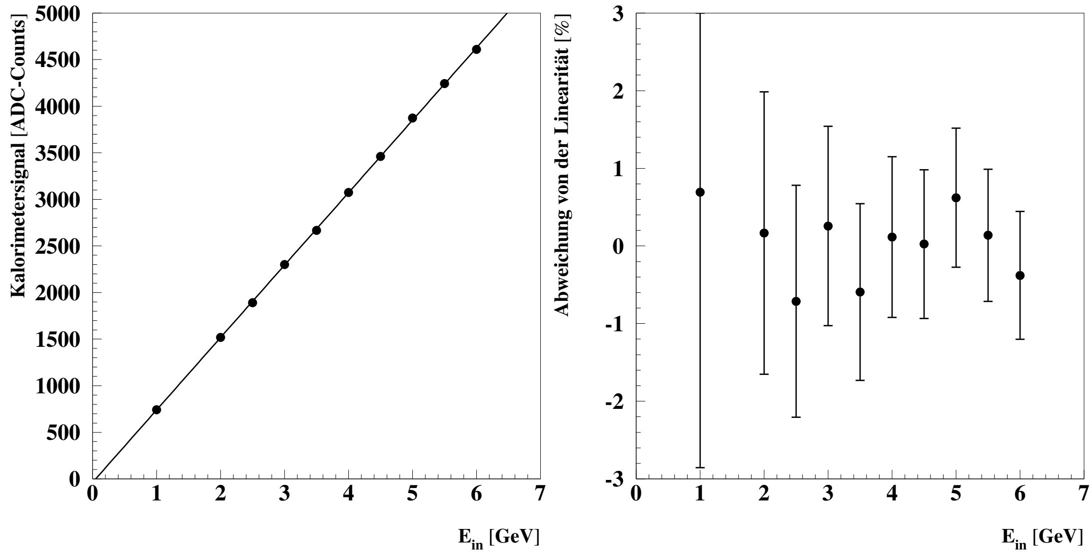



Abbildung 7.2: *Der linke Bildteil zeigt die Linearität der Detektorantwort ermittelt aus dem Teststrahl für Elektronenenergien zwischen einem und sechs GeV. Der rechte Bildteil zeigt die Abweichung der Detektorantwort von einer linearen Anpassung. Aus [Ste98]*

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{(19 \pm 6)\%}{\sqrt{E/GeV}}\right)^2 + ((6.4 \pm 3.0)\%)^2 + \left(\frac{(23.4 \pm 0.9)\%}{E/[GeV]}\right)^2}, \tag{7.1}$$

und der Ortsauflösung in x,y zu:

$$\sigma_x = (1.023 \pm 0.006)\,\text{mm} \tag{7.2}$$
$$\sigma_y = (1.02 \pm 0.01)\,\text{mm} \tag{7.3}$$

[Ste98].

## 7.3 Kalibration mit dem kinematischen Maximum

Das VLQ-Kalorimeter mißt hauptsächlich Elektronen die in einer $ep$-Reaktion gestreut werden. Die Energie des einlaufenden Elektrons ist die Strahlenergie und sehr gut bekannt. Die Energie des gestreuten Elektrons ist nach der Streuung unbekannt und kann einen Wert zwischen der unteren Nachweisgrenze und der Strahlenergie annehmen. Eine der $ep$-Streuung zu Grunde liegende kinematische Eigenschaft erlaubt es, Ereignisse zu selektieren, bei denen die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung identisch ist. Sie werden als Ereignisse im kinematischen Maximum bezeichnet. Das häufige Auftreten und die Selektierbarkeit dieser Ereignisse kann an Hand der kinematischen Ebene, die von den Variablen $Q^2$ und $x_{Bj}$ aufgespannt ist, verdeutlicht werden, siehe Abbildung 7.3. Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen $ep$-Streuung läßt sich als Funktion

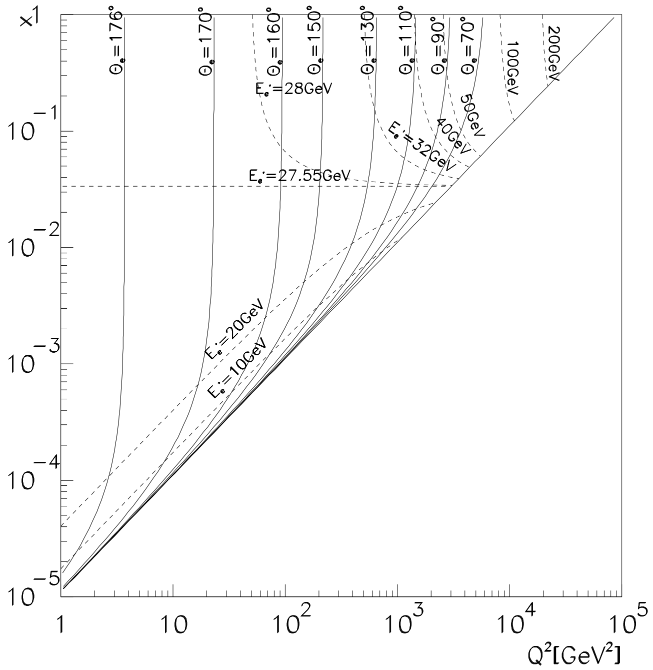



Abbildung 7.3: *Das Entstehen des kinematischen Maximums kann mittels der $x - Q^2$-Ebene verdeutlicht werden. Bedingt durch die $1/y$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bei kleinen Werten der Variable $y$, die gleichbedeutend mit einem großen Wirkungsquerschnitt für Streuung von Elektronen mit Energien nahe der Strahlenergie ist, und dem großen Phasenraum der zur Verfügung steht, wird eine große Anzahl an Ereignissen mit gestreuten Elektronenergien nahe der Strahlenergie erwartet. Diese Überhöhung im gestreuten Elektron-Energiespektrum bezeichnet man als das kinematische Maximum, Ereignisse in ihm als Ereignisse aus dem kinematischen Maximum.*

des Impulsübertrages $Q^2$ und der Inelastizität $y$ schreiben als [Mey97]:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 y}\left(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right) F_2(x, Q^2). \tag{7.4}$$

Die Strukturfunktion $F_2$ ist im kinematischen Bereich des VLQ näherungsweise flach. Daher ist der Wirkungsquerschnitt bei kleinen $y$ proportional zu $1/y$. Der zugängliche Bereich in der Variablen $Q^2$ ist (siehe Formel 1.12) durch die geometrische Winkelakzeptanz des Kalorimeters im Polarwinkel $\vartheta$ vorgegeben. Der Faktor $1/y$ kann umgeschrieben werden zu:

$$\frac{1}{y} = \frac{E_e}{E_e - E_e' \sin^2(\frac{\vartheta}{2})}. \tag{7.5}$$

Der Term $1/y$ und damit der Wirkungsquerschnitt ist genau dann groß, wenn $E \approx E'$ ist und unter der Voraussetzung das $\sin^2(\vartheta/2)$ gegen eins geht. Eine Bedingung, die für den VLQ-Detektor sehr gut erfüllt ist. Wie Abbildung 7.3 zu entnehmen, ist der zugängliche Phasenraum in der $x_{Bj} - Q^2$ Ebene, in dem das VLQ Elektronen mißt, für gestreute Elektronen mit Energien nahe der Strahlenergie sehr groß. Die starke Population dieses Phasenraumbereiches, erzeugt durch das Verhaltens des Wirkungsquerschnittes, führt zu einer großen Zahl an Elektronen mit Energien sehr

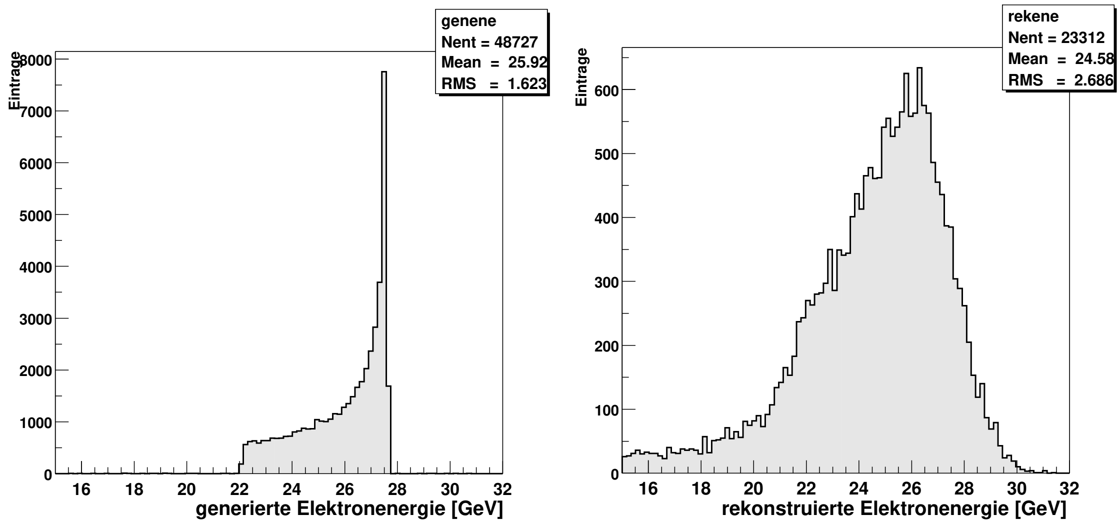



Abbildung 7.4: *Das kinematische Maximum im Energiespektrum gestreuter Elektronen aus Monte-Carlo simulierten Ereignissen. Das linke Bild zeigt die Energie der gestreuten Elektronen auf Generatorniveau, also frei von jeden Detektoreffekten. Im linken Bild ist die rekonstruierte Energie nach vollständiger Detektorsimulation ohne Kalibration zu sehen. Die Verschiebung des Maximums der detektorsimulierten Energieverteilung zu kleineren Energien zeigt die Notwendigkeit einer Kalibration. Die größere Breite der Verteilung ist durch Detektorauflösungseffekte und fehlender Kalibration bedingt. Die geringere Anzahl an Einträgen erklärt sich aus der unvollständigen Abdeckung des Azimutwinkel $\varphi$ durch die VLQ-Kalorimeter.*

nahe der Elektronstrahlenergie die in diesen Bereich gestreut werden. Außerdem ergibt sich eine abnehmende Zahl von Elektronen mit geringen Energien. In einem gemessenen Elektronenergiespektrum ist die Energie bei der die meisten Ereignisse rekonstruiert werden mit der Energie des Elektronstrahls identifizierbar. Aufgabe der Kalibration ist es, die Detektorantwort so abzugleichen, daß alle Ereignisse im kinematischen Maximum und unabhängig vom Auftreffort mit einer Energie von im Mittel $27.5$ GeV rekonstruiert werden. Die Breite der rekonstruierten Energieverteilung soll durch die Kalibration minimiert werden, was gleichbedeutend mit einer Verbesserung der relativen Detektorauflösung ist. Abbildung 7.4 zeigt das kinematische Maximum aus Monte-Carlo simulierten Daten sowohl generiert als auch nach vollständiger Detektorsimulation.

## 7.4 Die Ereignisselektion

### 7.4.1 Die zur Kalibration verwendeten Datensätze

Die für die Kalibration verwendeten Daten sind im Jahr 1999 während des regulären HERA-Betriebes genommen worden. Die Datennahmeperiode 1999 unterteilt sich in zwei logische Abschnitte, die von Januar bis einschließlich April 1999, bezeichnet als “99-1” und die von August bis Dezember 1999, bezeichnet als “99-2”. Am Ende der jeweiligen Datennahmeperioden wurde über einige Tage eine spezielle Datennahme durchgeführt, in der besonders von den VLQ-Kalorimetern getriggerte Ereignisse ausgelesen wurden. Getriggert wurde auf Ereignisse, bei denen ein hochenergetisches Elektron das Kalorimeter getroffen hat und den Subtrigger `S46`, der zur Messung inklusiver Elektronen bestimmt ist, ausgelöst hat. Der Subtrigger S46 verlangt eine Energie in einem der VLQ-Kalorimetermodule, die über der hohen Schwelle liegt. Die Ereignisse, die in diesen Datennahmeperioden genommen wurden, eignen sich sehr gut zur Kalibration mit Ereignissen aus dem kinematischen Maximum. Der zweite Datensatz, der zur Kalibration herangezogen wird, besteht aus voll detektorsimulierten Monte-Carlo Ereignissen. Sie sind nützlich zur Bestimmung der Detektorantwort am Rand und zur Bestimmung von Leckverlusten. Die Monte-Carlo Ereignisse sind entgegen echten Ereignissen frei von Effekten wie Single-Diode Kanälen und erlauben es, Leckverluste, die in echten Daten durch Lauflängeneffekte im Szintillator überdeckt sind, zu bestimmen. Die Selektion von geeigneten Ereignissen erfolgt in zwei Schritten, einer Vorselektion die bereits beim Auslesen der Daten angewandt wird und einer Hauptselektion die in der Ereignisschleife des Analyseprogrammes durchgeführt wird.

### 7.4.2 Die Vorselektion

Die Vorselektion verlangt, daß das Ereignis durch den Subtrigger S46 akzeptiert wurde. Die Bedingung ist äquivalent zu einer gemessenen Energie im Detektor von $E_e \geq 10\,\mathrm{GeV}$. Die zweite Bedingung ist, daß die durch das VLQREC-Programm identifizierte Zahl an Clustern im Kalorimeter exakt eins ist. Das VLQREC Paket untersucht wie in Abschnitt 6.2.2 erläutert, ein Ereignis auf das Vorhandensein von Single-Diode-Kanälen. Nur Ereignisse, in denen keine Single-Diode-Kanäle gefunden wurden, oder solche, die vom Cluster räumlich gut getrennt sind, werden für die Kalibration akzeptiert. Dadurch ist sichergestellt, daß die im Cluster gemessene Energie nur aus dem Schauer im Kalorimeter stammt und nicht durch ein niederenergetisches Teilchen, das die Depletionsschicht einer Photodiode durchquert, beeinflußt wird.

### 7.4.3 Die Selektionsschnitte

Ziel der Schnitte ist es gestreute Elektronen aus dem kinematischen Maximum zu selektieren. Das wird durch Schnitte auf globale Eigenschaften des Ereignisses und durch Bedingungen an die Eigenschaften des gefundenen Clusters im Kalorimeter erreicht. Die folgenden Schnitte werden zur endgültigen Selektion des Kalibrationsdatensatzes angewendet.

#### Schnitt auf die Variable $\mathbf{y_{JB}}$

In der $ep$-Streureaktion dissoziiert das Proton und bedingt durch den geringen Impulsübertrag, $Q^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$, entweicht der hadronische Endzustand undetektiert durch die Strahlröhre oder den nicht instrumentierten Vorwärtsbereich des H1-Detektors. Bei Ereignissen aus dem kinematischen Maximum, bei denen das gestreute Elektron im VLQ nachgewiesen wird, muß die gemessene hadronische Energie im gesamten H1-Detektor, im besonderen im Zentralbereich, klein sein. Diese globale Ereigniseigenschaft wird durch einen Schnitt auf die Variable $y_{JB}$, die nach der in Abschnitt 1.3 eingeführten Hadronmethode errechnet wurde,

$$y_{JB} \leq 0.04 \tag{7.6}$$

verifiziert.

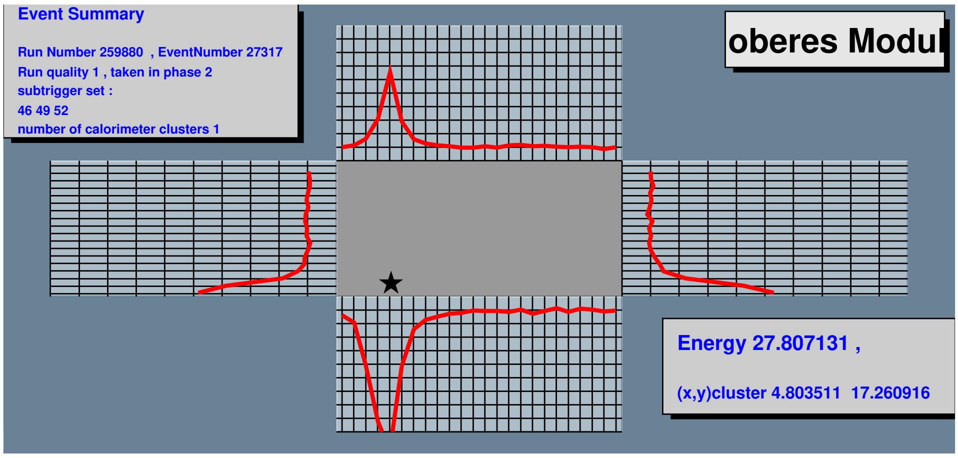



Abbildung 7.5: *Ein Ereignis aus dem kinematischen Maximum das in der Kalibration Verwendung findet. Das Ereignis wurde am 23.11.1999 mit dem inklusiven Elektrontrigger genommen. Es erfüllt alle Kriterien der Vorselektion. Genau ein Cluster mit einer Energie von* $27.81$ *GeV wurde rekonstruiert. Es wurden keine Single-Diode-Kanäle gefunden. Dieses Ereignis wird zur Kalibration verwendet*

**Schnitt auf den Cluster-Radius**

Das VLQREC-Programm errechnet den Radius eines Clusters gemäß Gleichung 6.9. Der Schnitt auf den Clusterradius zielt auf die Eliminierung von Hadronen, z.B geladener Pionen ab, die auch in elektromagnetischen Kalorimetern Energie deponieren. Im Gegensatz zu elektromagnetischen Teilchen verursachen Hadronen breitere Schauer und damit Cluster mit großen Clusterradien. Der Molière Radius von Elektronschauern im VLQ-Kalorimeter ist $R_M \approx 1.1$cm. Zur Unterdrückung von hadronischen Clustern wird ein Clusterradius zwischen

$$3.5\,\text{cm} \leq R_{cl} \leq 5\,\text{cm}. \tag{7.7}$$

verlangt.

### 7.4.4 Schnitt auf die Cluster-Energie

Der dritte angewandte Schnitt ist ein Schnitt auf die Clusterenergie selbst. Zur Bestimmung der Energieskala muß das Maximum der Clusterenergieverteilung gefunden werden. Dieses Maximum sollte um die Elektronstrahlenergie von $E_e \approx 27.5\,\text{GeV}$ liegen sollte, eine zumindest grobe Kenntnis der Energieskala vorausgesetzt. Die Energieskala der VLQ-Kalorimeter ist bereits vor dieser Kalibration aus den Teststrahlmessungen recht genau bekannt. Eine sichere Bedingung, die zugleich Ereignisse, die nicht aus dem kinematischen Maximum stammen unterdrückt, ist

$$E_{\text{cl}} \geq 20\,\text{GeV}. \tag{7.8}$$

## 7.5 Die Interkalibration der Auslesekanäle

Vor der Bestimmung der Energieskala steht der Abgleich der einzelnen Kalorimeterkanäle, der nötig ist um sicherzustellen, daß bei identischer Energiedeposition von jedem Kanal auch dieselbe Antwort gegeben wird. Variationen in den Kanalantworten haben verschiedene Ursachen. Im Fall des VLQ-Kalorimeters ist die Hauptquelle die Klebung der Wellenlängenschieber auf die Photodiodenzeile, bei der, bedingt durch die optische Leitfähigkeit des Klebers, Licht in einen benachbarten Wellenlängenschieber einkoppeln kann. Das optische Übersprechen zwischen zwei Kanälen beträgt im Mittel ca. 10%, schwankt jedoch je nach Kanal zwischen 5% und 20%. Neben dem optischen Übersprechen sind elektronisches Übersprechen in der Ausleseelektronik und herstellungsbedingte Toleranzen zwischen den einzelnen Szintillatoren Gründe für ein unterschiedliches Antwortverhalten. Unter der Interkalibration der Auslesekanäle versteht man die Bestimmung eines Faktors für jeden Kanal, der dafür sorge trägt, daß die Ausgangssignale bei gleichen Eingangssignal in allen Kanälen identisch sind.
Die Interkalibration wird in zwei Schritten durchgeführt. Im ersten Schritt wird nur die Energie in dem zu kalibrierenden Kanal betrachtet. Dadurch wird das elektronische Übersprechen und das Übersprechen zwischen Szintillatoren korrigiert. In einem darauf aufbauenden zweiten Schritt werden auch die Nachbarkanäle des zu kalibrierenden Kanals berücksichtigt und dadurch das Übersprechen zwischen den Photodioden korrigiert.

### 7.5.1 Erster Schritt der Kanalinterkalibration

In der Kanalinterkalibration werden die vier Ausleseprojektionen unabhängig voneinander behandelt. Abbildung 7.5 zeigt ein typisches zur Kalibration verwendetes Ereignis. Zunächst wird für jede Projektion der Kanal mit der maximalen Amplitude gesucht. Single-Diode-Kanäle, sofern vorhanden, werden wie im VLQREC-Programm behandelt und eliminiert. Die Lichtausbeute in den Szintillatoren steigt für Lichtlauflängen von weniger als einem Zentimeter stark an [Sch97]. Der Effekt ist klar ortsabhängig und kann daher erst in der positionsabhängigen absoluten Energiekalibration korrigiert werden, nicht aber während des Kanal-zu-Kanal Abgleichs, der in jeweils einer der Achsen ortsunabhängig ist. Daher werden nur Ereignisse akzeptiert in denen die Lichtlauflänge im Szintillator größer als ein Zentimeter ist. Die Bedingung hierfür ist, daß das Maximum in der Projektion senkrecht zu der zu kalibrierenden Ebene nicht in den beiden Randkanälen liegt. Die Energie im maximalen Kanal wird für alle Ereignisse, die diese Bedingungen erfüllen, in ein dem Kanal zugeordnetes Histogramm gefüllt. Um den Abgleichfaktor zu bestimmen, wird ein iterativer Prozeß verwendet, bei dem nach der Bestimmung des Abgleichfaktors die Amplitude in dem Kanal mit dem entsprechenden Faktor multipliziert wird. Der Abgleichfaktor wird dann erneut bestimmt und die Iterationen so lange fortgesetzt, bis die Änderung des ermittelten Abgleichfaktors zwischen zwei Iterationen klein ist. Zur Bestimmung eines Faktors ist es notwendig eine Referenz zu definieren. Sie ist festgelegt als der Mittelwert der Mittelwerte der Energieverteilungen aller Kanäle einer Projektion in der ersten Iteration:

$$M^{(1)} = \frac{\sum_{i,N_i \geq N_{limit}} m_i^{(1)}}{n^{(1)}.} \tag{7.9}$$

$M^{(1)}$ ist der globale Mittelwert der Maxima in den Kanälen in der ersten Iteration , $m_i^{(1)}$ ist der Mittelwert des Histogramms mit den gemessenen Energien von Kanal $i$. $N_i$ ist die Anzahl der

Einträge in dem Histogramm, $N_{limit}$ die minimale Zahl an Einträgen die vorhanden sein muß um den Energiemittelwert zuverlässig bestimmen zu können und $n^{(i)}$ ist die Anzahl der in den Mittelwert eingehenden Kanäle. Ist die $N_{limit}$-Bedingung nicht erfüllt, wird der Kanalmittelwert zu $1.0$ angenommen. Der Kanalfaktor der ersten Iteration ergibt sich aus:

$$f_i^{(1)} = \frac{M^{(1)}}{m_i^{(1)}}. \tag{7.10}$$

Nach der Bestimmung der Kanalfaktoren in der ersten Iteration werden alle Energien mit den entsprechenden Faktoren multipliziert und das Verfahren erneut durchgeführt. Die Iteration wird abgebrochen, wenn die Änderung in Bezug auf den letzten Durchgang kleiner als $0.5\%$ ist. Der endgültige Kalibrationsfaktor ist das Produkt der Faktoren aller durchlaufenen Iterationen:

$$f_i = \prod_{j=0}^{J} f_i^{(j)}. \tag{7.11}$$

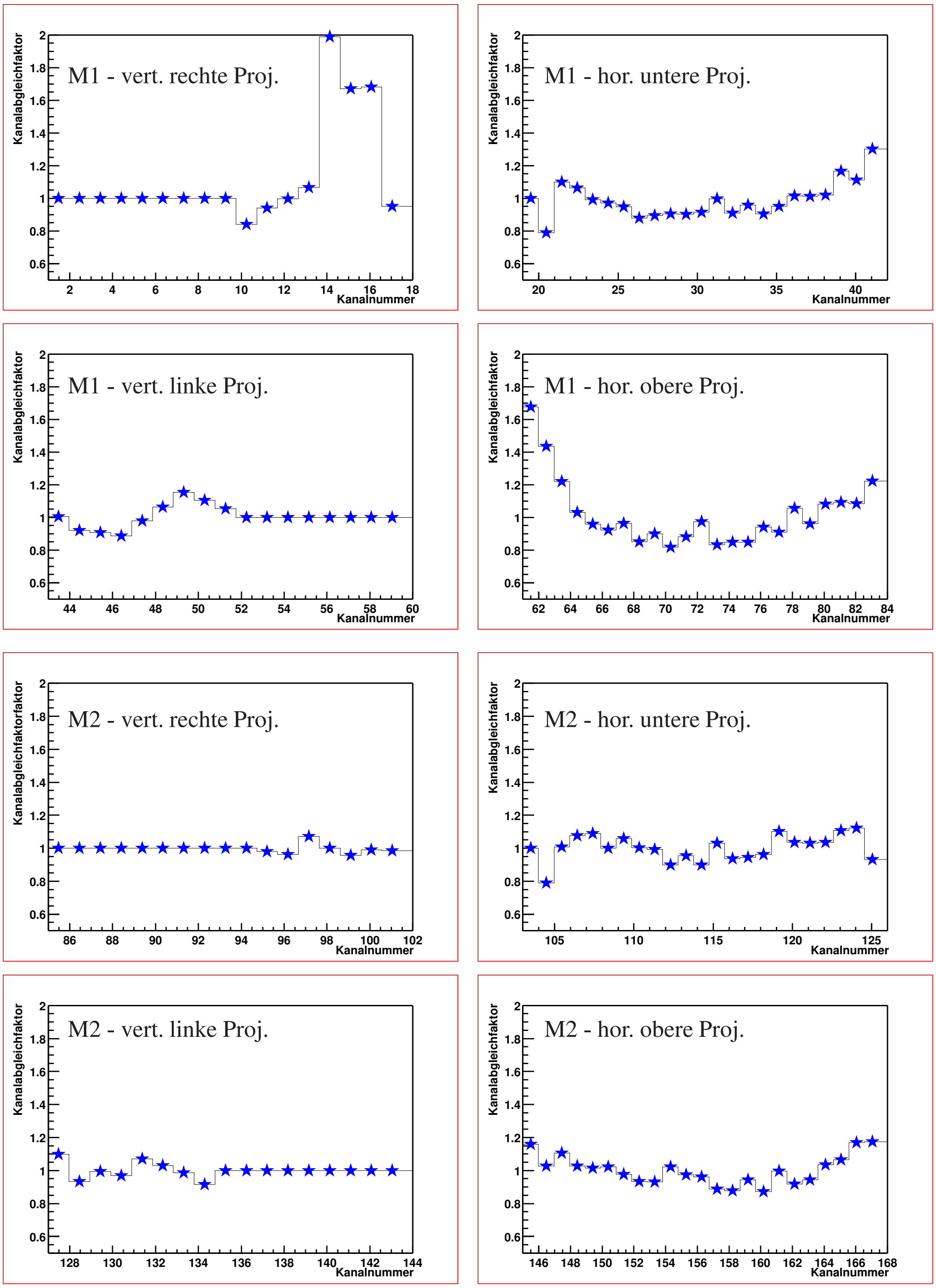



Abbildung 7.6: *Gezeigt sind die Abgleichfaktoren für die 168 VLQ-Kalorimeterkanäle bestimmt aus Daten genommen im November 1999. M1 bezeichnet das obere Modul, M2 das untere. Die Bezeichnung der Projektionen erfolgt gesehen vom Vertex in Flugrichtung des Elektrons. Die besonders großen Abgleichfaktoren der Kanäle 14, 15, 16 des ersten Moduls in der vertikal rechten Projektion erklären sich aus gebrochenen optischen Kontakten zwischen Wellenlängenschiebern und Photodioden, die dazu führen, daß ein Ende der Wellenlängenschieber nicht mehr ausgelesen wird und die gemessene Lichtmenge sich halbiert. In den vertikalen Projektionen kann für die vom Strahl weiter entfernten Kanäle kein Kalibrationsfaktor bestimmt werden, da die Kalorimeterfläche durch das "Insert" des SPACAL-Kalorimeters dauerhaft abgeschattet ist.*

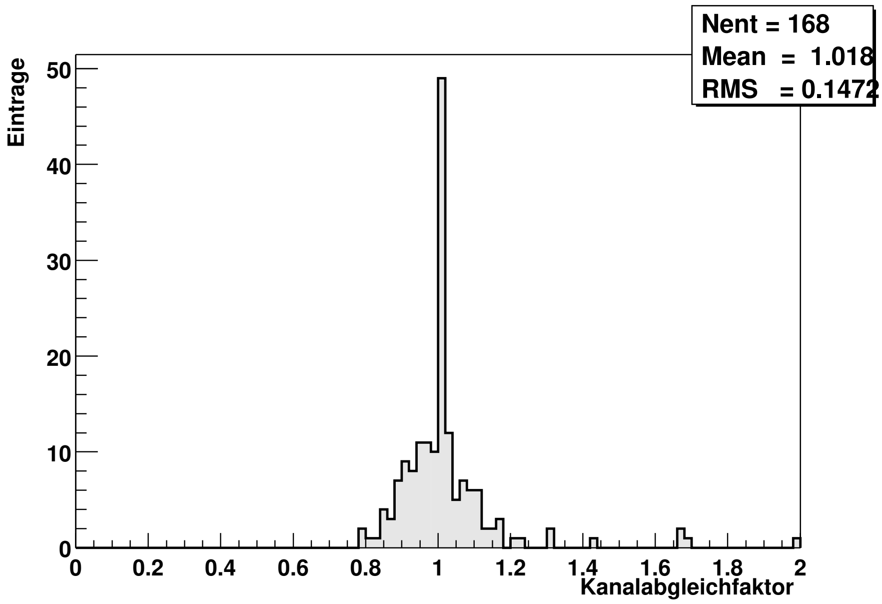



Abbildung 7.7: *Gezeigt ist die Verteilung der Kanalabgleichfaktoren für beide Module. Die Kanäle mit Faktoren 1.0 konnten auf Grund mangelnder Statistik in diesen Kanälen nicht kalibriert werden. Die über alle Quellen summierten Schwankungen der Kanalantworten beträgt im Mittel 14.7 %.*

### 7.5.2 Zweiter Teil der Kanalfaktorbestimmung

In diesem Schritt wird der Anteil des Übersprechens, der aus optischen Kontakten zwischen den Wellenlängenschiebern entsteht, korrigiert. Zuerst werden die endgültigen Kanalfaktoren aus dem ersten Teil auf die gemessenen Kanalenergien angewendet. Testmessungen an den fertiggestellten Wellenlängenschieberzeilen haben ergeben, daß das Übersprechen in den direkten Nachbarkanal in Mittel $10\%$ beträgt. Das Übersprechen in den übernächsten Kanal liegt lediglich in der Größenordnung von $\approx 1\%$, wie in Abbildung 5.3 gezeigt, und in noch weiter entfernten Kanälen ist kein Übersprechen mehr meßbar. Es genügt somit, nur die direkten Nachbarkanäle einzubeziehen. Im zweiten Teil der Kanalfaktorbestimmung wird prinzipiell so verfahren wie im ersten Schritt, jedoch mit dem Unterschied, daß die Energiesumme aus dem schon kalibrierten maximalen Kanal und aus den zwei benachbarten Kanälen gebildet wird. Bei den Randkanälen, die auf der einen Seite über keine Nachbarn verfügen, wird so verfahren, daß die zweifache Energie des vorhandenen Nachbarn als beste Approximation angenommen wird. Die weitere Durchführung und die gestellten Bedingungen sind identisch zum ersten Schritt der Kanalfaktorbestimmung.

### 7.5.3 Fehler auf die Bestimmung der Kanalfaktoren

Der Gesamtfehler auf die bestimmten Kalibrationsfaktoren setzt sich aus drei Quellen zusammen.

1. Der Fehler, der aus der Abbruchbedingung der Iteration kommt.

2. Der statistische Fehler der Mittelwertbildung.

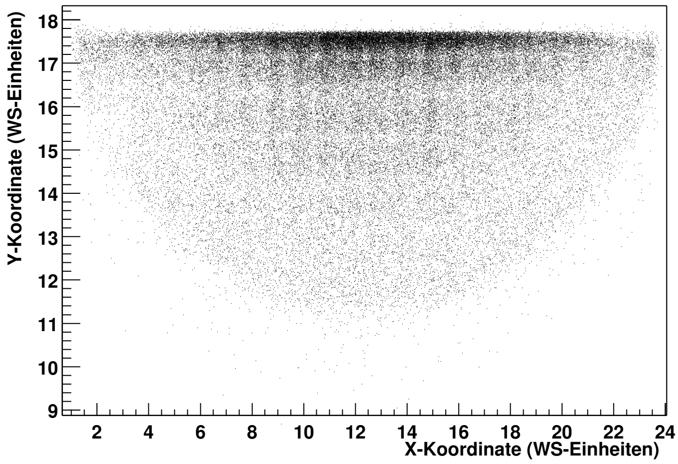



Abbildung 7.8: *Gezeigt ist die $xy$-Trefferverteilung der zur Kalibration akzeptierten Ereignisse im unteren Kalorimetermodul. Deutlich ist die Zunahme der Trefferdichte zur Strahlachse hin zu sehen, die aus der $\propto 1/Q^4$ Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes kommt. Die Abdeckung der vom Strahl entfernten Kalorimeterhälfte durch das SPACAL-Kalorimeter führt dazu, daß bei Koordinaten $y < 9$ WS-Einheiten nicht mehr gemessen werden kann. Sie ist in der Abbildung daher nicht gezeigt. Für Positionen mit $y < 9$ WS-Einheiten kann keine Kalibration durchgeführt werden.*

3. Der statistische Fehler, der in der Bestimmung des globalen Mittelwertes zur Normierung auftritt.

Der Fehler ergibt sich zu:

$$\frac{\Delta F_i}{F_i} = \sqrt{(0.5\%)^2 + \left(\frac{\Delta m_i^{J_i}}{m_i^{(J_i)}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_i^1}{M_i^{(1)}}\right)^2}. \tag{7.12}$$

## 7.6 Die Bestimmung der Energieskala und die ortsabhängige Kalibration

Durch diesen Schritt in der Kalibration soll erreicht werden, daß die gemessene Energie eines Teilchens, also die Detektorantwort, unabhängig vom Auftreffort des Teilchens auf dem Kalorimeter ist. Diese Korrektur ist besonders wichtig für Auftrefforte nahe am Kalorimeterrand bei denen der entstehende Schauer nicht vollständig im Kalorimeter eingeschlossen ist, sondern aus den Rändern der aktiven Kalorimeterfläche herausleckt. Zu den lateralen Leckverlusten kommen noch longitudinale Leckverluste, die aus der endlichen Tiefe des Kalorimeters resultieren. Sie sind abhängig von der Energie des auftreffenden Teilchens und nur bedingt abhängig vom Ort. Longitudinale Leckverluste für Elektronen im kinematischen Maximum werden in diesem Kalibrationsschritt mit korrigiert. Ist die Detektorantwort homogenisiert, wird die mittlere gemessene Clusterenergie der bekannten Energie der Elektronen aus dem kinematischen Maximum zugeordnet. Für die ortsabhängige Kalibration wird die Detektorfläche in den $(x, y)$-Koordinaten gerastert und in Kästchen, sogenannte Bins [2], eingeteilt. Für jedes Bin wird ein Kalibrationsfaktor bestimmt. Durch die starke Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Polarwinkel des gestreuten Elektrons ist die Trefferdichte nicht homogen über die Kalorimeterfläche verteilt, sondern nimmt zur Strahlachse hin stark zu. Das ist in Abbildung 7.8 gezeigt. In Regionen, in denen viele Ereignisse gemessen werden, kann die Bingröße entsprechend kleiner gewählt werden, als in den Regionen geringer Trefferdichten. Daher werden zwei Bingrößen gewählt, einmal ein grobes Raster von $5 \times 5$ mm$^2$ und ein feineres von $1 \times 1$ mm$^2$ wenn die Trefferanzahl im Bin ausreichend groß ist. Zuerst werden für alle $5 \times 5$ mm$^2$-Bins die Kalibrationsfaktoren bestimmt. Ist in einem dieser Bins die Zahl der Ereignisse besonders hoch, wird es in 25 Bins der Dimensionierung $1 \times 1$ mm unterteilt und die absoluten Kalibrationsfaktoren bestimmt. Das gelingt besonders gut in den Randbereichen nahe der Strahlachse, in denen die Kalibration besonders wichtig ist. Zur Bestimmung der ortsabhängigen Kalibrationsfaktoren muß zuerst der Auftreffort und die Clusterenergie neu errechnet werden, da die Kanalenergien, die durch das VLQREC-Paket zum Zeitpunkt der Rekonstruktion verwendet wurden, nicht mehr korrekt sind. Die Kanalinterkalibrationfaktoren aus den ersten beiden Schritten waren zum Zeitpunkt der Rekonstruktion nicht bekannt. Der rekonstruierte Clusterschwerpunkt kann sich dadurch deutlich verschieben und zu Migration des Ereignisses in ein anderes Bin führen. Die Rekonstruktion der Clustereigenschaften wird nochmals in derselben Art und Weise, wie es im VLQREC-Programm geschieht, durchgeführt. Die $(x, y)$-Koordinate des Clusters legt die Binzuordnung fest. Es wird der Mittelwert der rekonstruierten Energien aller in einem Bin liegenden Ereignisse gebildet und der Kalibrationsfaktor für dieses Bin errechnet sich aus:

$$A_{i,j} = \frac{27.56\,\mathrm{GeV}}{m_{i,j}}, \tag{7.13}$$

wobei $(i, j)$ die Binkoordinaten im $(x, y)$-Koordinatensystem sind und $27.56$ GeV die Elektronstrahlenergie ist. $m_{i,j}$ ist der Mittelwert der gemessenen Clusterenergien im Bin $(i, j)$. Um sicherzustellen, daß ein aussagekräftiger Mittelwert gebildet wird, wird verlangt, daß mindestens $10$ Ereignisse in einem Bin vorliegen. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, kann kein Kalibrationsfaktor errechnet werden, und dieses Kästchen erhält einen pro-forma Kalibrationsfaktor $1.0$. Der Fehler auf den bestimmten Kalibrationsfaktor ergibt sich einzig aus dem statistischen Fehler der Mittelwertbildung und der Fehler in der absoluten Kalibration somit zu:

$$\Delta A_{i,j} = \frac{27.56\mathrm{GeV}}{m_{i,j}^2} \cdot \Delta m_{i,j}. \tag{7.14}$$

## 7.7 Ergbnisse der Kalibration

Die Kalibrationen wurde unter Verwendung mehrerer Datensätzen durchgeführt. Die Kalibration mit im April 1999 aufgezeichneten Daten ist in [Nie00] gezeigt. Die Ergebnisse der Kalibration mit Daten aus dem Zeitraum November 1999, bezeichnet als “99-2” Kalibration und mit Daten aus der VLQ-Kalorimeter Simulation sind hier vorgestellt.

[2] aus dem Englischen. Der Begriff Bin ist als technischer Terminus in die Deutsche Sprache eingeflossen und wird daher im folgenden verwendet.

### 7.7.1 Die Energie Kalibration mit Daten vom November 1999

Zwischen der in [Nie00] gezeigten und dieser Kalibration liegt ein Zeitraum von einem halben Jahr. In dieser Zeit war das Kalorimeter einer signifikanten Strahlenbelastung ausgesetzt, wie in Abschnitt 4.5 ausgeführt. Der Vergleich beider Kalibrationen läßt Rückschlüsse auf Alterungseffekte in den Szintillatoren zu. Die längere Unterbrechung der Datennahme im Sommer 1999 kann zu Änderungen in der Ausleseelektronik geführt haben, die zu berücksichtigende und im Rahmen einer Kalibration zu kalibrierende Effekte verursacht hat. Abbildung 7.9 zeigt die Verteilung der positionsabhängigen Kalibrationsfaktoren. Für Daten aus dem Zeitraum “99-1” müssen die Energien im Mittel um 7.7% für das untere Modul und 8.1% für das obere Modul nach oben gewichtet werden. Im Zeitraum “99-2” sind das bereits 12.3% bzw. 12.4%.
Abbildung 7.10 zeigt die absoluten Kalibrationsfaktoren in einem Farbtemperaturdiagramm als Funktion der Bin-Koordinate auf den beiden Kalorimetermodulen, sowie die Fehler auf die bestimmten Faktoren.

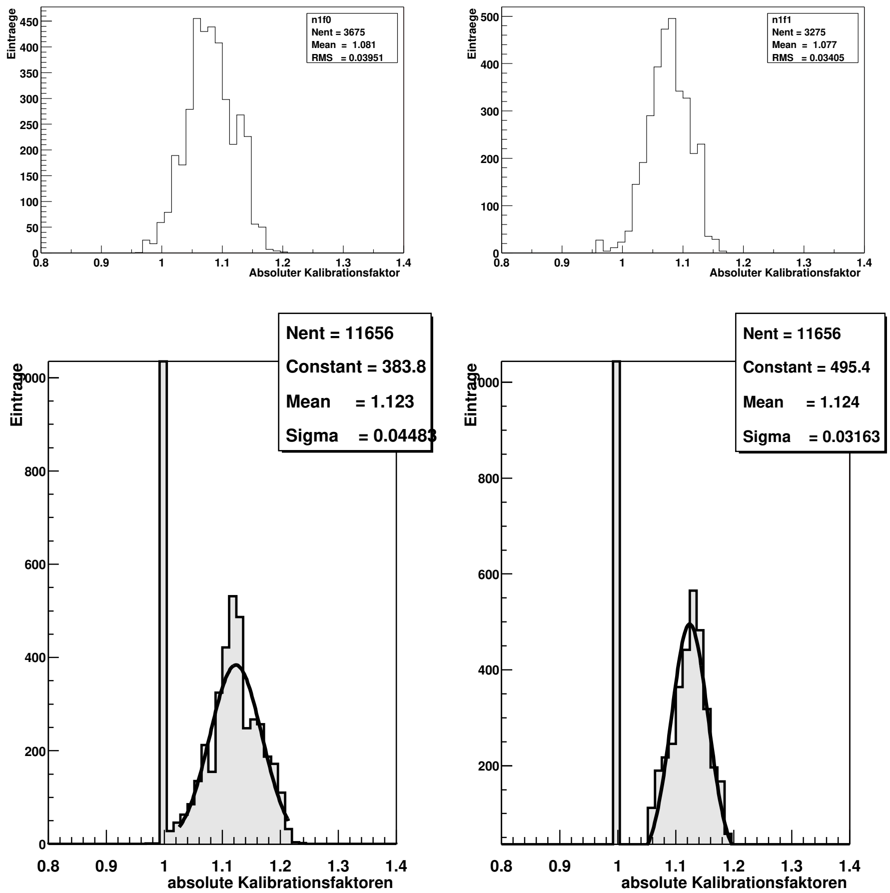



Abbildung 7.9: *Gezeigt ist die Verteilung der ermittelten positionsabhängigen Kalibrationsfaktoren. Die oberen beiden Diagramme zeigen die Kalibrationsfaktoren für den Zeitraum April 1999 (aus [Nie00]). Im Mittel werden die Energien um einen Faktor 1.081 für das obere und 1.077 für das untere Modul nach oben korrigiert. Die unteren beiden Diagramme zeigen die Verteilung für Daten genommen im November 1999. Die Energien müssen gemittelt über alle Bins, in denen ein Faktor bestimmt werden konnte, um den Faktor 1.123 bzw 1.124 nach oben korrigiert werden. Die Einträge bei* 1.0 *stammen aus Bins, in denen kein Kalibrationsfaktor bestimmt werden konnte.*

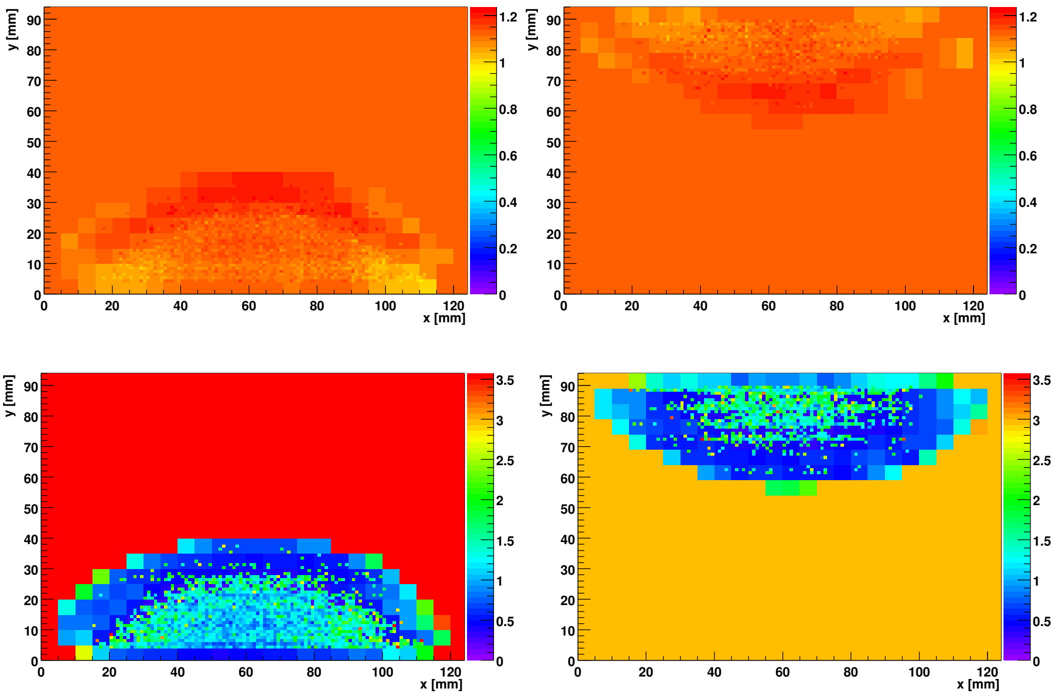



Abbildung 7.10: *Die beiden Darstellungen in der oberen Reihe zeigen die Verteilung der Kalibrationsfaktoren als Funktion des Ortes auf der Kalorimeterfläche in einem Farbtemperaturdiagramm. An den Kalorimeterrändern ist die gemessene Energie vor der Kalibration im allgemeinen größer als in den Innenbereichen des Detektors. Das drückt sich durch die kleineren Werte der Kalibrationsfaktoren in diesen Regionen aus. Die Verteilung der Kalibrationsfaktoren verdeutlicht die starken Lauflängeneffekte in den Szintillatoren (vgl. Kapitel 5.3). Sie überdecken die Abnahme der meßbaren Energie nahe dem Kalorimeterrand durch Schauerleckverluste. Die unteren beiden Bilder zeigen die Fehler auf die Kalibrationsfaktoren in Prozent.*

### 7.7.2 Die Kalibration mit Monte-Carlo simulierten Daten

Abbildung 7.11 zeigt die Verteilung der Kalibrationsfaktoren für Monte-Carlo simulierte Ereignisse. Entgegen der Kalibration mit echten Daten sind die Faktoren an den Rändern größer als im Inneren des Kalorimeters. Dadurch werden transversale Schauerverluste korrigiert, die in den Daten durch Lauflängeneffekte in den Szintillatoren überkompensiert sind. Es gibt keine um mehr als 15% von eins abweichenden Kanal-zu-Kanal Abgleichfaktoren, da in der Simulation alle Kanäle als voll funktionsfähig angenommen sind. Obwohl in der Simulation Lauflängeneffekte im Szintillator Berücksichtigung finden [Fer00b], scheinen sie in der Simulation für sehr kleine Lauflängen, wie sie explizit bei der Bestimmung der Kanal- zu Kanal Faktoren ausgeschlossen sind und daher erst in der absoluten Kalibration korrigiert werden, unterschätzt zu sein. Das erkennt man an den sehr viel größeren Kalibrationskonstanten am Kalorimeterrand im Vergleich zu den Werten, die aus den echten Daten bestimmt wurden.

## 7.8 Die Energieauflösung der VLQ-Kalorimeter

Nach der Bestimmung der Kanalabgleichfaktoren und der ortsabhängigen absoluten Kalibrationsfaktoren werden diese auf die Ereignisse aus den Datensätzen angewandt. Aus der Breite des kinematischen Maximums wird die relative Energieauflösung bei 27.56 GeV bestimmt. Abbildung 7.12 zeigt die Clusterenergieverteilung für den “99-2” Datensatz vor und nach der Kalibration.
Tabelle 7.1 faßt die relativen Auflösungen, ermittelt aus den einzelnen Datensätzen zusammen. Es ist keine Verschlechterung der Energieauflösung zwischen April 1999 und November 1999 zu erkennen.

| Datensatz | “99-1” | | “99-2” | |
|---|---|---|---|---|
| Kalibrationsstatus | vorher | nachher | vorher | nachher |
| $\sigma(E)[GeV]$ | $2.095 \pm 0.003$ | $1.873 \pm 0.003$ | $1.882 \pm 0.006$ | $1.798 \pm 0.006$ |
| Strahlenergie [GeV] | $25.66 \pm 0.004$ | $27.46 \pm 0.011$ | $24.16 \pm 0.006$ | $27.19 \pm 0.003$ |
| $\sigma(E)/E$ | $8.16 \pm 0.02$ | $6.82 \pm 0.03$ | $7.79 \pm 0.03$ | $6.61 \pm 0.03$ |

| Datensatz | Monte-Carlo | |
|---|---|---|
| Kalibrationsstatus | vorher | nachher |
| $\sigma(E)[GeV]$ | $1.55 \pm 0.01$ | $1.56 \pm 0.013$ |
| Strahlenergie [GeV] | $25.84 \pm 0.01$ | $27.02 \pm 0.018$ |
| $\sigma(E)/E$ | $6.00 \pm 0.04$ | $5.77 \pm 0.03$ |

Tabelle 7.1: *Zusammenfassung der relativen Energieauflösung der VLQ-Kalorimeter bestimmt aus den verschiedenen zur Verfügung stehenden Datensätzen.*

Abbildung 7.13 zeigt die gemessenen Werte aufgetragen gegen die Energie.
In Abbildung 7.14 ist die Auflösung als Funktion der Variablen $1/\sqrt{E}$ gezeigt. Aus einer Anpassung der Meßpunkte durch eine Funktion vom Typ 5.8 lassen sich die charakteristischen Größen

die die Kalorimeterauflösung bestimmen, der Samplingterm, der konstanten Term und der Rauschterm ermitteln. Das Ergebnis der Anpassung an die Meßwerte führt zu:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left((9.16 \pm 4.31)\% \cdot \frac{1}{\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]}}\right)^2 + \Big((6.04 \pm 0.22)\%\Big)^2 + \left(\frac{(31.94 \pm 3.48)\%}{E/[\mathrm{GeV}]}\right)^2}. \tag{7.15}$$

Der Samplingterm entspricht innerhalb der Fehler mit den Vorhersagen der GEANT-Simulation des Kalorimeters überein, siehe Gleichung 5.9. Der konstante Term ist größer als der durch die Simulation vorhergesagte. Die Messung des konstanten Terms zu $\approx$ 6% ist aber in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Teststrahlmessungen, siehe Formel 7.1.

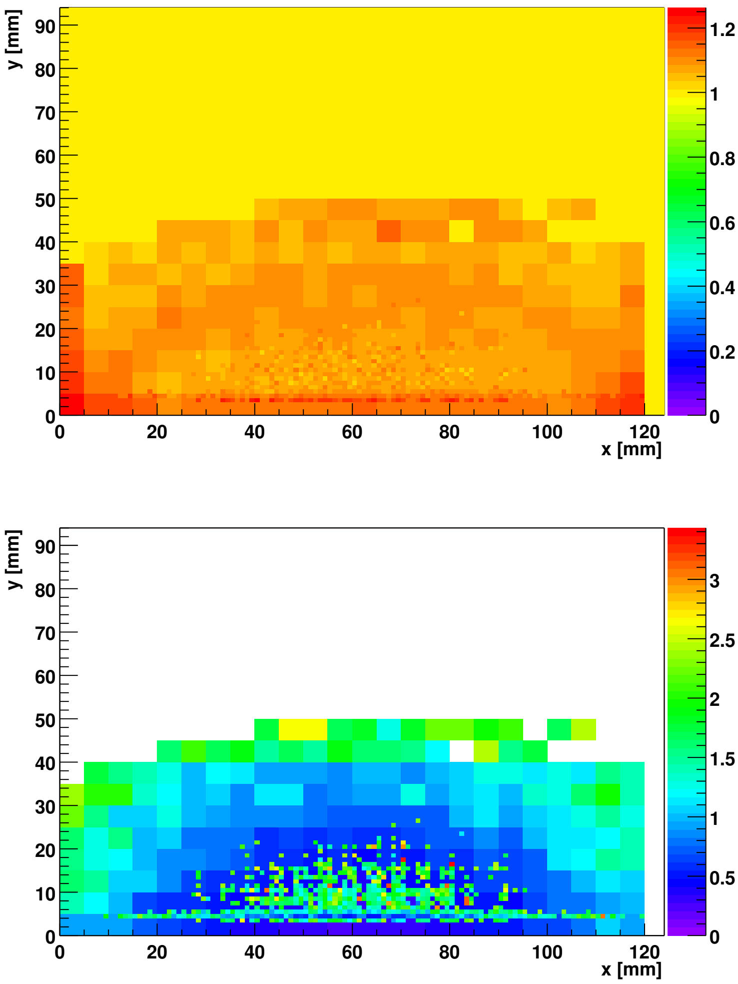



Abbildung 7.11: *Gezeigt ist eine zu Abbildung 7.10 analoge Darstellung der absoluten Kalibrationsfaktoren und deren Fehler für Monte-Carlo simulierte Ereignisse aus dem kinematischen Maximum. Lauflängeneffekte im Szintillator werden in der Monte-Carlo Simulation zwar berücksichtigt, aber unterschätzt. Entgegen Kalibrationsfaktoren die aus den echten Daten nahe des Randes bestimmt wurden, sind hier deutlich größere Korrekturfaktoren am Rand ermittelt worden. Ganz besonders deutlich wird es an den Ecken, an denen der Schauer an zwei Flächen aus dem Kalorimeter austreten kann. Zum Inneren des Kalorimeters hin nähern sich die Kalibrationsfaktoren dem Wert 1.0. Der Grund liegt in der Eichung der Detektorantwort der Simulation auf die Elektronstrahlenergie im Zentralbereich des Kalorimeters.*

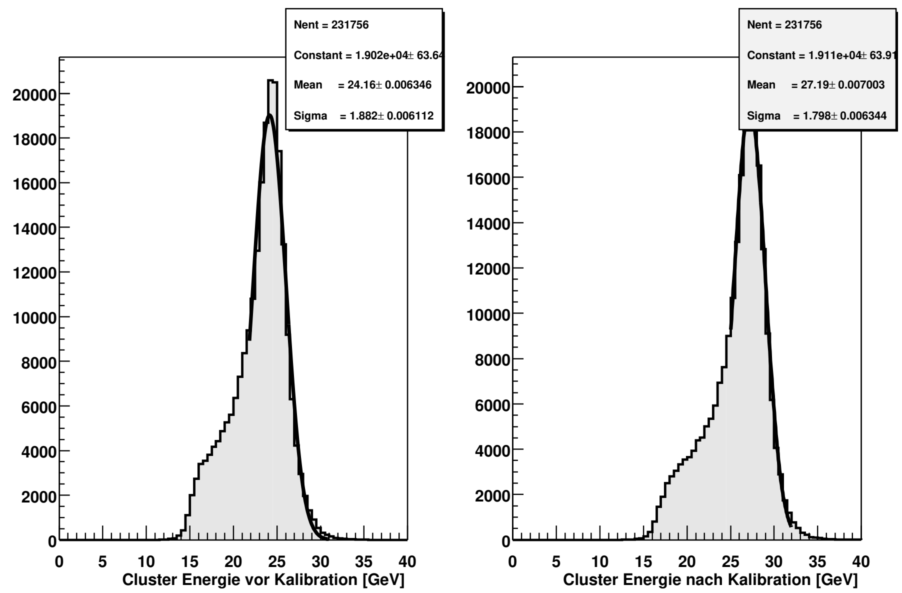



Abbildung 7.12: *Die Clusterenergieverteilung vor und nach der Kalibration der Daten aufgezeichnet im November 1999. Die zu höheren Energien fallende Flanke, die entgegen der linken Flanke aus physikalischen Gründen weitgehend untergrundfrei sein sollte, wurde durch eine Gaußsche Funktion angepaßt und die Breite bestimmt. Aus ihr errechnen sich die in 7.1 angegebenen relativen Energieauflösungen.*

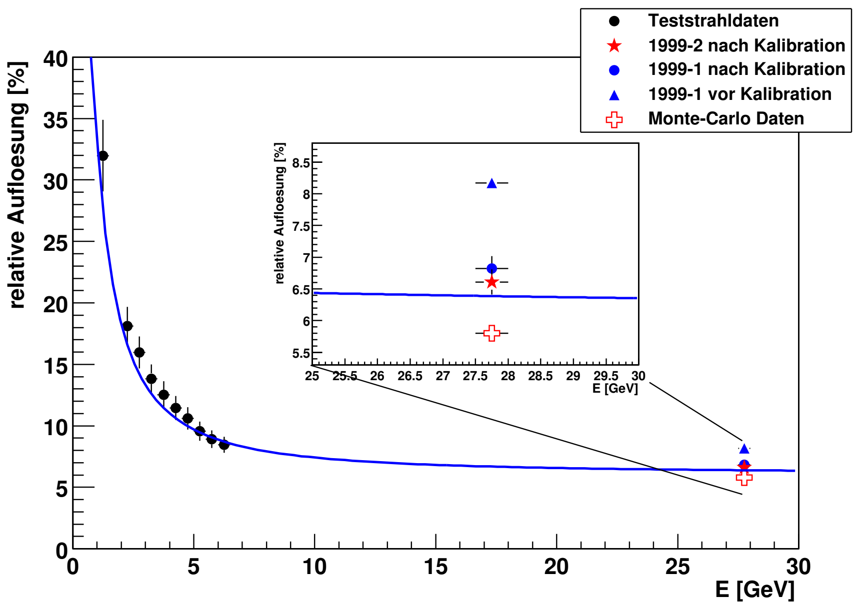



Abbildung 7.13: *Gezeigt ist der Verlauf der relativen Energieauflösung $\sigma(E)/E$ als Funktion der Energie. Die Anpassung an die Daten entspricht der Anpassung die in Abbildung 7.14 gezeigt ist.*

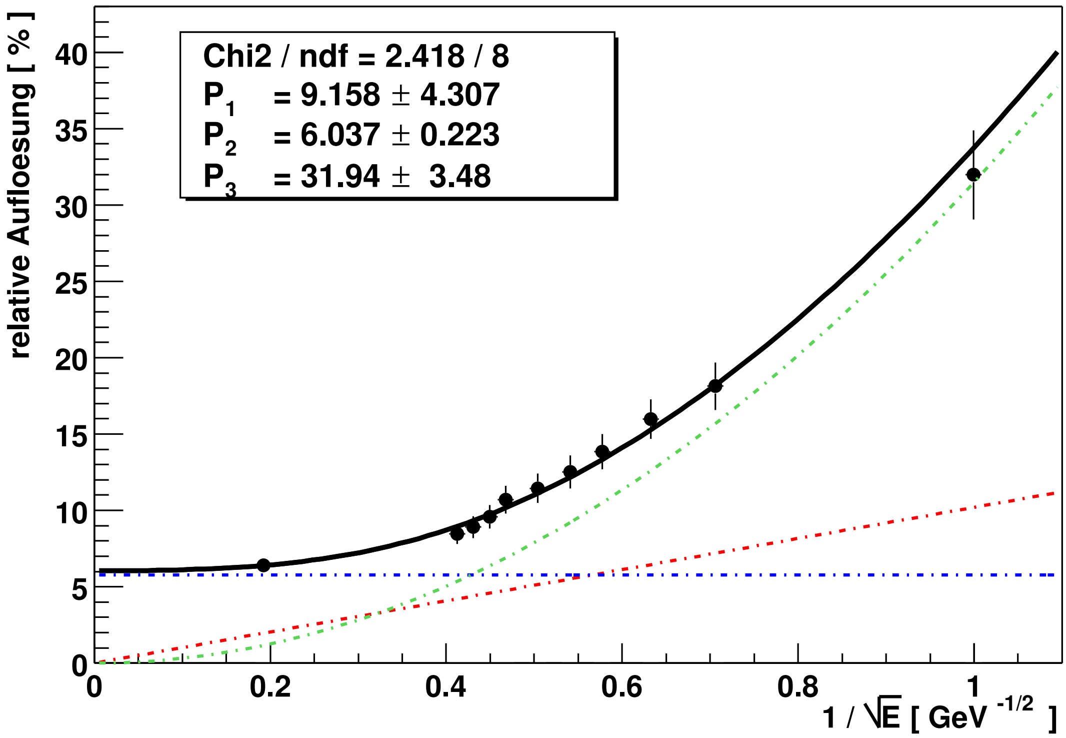



Abbildung 7.14: *Gezeigt ist der Verlauf der relativen Energieauflösung aufgetragen gegen* $1/\sqrt{E}$. *Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der Meßwerte an eine Funktion vom Typ 5.8, die die Energieauflösung von Kalorimetern beschreibt. Der Energieauflösung bei* $1/\sqrt{27.56\,GeV} = 0.19$ *wurde aus Daten des Zeitraums "99-2" bestimmt. Die gestrichelten Linien beschreiben die Beiträge des Sampling-, Rausch- und konstanten Term zur Auflösung.*

# Kapitel 8

# Monte-Carlo Generatoren

In diesem Kapitel werden die verwendeten Monte-Carlo Generatoren und die erstellten Monte-Carlo Datensätze besprochen. Aus ihnen werden die für die Analyse wichtigen Größen, wie z.B Detektorakzeptanzen und Untergründe zu dem zu messenden Signal, die nicht aus echten Daten ableitbar sind, bestimmt. Der erste Abschnitt führt in die Methodik der Simulation von Teilchenstreuprozessen ein, der zweite Abschnitt bespricht die verwendeten Ereignisgeneratoren. Abschließend sind die Eigenschaften der für diese Analyse erzeugten Monte-Carlo simulierten Datensätze angegeben.

## 8.1 Simulation von Ereignissen

### 8.1.1 Ereignisgeneration

Im Experiment erzeugt der Beschleuniger Ereignisse, indem er Teilchen zur Kollision bringt. Die Produkte der Reaktion werden teilweise oder auch vollständig von einem Detektor nachgewiesen. Ein Monte-Carlo Generator hat die Aufgabe, Ereignisse zu erzeugen, die so auch bei echten Kollisionen entstehen könnten und die denselben Fluktuationen und Prinzipien unterliegen wie Ereignisse aus echten Streuprozessen. Er übernimmt die Rolle des Beschleunigers. Die Fluktuationen in den Ereignischarakteristika, z.B in der Zahl der erzeugten Teilchen und ihren Viererimpulsen, entstehen durch die probabilistische Natur der zu Grunde liegenden physikalischen Prozesse und der auf ihr basierenden Theorien. In der Ereignisgeneration mittels eines Computers werden Monte-Carlo Techniken angewendet, die auf die entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen zurückgreifen, um die in einer Reaktion entstehen Teilchen zu erzeugen und ihre Eigenschaften festzulegen. Die von Generatoren erzeugten Ereignisse sollten echten Ereignissen entsprechen, wie sie von einem "perfekten" Detektor beobachtet und aufgezeichnet würden. Die Art und Weise, in der ein Ereignis erzeugt wird, hängt von dem physikalischen Modell ab, das der Generator verwendet. Es stehen viele verschiedene Generatoren zur Verfügung, deren Ziele von einer möglichst allgemeinen Beschreibung von Streureaktionen bis hin zur Simulation ganz bestimmter Prozesse reichen. In dieser Analyse werden zwei Generatoren verwendet. Einer, der OPIUM Generator, simuliert die zu untersuchende odderoninduzierte exklusive Mesonproduktion. Der andere, der Generator PYTHIA, wird zur Simulation von $\gamma p$-Reaktionen im allgemeinen und zur Bestimmung von Untergründen herangezogen.

### 8.1.2 Detektorsimulation

Ereignisse nach der Generation können nicht direkt mit real von einem Detektor gemessenen Ereignissen verglichen werden. Ein realer Detektor hat Limitierungen, die dazu führen, daß einige der erzeugten Teilchen nicht nachgewiesen werden, z.B weil der Detektor im entsprechenden Raumwinkelbereich nicht instrumentiert ist, oder die Energie des Teilchens unter der Nachweisschwelle liegt. Das Material, aus dem der Detektor besteht, kann das Ereignis beeinflussen, z.B durch Konversionsreaktionen, Schauerbildung in Kalorimetern oder durch Streuung von Teilchen im Material des Detektors. Aufgabe der Detektorsimulation ist es, das Ansprechverhalten des Detektors zu simulieren und das Ereignis so darzustellen, wie es vom realen Detektor gesehen würde. Der H1-Detektor wird im Rahmen einer GEANT-Simulation [IT/93] beschrieben, die die Geometrie und Zusammensetzung des Detektors H1 beinhaltet und die den Weg jedes generierten Teilchens durch das Material des Detektors simuliert. Die Geometrie des VLQ-Spektrometers und seiner Komponenten, wie sie sich in der GEANT-Beschreibung darstellt, ist in Abbildung 4.6 gezeigt. In der Standard H1-Simulation sind das Neutron Kalorimeter (FNC) und das Luminositätsmeßsystem nicht simuliert.

### 8.1.3 Digitalisierung

Der Digitalisierungsschritt beschreibt die Einflüsse der Ausleseelektronik, die die analogen Detektorsignale verstärken und in digitale Werte überführt. Elektronisches Rauschen wird addiert. Nach der Digitalisierung liegt das Monte-Carlo simulierte Ereignis in exakt derselben Art und Struktur vor, in der ein echtes, durch den Detektor aufgezeichnetes Ereignis, vorliegen würde. Die identischen Algorithmen und Programme, die so auch zur Rekonstruktion echter Ereignisse benutzt werden, finden Anwendung. Im H1-Experiment wird die Beschreibung des Weges der Teilchen durch den Detektor und die Digitalisierung der Detektorantwort in einem Schritt durch das Programmpaket H1SIM durchgeführt, das in der Version H1SIM-30918 [Mey91] verwendet wird. Die Ergebnisse der Simulation und Digitalisierung werden wie echte Daten durch das Programmpaket H1REC rekonstruiert.

## 8.2 Der Generator DIFFVM

Der Monte-Carlo Generator DIFFVM wurde zur Simulation von diffraktiven Prozessen in $ep$-Streuung erstellt [Lis98]. Er basiert auf dem in Kapitel 1.5.1 vorgestellten Vektordominanzmodell und auf der in Kapitel 1.5.2 beschriebenen Regge-Theorie. DIFFVM beschreibt die elastische Vektormesonproduktion und Vektormesonproduktion mit Protondissoziation. Die Anregung des Protons in $N^{*+}$-Resonanzen wird simuliert. Ein Ereignis wird erzeugt, indem von der Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron, der Weizsäcker-Williams Approximation folgend, ausgegangen wird (siehe Gleichung 1.25). Das virtuelle Photon fluktuiert in ein virtuelles Vektormeson, basierend auf Vorhersagen aus dem Vektordominanzmodell, und wechselwirkt diffraktiv, über Pomeron-Austausch, mit dem Proton unter Erzeugung eines reellen Vektormesons. Der Pomeron-Austausch wird durch den Generator DIFFVM im elastischen Fall durch die Gleichungen 1.32 beschrieben, im diffraktiven Fall durch Gleichung 1.30. Die notwendigen Parameter, mit Ausnahme der triple-Regge-Kopplung die vorgegeben ist, sind durch den Benutzer vorzugeben. Das Pomeron trägt die Quantenzahlen des Vakuums, $I = 0, G = P = C = +1$, weswegen DIFFVM

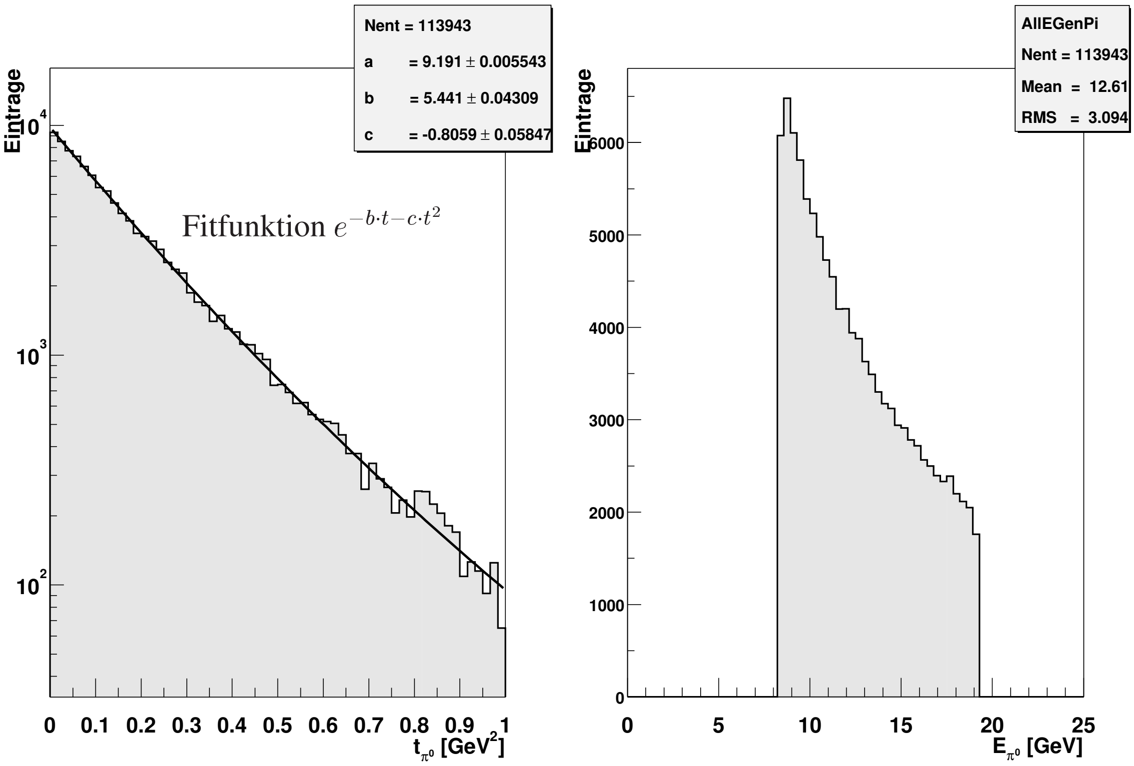



Abbildung 8.1: *In der linken Abbildung ist die t-Verteilung der durch Odderon-Photon Fusion produzierten $\pi^0$ gezeigt. Die t-Verteilung ist durch das MSV vorhergesagt und in den OPIUM Generator so eingebaut. Die in [Ber99b] vorhergesagte t-Verteilung ist parametrisiert durch $e^{-5.44 \cdot t - 0.8 \cdot t^2}$. Sie wird so durch den OPIUM Generator wiedergegeben. Der rechte Bildteil zeigt die Energieverteilung der generierten Pionen. Die Energie des Pions legt den Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen fest und ist daher wichtig für die Nachweisbarkeit im Detektor.*

nur die Anregung in $N^{*+}$-Resonanzen mit $J^p = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^+$ beschreibt. Zwei der erzeugten Vektormesonen, daß $\rho$- und das $\omega$-Meson, können in $\rho, \omega \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma$ zerfallen. Entgeht das direkt produzierte Photon dem Nachweis, wird der Endzustand der odderoninduzierten $\pi^0$-Produktion vorgetäuscht. DIFFVM kann zum Studium dieser Untergrundquelle herangezogen werden. Auf Basis des DIFFVM Generators wurde OPIUM erstellt, ein Monte-Carlo Generator zur Simulation odderoninduzierter Mesonproduktion, der im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

## 8.3 Der Generator OPIUM

Der Generator OPIUM[1] [Kor00] ist eine Erweiterung des DIFFVM Generators, der die über Odderon-Photon Fusion stattfindende Reaktion:

$$\gamma p \xrightarrow{\mathbb{O}} \pi^0 N^{*-} \tag{8.1}$$

beschreibt. Er wurde im Rahmen dieses Projektes entwickelt um Vorhersagen über das zu erwartenden Signal aus odderoninduzierter exklusiver Meson Produktion zu erhalten. Er wird im

[1] Odderon and Pomeron Induced Unified Meson maker

| $m_{N^*}$ [MeV] | $I(J^P)$ | $\Gamma_{p\to N^*/\Gamma_{tot}}$ | $\Gamma_{N^*\to N\pi}/\Gamma_{tot}$ | $\Gamma_{N^*\to N\pi\pi}/\Gamma_{tot}$ | $\Gamma_{N^*\to N\eta}/\Gamma_{tot}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $N^*(1520)$ | $\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$ | 0.45 | 0.55 | 0.45 | - |
| $N^*(1535)$ | $\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$ | 0.45 | 0.48 | 0.07 | 0.45 |
| $N^*(1650)$ | $\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$ | 0.05 | 0.75 | 0.17 | 0.08 |
| $N^*(1700)$ | $\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$ | 0.05 | 0.10 | 0.90 | - |

Tabelle 8.1: *Die durch Odderonaustausch erlaubten diffraktiv angeregten Protonzustände. Die erste Spalte gibt den Namen und die Masse der Resonanz, die zweite die Quantenzahlen Isospin, Spin und Parität, die dritte die Erzeugungswahrscheinlichkeit errechnet innerhalb des MSV-Modells. [Dos00]. Die Spalten vier, fünf und sechs geben die Wahrscheinlichkeiten für die dominanten Zerfälle der Resonanzen [The00] .*

Folgenden dazu verwendet, die Akzeptanzen für den Signalprozeß zu bestimmen, und um einen Vergleich der gemessenen Daten mit den Vorhersagen aus dem MSV zu ermöglichen. In der Generation der Ereignisse wird, unter Verwendung der von DIFFVM zur Verfügung gestellten Funktionalitäten, ein Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt. Anstelle des Pomerons wird ein Odderon mit dem Proton ausgetauscht. Da die Parität erhalten sein muß und das Odderon die Quantenzahlen $C = P = -1$ austauscht, ist die Erzeugung von Vektormesonen durch Odderonaustausch nicht erlaubt. Die Produktion des pseudoskalaren Mesons $\pi^0$ und der Tensormesonen $f_2(1270), a_2(1320)$ ist erlaubt und wird durch OPIUM simuliert. Der Wirkungsquerschnitt und die $t$-Verteilung des Prozesses, die in die Generation eingehen, stammen aus [Ber99b]. Die $t$-Verteilung der generierten Ereignisse ist in Abbildung 1.15 gezeigt und belegt, daß die Vorhersagen aus dem MSV durch das Programm OPIUM korrekt wiedergegeben werden. Das Odderon wird als eine Regge-Trajektorie nahe J=1 [Ber99b] betrachtet, die negative Parität austauscht. Der diffraktiv angeregte Protonzustand kann bei Odderonaustausch nur aus Zuständen negativer Parität mit $J = (\frac{1}{2})^-$ und $J = (\frac{3}{2})^-$ bestehen[2]. Der Generator DIFFVM, der diffraktive Prozesse mittels Pomeron Austausch beschreibt, ist nicht in der Lage, die Produktion von $N^{*-}$ Resonanzen zu beschreiben. Der Generator OPIUM ist ebenfalls nicht in der Lage, die durch Odderonaustausch möglichen, angeregten Nukleonresonanzen zu generieren und ihren Zerfall zu simulieren. Daher muß die Erzeugung und der Zerfall dieser Resonanzen nachträglich eingeführt werden. Tabelle 8.1 gibt die aus dem MSV vorhergesagten Erzeugungswahrscheinlichkeiten der in Frage kommenden $N^{*-}$-Resonanzen an [Dos00], sowie ihre dominanten Zerfallskanäle [The00].

Die verwendeten Trigger zur Odderonsuche sind so definiert, daß sie nur Ereignisse akzeptieren, in denen das $N^{*-}$ in ein Neutron zerfällt. In [Gol01] wird das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $N^{*-} \rightarrow$ Neutron + X errechnet:

$$\Gamma_{N^*\to n\pi^+}/\Gamma_{N^*\to N\pi} = 2/3 \quad (8.2)$$

$$\Gamma_{N^*\to n\pi^+\pi^0}/\Gamma_{N^*\to N\pi\pi} = 2/7 \quad (8.3)$$

$$\Gamma_{N^*\to n\eta}/\Gamma_{N^*\to N\eta} = 0 \quad (8.4)$$

Der Zerfall, die Behandlung der Kinematik des Zerfalls und die Rücktransformation in das Laborsystem, in dem das Ereignis weiter behandelt wird, ist in [Gol01] beschrieben.

[2] Unter der Annahme das kein Bahndrehimpuls ausgetauscht wird.

## 8.4 Der Generator PYTHIA

PYTHIA ist ein Generator zur Simulation von Teilchenstreureaktionen bei hohen Energien unter Einbeziehung einer großen Bandbreite an physikalischen Prozessen. Er ist in der Lage, harte und weiche Prozesse zu generieren. Photoproduktionsereignisse mit elastischen und diffraktiven Signaturen sind in PYTHIA realisiert [Sjö94]. PYTHIA wird verwendet um Untergrundbeiträge zum Signal abzuschätzen. Es ist ein Programm, das ursprünglich zum Studium von $ee$-, $pp$- und $ep$-Ereignissen erstellt wurde, die über viele Teilchen im Endzustand verfügen. Über Steuerparameter kann die Art der zu generierenden Ereignisse festgelegt werden. Für diese Analyse wurden Ereignisse aus der Photoproduktionsklasse unter Berücksichtung des direkten Prozesses, der dem Vektordomianzmodell folgenden Prozeß und den anomalen Ereignissen (siehe Abschnitt 1.4.2), erzeugt. Exklusive diffraktive Ereignisse mit wenigen Teilchen im Endzustand sind PYTHIA intern durch “diffraktive” Zustände dargestellt, die durch spezielle Teilchennummern gekennzeichnet sind. Das ist für $\rho_{diff}$ der Code 110, für $\omega_{diff}$ der Code 220 und für $\phi_{diff}$ der Code 330. Die Ausdrücke $\rho_{diff}$ etc. sind PYTHIA interne technische Bezeichnungen, die nicht mit diffraktiv produzierten $\rho$-,$\omega$-,$\Phi$-Mesonen verwechselt werden dürfen. Diese “diffraktiven” Zustände werden im Fall von $\rho_{diff}$ als Lund-String mit Quarkinhalt $u\bar{u}$ beschrieben. Der String fragmentiert und die Isospinerhaltung wird beim Auswürfeln der Teilchen, die im Fragmentationsprozeß entstehen, nicht garantiert [Sjö00a]. Es befinden sich in den generierten Monte-Carlo Datensätzen Ereignisse, die Odderonsignatur vortäuschen, aber aus isospinverletzenden Zerfällen stammen. Ein Beispiel für einen Zerfall, der in PYTHIA erlaubt ist, jedoch die Isospinerhaltung verletzt, ist die Reaktion $\gamma p \to \rho_{diff} p \to \pi^0 \pi^0 X$. Nach Auskunft von [Sjö00b] ist es sinnvoll, Ereignisse aus isospinverletzenden Zerfällen aus den PYTHIA Datensätzen zu entfernen. In dieser Analyse werden zwei PYTHIA Datensätze verwendet. Aus dem ersten wurden alle Ereignisse entfernt, in denen die “diffraktiven” Zustände $\rho_{diff}, \omega_{diff}, \Phi_{diff}$ auftreten, unabhängig davon ob sie isospinverletzend zerfallen oder nicht. Der zweite Datensatz beinhaltet alle Reaktionen, inklusive der Ereignisse in denen möglicherweise isospinverletzende Zerfälle durch die $\rho_{diff}, \omega_{diff}, \Phi_{diff}$ Zustände stattfinden. Durch diese zwei extremen Ansätze, alle Ereignisse, die möglicherweise, aber nicht zwingend, isospinverletzend in PYTHIA zerfallen zu entfernen, und dem Ansatz alle Ereignisse, inklusive solcher, die in der Natur so nicht auftreten können, zu behalten, ist sichergestellt, daß der zu erwartende Untergrund innerhalb der Grenzen beider Datensätze korrekt beschrieben wird. Es ist zu erwarten, daß der reale Untergrund zwischen den Vorhersagen aus den beiden PYTHIA Datensätzen liegt. Die gemessenen Daten werden mit beiden Datensätzen verglichen. Sie tragen im folgenden die Bezeichnung PYTHIA-mod, für PYTHIA “modified” und PYTHIA für den Datensatz, der alle PYTHIA generierten Ereignisse enthält.

## 8.5 Die erzeugten Monte-Carlo-Datensätze

### 8.5.1 Der PYTHIA Monte-Carlo Datensatz

Reaktionen, die die Signatur einer odderoninduzierten Reaktion besitzen, sind im Vergleich zu dem gesamten Photoproduktionswirkungsquerschnitt sehr selten. Es werden bereits in der Ereignisgeneration Schnitte angewendet, die dafür Sorge tragen, daß nur Ereignisse, die als Untergrund zum Signal in Frage kommen, die zeitaufwendige Detektorsimulation durchlaufen. Folgende Schnitte werden angewendet:

1. Es werden nur Ereignisse generiert, bei denen das gestreute Elektron die Bedingung $0.3 \leq y \leq 0.7$ und $Q^2 \leq 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ erfüllt. Die Werte sind der Akzeptanz des Elektronkalorimeters des Luminositätsmeßsystem des H1-Experimentes angepaßt.

2. Mindestens ein Photon muß in den Akzeptanzbereich der VLQ-Kalorimeter gelangen und über genug Energie verfügen, um im Detektor nachweisbar zu sein. Das wird durch die Bedingung $N_\gamma(179.7^\circ > \vartheta > 176^\circ \;\&\&\; E_\gamma > 2\,\mathrm{GeV}) \geq 1$ sichergestellt. Lediglich $8.1\%$ der Ereignisse erfüllen diese Bedingung.

3. Voraussetzung für die Pion-Rekonstruktion ist das Vorhandensein von mindestens zwei Photonen im Rückwärtsbereich des H1-Detektors, da ein neutrales Pion im wesentlichen über die Reaktion $\pi^0 \to \gamma\gamma$ zerfällt. Neben dem im vorherigen Punkt verlangten Photon muß mindestens ein weiteres, egal welchen Ursprungs, in den Akzeptanzbereich der VLQ-Kalorimeter oder des SPACAL-Kalorimeters gelangen. Die Bedingung die in der Generation gestellt wird ist: $N_\gamma(179.7^\circ > \vartheta > 145^\circ \;\&\;\&\; E_\gamma > 0.01\,\mathrm{GeV}) \geq 2$, die von $82.9\%$ der verbleibenden Ereignisse erfüllt wird.

4. Die odderoninduzierte $\pi^0$-Produktion ist ein exklusiver Prozeß. Wenn ein Ereignis exklusiv ist, dann nimmt die in Abschnitt 9.6.4 eingeführte Variable $E - p_z$ Werte im Bereich um die zweifache Strahlenergie von $(E - p_z) \approx 55\,\mathrm{GeV}$ an. Es wird in der Generation gefordert, daß $(E - p_z)_{e'\,N_\gamma(179.7^\circ > \vartheta > 145^\circ\ \&\&\ E_\gamma > 0.01\,\mathrm{GeV})} > 47\,\mathrm{GeV}$ ist. Dieses Kriterium wird von $25.2\%$ der verbleibenden Ereignisse erfüllt.

Durch die Vorselektion werden $98.3\%$ der Ereignisse verworfen. Insgesamt wurden $16.2$ Millionen Ereignisse generiert, von denen 280068 die Bedingungen der Vorselektion erfüllen und voll detektorsimuliert sind. Das entspricht einer integrierten Luminosität von $7.02\,\mathrm{pb}^{-1}$. PYTHIA wurde in der Version 5.722 verwendet.

### 8.5.2 Der OPIUM Monte-Carlo Datensatz

OPIUM simuliert lediglich den Signalkanal, so daß keine aufwendige Vorselektion nach in Frage kommenden Ereignissen notwendig ist. Die einzige Bedingung, die in der Ereignisgeneration festgelegt wurde ist, daß das Elektron in den Akzeptanzbereich des Elektronkalorimeters von $0.3 \leq y \leq 0.7$ und $Q^2 \leq 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ gestreut wird. Insgesamt wurden 143904 Ereignisse generiert. Unter Berücksichtigung des aus dem MSV vorhergesagten und in OPIUM implementierten Wirkungsquerschnitt entspricht das einer integrierten Luminosität von $L = 17.72\,\mathrm{pb}^{-1}$. Der Wirkungsquerschnitt für exklusive odderoninduzierte Pion-Produktion, die in die Generation eingeht, stammt aus dem MSV-Modell und beträgt $\sigma_{\gamma p} = 597\,\mathrm{nb}$. Tabelle 8.2 faßt die Eigenschaften der erstellten Monte-Carlo Datensätze zusammen.

| | PYTHIA | OPIUM |
|---|---|---|
| Zahl der generierten Ereignisse | 16 200 000 | 143 904 |
| Zahl der Ereignisse nach Vorselektion | 280 068 | 143 904 |
| $\sigma_{ep}$ [nb] | 2 308 | 8.14 |
| $L$ [pb$^{-1}$] | 7.02 | 17.72 |

Tabelle 8.2: *Zusammenfassende Übersicht über die erzeugten Monte-Carlo Datensätze.*

# Kapitel 9

# Die Selektion der Ereignisse

Die Messung eines Wirkungsquerschnittes erfordert die Selektion eines möglichst vollständigen und untergrundfreien Datensatzes. Gegenstand dieses Kapitels ist die Beschreibung der Selektion des Datensatzes, der zur Messung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 N^*$ verwendet wird. Im ersten Abschnitt werden die Signaturen der Reaktion beschrieben. Anschließend werden die Triggerbedingungen auf den Triggerstufen L1 und L4 diskutiert. Es folgt die Bestimmung der Triggereffizienzen der verwendeten Detektoren und der Akzeptanz für den Prozeß. Die angewandten Selektionsschnitte werden diskutiert. Abschließend werden die systematischen Fehler der Messung behandelt.

## 9.1 Selektionsstrategien

Die Messung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $ep \rightarrow e'\gamma^* p \rightarrow e'\pi^0 N^*$ erfordert den Nachweis des gestreuten Strahlelektrons und der Photonen aus dem $\pi^0$-Zerfall im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors. Das Neutron, das im Fall der odderoninduzierten $\pi^0$-Produktion aus dem Zerfall einer angeregten Nukleonresonanz $N^*$ stammt, wird mit dem Vorwärtsneutronkalorimeter FNC nachgewiesen. Ereignisse bei denen die Nukleonresonanzen in Protonen zerfallen werden nicht untersucht, da kein entsprechender Trigger auf der Triggerstufe L1 implementiert wurde. Die Messung des gestreuten Elektrons erfolgt mit dem Elektronkalorimeter des Luminositätsmeßsystems. Die aus dem MSV vorhergesagte und in Abbildung 8.1 gezeigte $t$-Verteilung des Odderonprozesses legt, unter Berücksichtigung der Zerfallskinematik des $\pi^0$, nahe, daß die Zerfallsphotonen unter kleinem Winkel bezüglich der Elektronflugrichtung in den Rückwärtsbereich des Detektors H1 produziert werden. Dort stehen die VLQ-Kalorimeter für Messung unter Streuwinkeln $\vartheta > 177.3°$ und das SPACAL-Kalorimeter für Winkel zwischen $153° < \vartheta < 177.8°$ zur Verfügung. In der Analyse wird zwischen drei Signaturen unterschieden, untergliedert nach der Kombination von Kalorimetern die Verwendung findet, um das Pion zu rekonstruieren:

1. Beide Photonen aus dem $\pi^0$-Zerfall werden in einem einzigen VLQ-Kalorimetermodul nachgewiesen. Diese Kanäle werden im folgenden als TT- und BB-[1] Kanäle bezeichnet. TT steht für den Fall das beide Photonen im oberen Modul nachgewiesen werden, BB für den das beide im unteren Modul detektiert werden.

[1] TT steht für top-top und drückt aus das beide Photonen im oberen Modul nachgewiesen werden. Analog steht BB für bottom-bottom.

2. Ein Photon wird im oberen VLQ-Kalorimetermodul nachgewiesen und das andere im unteren. Der Kanal wird als TB[2]-Kanal bezeichnet.

3. Ein Photon wird in einem der VLQ-Kalorimetermodule detektiert und eines mit dem SPACAL-Kalorimeter. Die Signatur trägt die Bezeichnung VS[3].

Abbildung 9.1 veranschaulicht an Hand einer vereinfachten Darstellung der Kalorimeter im Rückwärtsbereich des H1-Detektors, zwei der drei Kanäle, die zur $\pi^0$-Rekonstruktion herangezogen werden können[4].

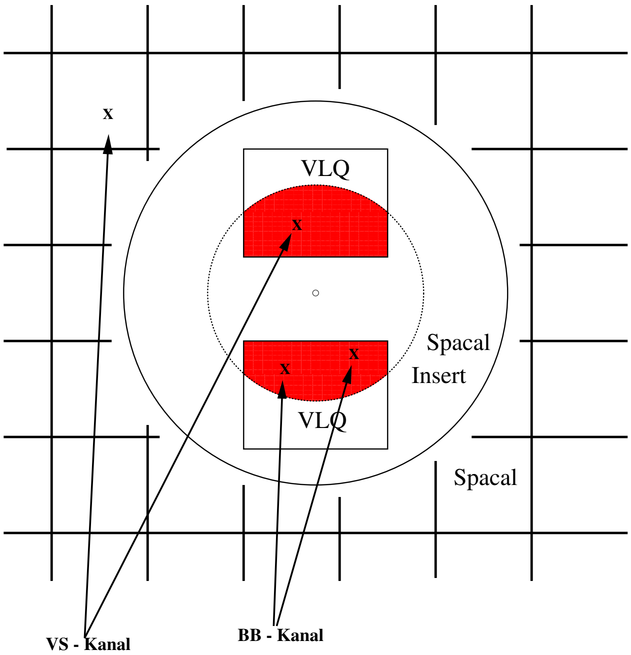



Abbildung 9.1: *Gezeigt ist eine schematische Darstellung der SPACAL- und VLQ-Kalorimeter. Zwei der möglichen Detektorkombinationen mit denen Pionen rekonstruiert werden können sind gezeigt, der* VS-*Kanal, bei dem ein Photon im VLQ-Kalorimeter und eines im SPACAL-Kalorimeter nachgewiesen wird und der* BB-*Kanal bei dem beide Photonen mit dem unteren VLQ-Kalorimetermodul gemessen werden. Die verminderte Akzeptanz der VLQ-Module durch die Abschattung von ca. 50% der Kalorimeterfläche durch das SPACAL-Insert, das nicht zu Messungen herangezogen werden kann, ist ersichtlich.*

## 9.2 Die Datennahmebereiche und die Luminositäten der Datensätze

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden während dreier Datennahmeintervallen genommen, zwischen denen jeweils eine Pause lag. Der gesamte Datensatz wird untergliedert in die

[2]Top-Bottom (oben unten) Kanal
[3]Die Abkürzung VS steht für die Kombination VLQ-SPACAL
[4]Eine weitere Möglichkeit wäre der Nachweis beider Photonen im SPACAL-Kalorimeter. Auf der ersten Triggerstufe war jedoch kein entsprechender Trigger realisiert.

Abschnitte:

1. Der Datennahmeabschnitt “99-1”
Der untersuchte Datennahmeabschnitt beginnt mit der Implementierung der Odderontrigger auf der Triggerstufe L1 am 19.02.1999 mit Run Nummer 235195 und endete am 26.04.1999 mit Run Nummer 241649.

2. Der Datennahmeabschnitt “99-2”
Der erste Run dieses Abschnittes trägt die Nummer 246159 und wurde am 11.07.1999 durchgeführt. Der letzte Run hat die Nummer 259461 und wurde am 18.11.1999 aufgezeichnet. An diesem Tag begann eine Datennahmephase mit speziellen Triggerbedingungen. Sie wird nicht in der Analyse berücksichtigt.

3. Der Datennahmeabschnitt “2000”
Der Datennahmeabschnitt 2000 startete am 21.01.2000 mit Run Nummer 262204 und endete mit Run Nummer 271204 am 02.05.2000 mit dem Ausbau des Neutronkalorimeters. Die Abschnitte mit den Run Nummern 262822 bis 264171 und Run Nummern 266973 und 268634 lagen zum Zeitpunkt der Analyse noch nicht rekonstruiert vor[5] und finden daher keine Berücksichtigung.

Für diese Analyse werden nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen die Versorgungsspannungen der maßgeblichen Detektoren eingeschaltet war. Weiterhin wird verlangt, daß sie betriebsbereit und in die Auslese integriert gewesen sind. Keine der wesentlichen Komponenten, das sind das Luminositätsmeßsystem, das SPACAL-Kalorimeter und die VLQ-Kalorimeter, dürfen sich in einen Zustand[6] befunden haben, der die Datennahme beeinträchtigte. Die zentralen Jetkammern CJC1, CJC2 sowie die Z-Kammern müssen ebenfalls meßbereit gewesen sein. Sie werden zur Vertexfindung, beziehungsweise zur Verifikation, daß kein Ereignisvertex und somit keine Spuren geladener Teilchen im Zentralbereich des H1 Detektors vorhanden waren, benötigt. Datennahmeabschnitte deren Qualität generell als schlecht[7] bewertet ist werden vollständig aus der Analyse entfernt. Abschnitte mit speziellen Triggereinstellungen, z.B “Minimum Bias” Datennahme[8], sind aus den Datensätzen ausgeschlossen. Die gemessene Luminosität muß auf die oben genannten Forderungen korrigiert werden. Die Luminosität der drei Datensätze ist in Tabelle 9.2 angegeben. Für den im nächsten Abschnitt besprochenen Subtrigger `S96` beträgt die um alle angegebenen Effekte korrigierte integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{\mathtt{S96}} = 16.208\,\mathrm{pb}^{-1}$. Die Luminosität des durch den Subtrigger `S97` akkumulierten Datensatzes ist $\mathcal{L}_{\mathtt{S97}} = 30.558\,\mathrm{pb}^{-1}$.

## 9.3 Trigger

Auf den Triggerstufen L1 und L4 wird auf die Signatur des Prozesses getriggert. Auf der Triggerstufe L1 wird Energie in den Detektoren, mit denen die Reaktionsprodukte nachgewiesen werden, verlangt. Auf der Stufe L4 wird nach Ereignisrekonstruktion das Vorhandensein von Energie im Elektronkalorimeter des Luminositätsmeßsystem und in den VLQ-Kalorimetern verifiziert.

[5] Dieser Abschnitt wurde übersprungen und erst nachträglich rekonstruiert.

[6] Solche Zustände sind z.B Störungen in der HV-Versorgung oder Kanäle mit zu hohen Strömen in Driftkammern. Solche Fehler werden in der HEAR Bank dokumentiert.

[7] Im H1-Experiment werden alle Runs in die Klassen “gute”, “mittlere” und “schlechte” Qualität eingeteilt.

[8] Datennahme Abschnitte in denen nur minimale Triggerbedingungen an ein Ereignis gestellt werden.

| Datennahmeabschnitt | “99-1” | | “99-2” | | “2000” | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| L1 Trigger | S96 | S97 | S96 | S97 | S96 | S97 |
| mittlerer Prescale Faktor | 1.56 | 1.04 | 1.53 | 1.02 | 2.68 | 1.00 |
| $\mathcal{L}_{\text{nohvcor}}[pb^{-1}]$ | 6.171 | 9.754 | 15.234 | 24.634 | 5.592 | 16.562 |
| $\mathcal{L}_{\text{hvcor}}[pb^{-1}]$ | 4.453 | 6.659 | 6.613 | 9.911 | 5.142 | 13.988 |

Tabelle 9.1: *In den Spalten der Tabelle sind die Luminositäten der Datensätze, die mit den Subtriggern* `S96` *und* `S97` *in den drei besprochenen Datennahmeintervallen genommen wurden, angegeben. In der dritten Reihe ist der mittlere Untersetzungsfaktor angegeben. Die Variable $\mathcal{L}_{nohvcor}$ ist die Luminosität des Datensatzes, wenn keine Bedingung an die Betriebsbereitschaft und den Zustand einzelner Komponenten gestellt wird. $\mathcal{L}_{hvcor}$ ist die Luminosität nach Berücksichtigung der Betriebsbereitschaft und des funktionalen Zustandes der im Text angegebenen Detektoren. $\mathcal{L}_{hvcor}$ ist die Luminosität die zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes herangezogen wird.*

### 9.3.1 Die Triggerbedingung auf der Stufe L1

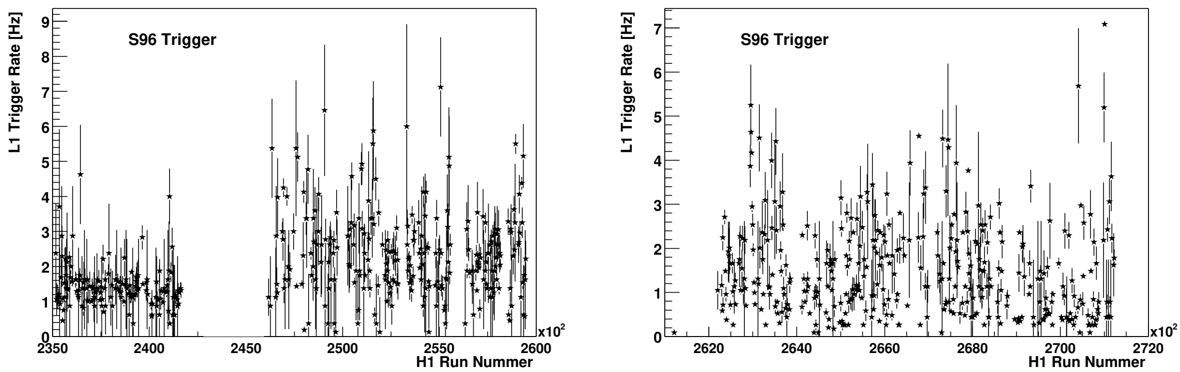



Abbildung 9.2: *Es ist die mittlere Rate für den Subtrigger* `S96` *als Funktion der H1 Run Nummer gezeigt. Die Rate des Subtrigger* `S96` *hat sich in der Datennahmeperiode “99-2,2000” gegenüber der Periode “99-1” fast verdoppelt, bedingt durch eine Senkung der Triggerschwelle im Neutronkalorimeter.*

Auf der ersten Triggerstufe wurden für die Odderonsuche zwei Subtrigger implementiert. Sie tragen die Bezeichnung `S96` und `S97` und sind in den Datennahmeabschnitten “99-2” und “2000” wie folgt definiert:

- `S96`: `FNC_ESUM>1 && eTAG && GLOBALE_OPTIONEN`
- `S97`: `FNC_ESUM>1 && eTAG && VLQ_NOISE_OR && GLOBALE_OPTIONEN`

Im Datennahmezeitraum “99-1” war die Bedingung `FNC_ESUM>1` durch die Bedingung `FNC_ESUM>2` ersetzt. Die Bedeutung der einzelnen Elemente ist die folgende:

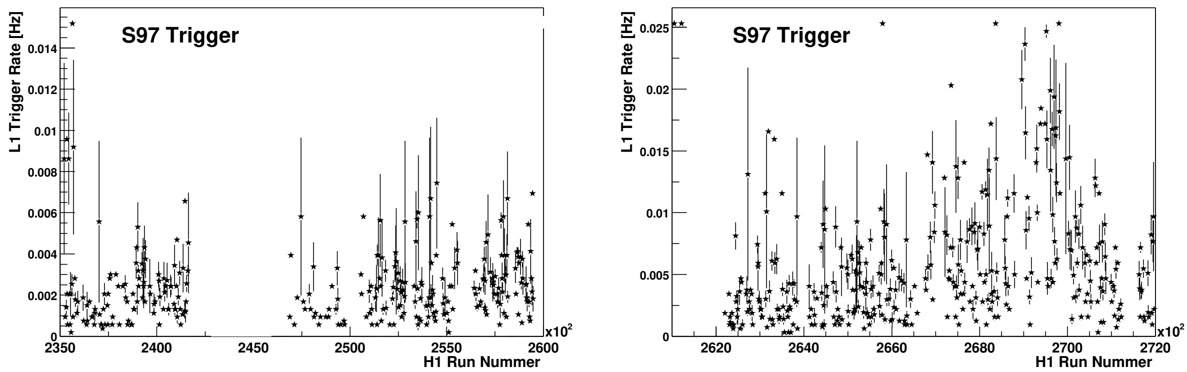



Abbildung 9.3: *Analog zu Abbildung 9.2 ist die Rate des Subtrigger* `S97` *gezeigt. Sie ist um drei Größenordnungen geringer als die Rate des Referenztriggers* `S96`.

- `FNC_ESUM>1`: Es hat eine Energiedeposition im Neutronkalorimeter stattgefunden. Dieses Triggerelement wird ausgelöst, sobald eine Energie von mehr als ca. 150 GeV im Kalorimeter gemessen wurde.

- `eTAG`: Das `eTAG` Triggerelement ist eine Abkürzung für `LU_ET && !LU_PD`. Es bedeutet, daß im 33 m Elektronkalorimeter des Luminositätsmeßsystems eine Energiedeposition stattgefunden hat, aber keine im Photondetektor des Luminositätsmeßsystems. Das `eTAG` Triggerelement wird zur Selektion von Ereignissen aus der Photoproduktionsklasse verwendet.

- `VLQ_NOISE_OR`: Das Triggerelement wird ausgelöst, wenn zumindest in einem der beiden VLQ-Kalorimetermodulen eine Energie größer als ca. 5 GeV vorhanden ist. Es ist eine abkürzende Schreibweise für die Bedingung:
  `VLQ_NOISE_OR = (VLQ_top_noise && !VLQ_top_SDE) ||`
  `(VLQ_bot_noise && !VLQ_bot_SDE)`. Die Definition der Triggerelemente ist in Tabelle 5.1 angegeben.

- `GLOBALE_OPTIONEN`: Die globalen Optionen werden zur Unterdrückung von strahlinduzierten Untergrundereignissen verwendet. Sie basieren im wesentlichen auf Informationen aus den Flugzeitmeßsystemen und dienen der Unterdrückung von Ereignissen, die nicht im korrekten Zeitfenster stattgefunden haben.

Sowohl der Subtrigger `S96` als auch der Subtrigger `S97` verlangen Energie im Neutronkalorimeter und im Elektronkalorimeter des Luminositätsmeßsystem. Um den Subtrigger `S97` auszulösen, ist zusätzlich eine Energie über der niedrigsten eingestellten Schwelle in zumindest einem der VLQ-Kalorimeter nötig. Die Rate, mit denen Ereignisse durch den Subtrigger `S96` akzeptiert werden, ist sehr viel größer als die Rate an Ereignissen, die die Subtriggerbedingung `S97` erfüllen. Die Rate, mit der Ereignisse als Funktion der Zeit akzeptiert werden, ist für alle drei Datennahmeabschnitte

für den Subtrigger S96 in Abbildung 9.2 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß sich die Rate nach Senken der Triggerschwelle im Neutronkalorimeter durch Änderung der Bedingung FNC_ESUM>2 zu FNC_ESUM>1 verdoppelt hat. Nicht alle durch den Subtrigger S96 akzeptierten Ereignisse können ausgelesen werden. Er ist mit einem runabhängigen Untersetzungsfaktor versehen, der gemittelt über den Datennahmeabschnitt in Tabelle 9.2 angegeben ist. Die Rate, mit der der Subtrigger S97 Ereignisse akzeptiert ist, wie aus Abbildung 9.3 ersichtlich, um drei Größenordnungen kleiner als die des Subtrigger S96. Ein Untersetzungsfaktor ist nicht nötig.
Die Rate, mit der ein Trigger Ereignisse akzeptiert sollte, unter Vernachlässigung von Effekten wie Strahlstromstärken, konstant sein und nur von der Physik des Prozesses, auf den getriggert wird, abhängen. Abbildung 9.4 zeigt die Zahl der durch die Trigger S96 und S97 akzeptierten Ereignisse als Funktion der akkumulierten Luminosität. Die Zunahme der Ereigniszahl pro Einheit an Luminosität ist in allen drei Datennahmezeiträumen weitgehend konstant. Abweichungen können durch die erhöhte Sensibilität dieser Subtrigger gegen strahlinduzierte Untergründe erklärt werden. Alle Detektoren die für diesen Trigger verwendet werden befinden sich in größter Nähe zu dem Elektron und Protonstrahl. Die größere Anzahl an Ereignissen pro Einheit an Luminosität, die in den Zeiträumen “99-2” und “2000” akzeptiert wurden, erklärt sich durch die geringere Triggerschwelle im FNC-Kalorimeter im Vergleich zur Datennahmeperiode “99-1”.

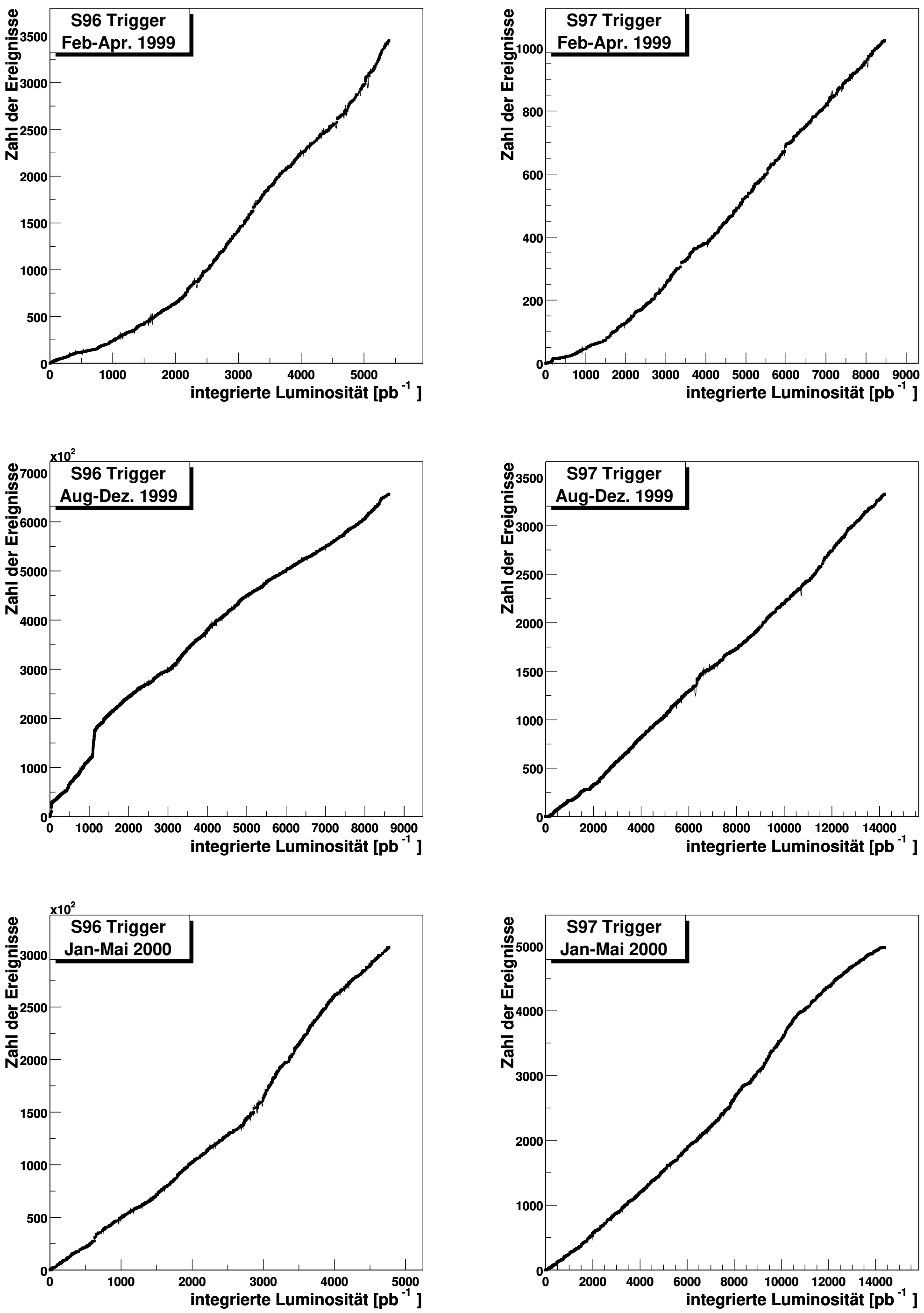



Abbildung 9.4: *Die obere der drei Reihen zeigt die Anzahl an akzeptierten Ereignissen der Subtrigger* S96 *und* S97*als Funktion der akkumulierten Luminosität im Datennahmeabschnitt "99-1". Die beiden unteren Reihen veranschaulichen denselben Sachverhalt für die Datennahmeperioden "99-2" und "2000". Die Abbildungen verdeutlichen, daß beide verwendeten Trigger über der gesamten Meßdauer kontinuierlich und mit einer, unter Berücksichtigung der großen Nahe der Detektoren zu den Elektron und Protonstrahl, konstanten Rate Ereignisse akzeptiert haben.*

### 9.3.2 Die Bedingung auf der Triggerstufe L4

Zur weiteren Reduktion der Rate wird auf der Triggerstufe L4 eine Bedingung an die gemessene Energie in den VLQ-Kalorimetern und im Elektronkalorimeter des Luminositätsmeßsystem gestellt. Wie in Kapitel 6 beschrieben, wird fast die gesamte H1-Kalorimeterrekonstruktion auf der Triggerstufe L4 ausgeführt. Auf Basis der VLQ-Kalorimeterrekonstruktion validiert ein L4-Suchalgorithmus mit der Bezeichnung L4_EFS_VLQ_ODD [9] die durch die Triggerstufe L1 akzeptierten Ereignisse. Er verlangt, daß die Energiesumme über alle Kalorimeterkanäle beider Module nach Single-Diode-Korrektur und Kanal-zu-Kanal Abgleich größer als $E_{sum,vlq} \geq 5\,\mathrm{GeV}$ ist. Die Energie im Elektronkalorimeter des Luminositätsmeßsystems muß größer als $E_{eTAG33} \geq 4.0\,\mathrm{GeV}$ sein.

$$\texttt{L4\_EFS\_VLQ\_ODD} = \sum_{\text{VLQ Kanäle}} \texttt{E(i)} > \texttt{5.0}\,\mathrm{GeV}\ \&\&\ \mathtt{E_{et33}} > \texttt{4.0}\,\mathrm{GeV} \tag{9.1}$$

Ist die L4 Bedingung erfüllt, wird das Ereignis akzeptiert, ansonsten verworfen. Ein Ereignis, das durch die Triggerstufe L1 akzeptiert, jedoch von der Stufe L4 verworfen wurde, kann dennoch von einen anderen Suchalgorithmus, der ebenfalls alle Ereignisse auf Signaturen anderer physikalischer Prozesse validiert, akzeptiert werden. Ereignisse, die die L4-Bedingungen nicht erfüllen, aber dennoch im Datensatz vorhanden sind, werden aus der Analyse entfernt.

## 9.4 Triggereffizienz

In diesem Abschnitt werden die Triggereffizienzen der Detektorkomponenten, aus denen sich die Subtrigger S96 und S97 zusammensetzen bestimmt.

### 9.4.1 Definition der Triggereffizienz

Die Effizienz eines Triggerelementes gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein gesuchtes Ereignis den Trigger auslöst. Sie ist wie folgt definiert:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{Ereignisse, die die Selektionskriterien erfüllen und die ein positives Triggersignal haben}}}{N_{\text{Ereignisse die die Selektionskriterien erfüllen}}} \tag{9.2}$$

Zur Effizienzbestimmung wird ein Referenzdatensatz benötigt, mit dem die Effizienz ermittelt wird und der unabhängig von dem zu untersuchenden Trigger ist. Die Effizienz hängt von einer Variablen ab, bezüglich derer die Effizienz ermittelt wird. In dieser Analyse wird ausschließlich auf Energie in Kalorimetern getriggert und die Effizienz natürlicherweise als Funktion der gemessenen Energie im Kalorimetertrigger bestimmt. Der gemessene Verlauf der Triggereffizienz läßt sich im allgemeinen gut durch eine Fermi-Funktion der Form

$$\varepsilon = \frac{a}{e^{\frac{b-E}{c}} + 1}. \tag{9.3}$$

darstellen. $E$ ist die Energie im Kalorimeter oder allgemeiner die Variable gegen die die Effizienz bestimmt wird. Die Parameter haben die folgende Bedeutung:

[9] L4 steht für die Triggerstufe vier, EFS für einen Kanal mit exklusivem Endzustand, VLQ für einen VLQ-Kalorimeter basierten Trigger und ODD für die Odderonsuche.

- Der Parameter $a$ gibt die maximal erreichbare Effizienz an.
- Der Parameter $b$ gibt den Schwellenwert an. Das ist der Wert, bei dem die Effizienz 50% der maximal erreichbaren Effizienz erreicht.
- Der Parameter $c$ beschreibt die Unschärfe der Schwelle. Bei dem Wert $b \pm 3 \cdot c$ erreicht die Effizienz einen Wert von 95% bzw. 5%.

### 9.4.2 Effizienz des Elektronkalorimeters

Die Effizienz des Elektronkalorimeters des Luminositätsmeßsystems wurde mit Hilfe des Programms QPETAC [Lev95] bestimmt. QPETAC ermittelt die runabhängige Effizienz des Elektronkalorimeters als Funktion der Variablen $y$, wenn das Elektron in die Akzeptanzregion des Detektors gestreut wird. Sie ist definiert durch $|x_{eTAG}| < 6.5\,\text{cm}$. Zum Zeitpunkt dieser Analyse lagen noch keine Effizienzmessungen für den Datennahmezeitraum 1999 und 2000 vor. Es wurde auf die Werte des Jahres 1998 zurückgegriffen. Nach [Lev01] kann die Differenz in den Effizienzen zwischen 5%-10% liegen. Sie geht als systematischer Fehler in die Analyse ein. Abbildung 9.5 zeigt die Effizienz als Funktion von $y$ und eine Anpassung an ein Polynom sechster Ordnung. Um eine ausreichende Effizienz zu gewährleisten, ist der Meßbereich in der Analyse auf $0.3 \leq y \leq 0.7$ eingeschränkt.

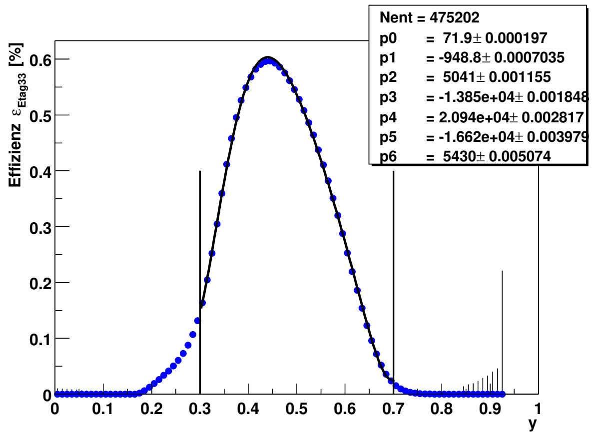



Abbildung 9.5: *Gezeigt ist die runabhängige Effizienz des Elektronkalorimeter des Luminositätsmeßsystem als eine Funktion von $y$ und die Anpassung der Effizienzkurve an ein Polynom sechster Ordnung. Für die Datennahmephasen 1999 und 2000 lagen zum Zeitpunkt der Analyse noch keine Effizienzmessungen vor und die Werte des Jahres 1998 mußten verwendet werden.*

### 9.4.3 Die Triggereffizienz des Neutronkalorimeters

Die Triggereffizienz des Vorwärtsneutronkalorimeters wird aus einem Referenzdatensatz bestimmt, der alle Ereignissen des Jahres 1999, die die Subtriggerbedingung S6 erfüllen, beinhaltet. Der

Subtrigger `S6` ist definiert als `S6 = SPCLe_IET>0` und verlangt eine Energiedeposition in der elektromagnetischen Sektion des SPACAL-Kalorimeters über der niedrigsten eingestellten Schwelle. Die Triggereffizienz des FNC-Kalorimeters wird bestimmt, indem alle durch den `S6` akzeptierten Ereignisse, auf ein Neutron im FNC hin untersucht werden. Die Neutronen werden analog zu der in Abschnitt 9.6.1 beschriebenen Selektion von Neutron Ereignissen selektiert. Für alle Ereignisse, die die Selektionskriterien erfüllen, wird überprüft, ob und welche der FNC Triggerelemente angesprochen haben. Die FNC Triggerelemente setzen sich aus vier Bits zusammen, die eine Zahl zwischen Null und fünfzehn kodieren und die angeben, in welchem Energieintervall ein Teilchen gemessen wurde. Die Bedingung `FNC_ESUM>1` bedeutet, daß eine Energie größer der Schwelle des ersten Energiefensters im Kalorimeter gemessen wurde. Das Verhältnis von Ereignissen in denen die `FNC_ESUM` Bedingung erfüllt ist und die die Neutronselektion erfüllen, zu allen Ereignissen die durch die Selektionsschnitte selektiert wurden, als Funktion der Energie, ist die energieabhängige Triggereffizienz. Sie ist für verschiedene `FNC_ESUM` Einstellungen in Abbildung 9.6 gezeigt.

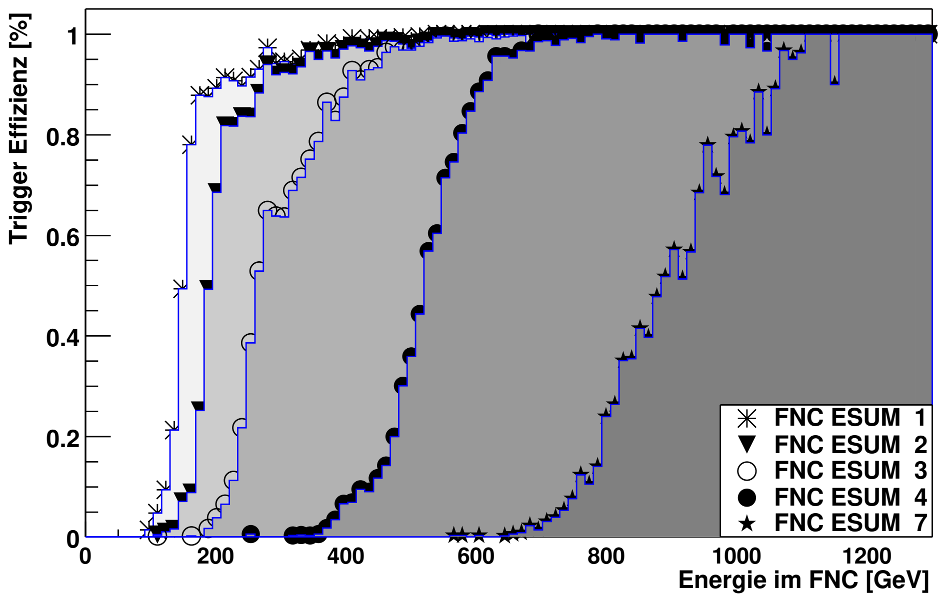



Abbildung 9.6: *Gezeigt ist die Triggereffizienz von fünf verschiedenen* `FNC_ESUM` *Triggerelementen.*

Für die Bedingung `FNC_ESUM>1` ergibt die Anpassung an Gleichung 9.3 wie in Abbildung 9.7 gezeigt:

$$\varepsilon_{\texttt{FNC\_ESUM>1}} = \frac{0.987}{e^{\frac{150.3-E}{12.33}} + 1}. \qquad (9.4)$$

Die integrierte Triggereffizienz im Energieintervall von $E_n = 100\,\text{GeV}$ bis $E_n = 1400\,\text{GeV}$ beträgt $95.9\%$, bestimmt unter der Annahme, daß die Energien der auftreffenden Neutronen gleichverteilt sind.

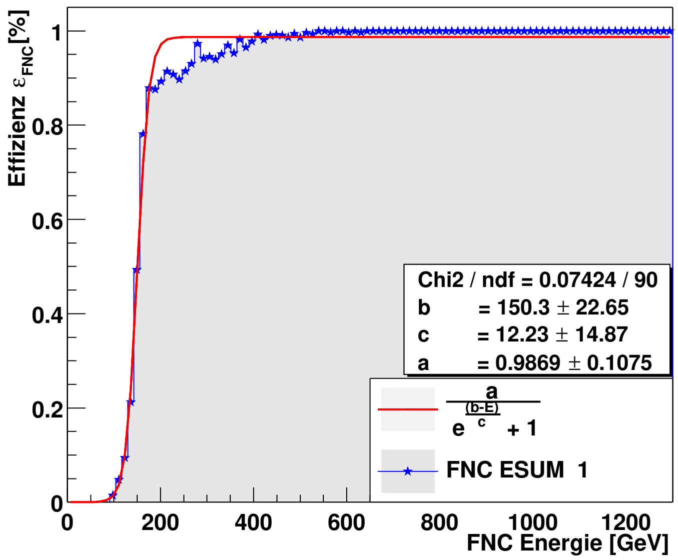



Abbildung 9.7: *Gezeigt ist die Triggereffizienz des* `FNC_ESUM>1` *Triggerelementes und eine Anpassung der gemessenen Kurve an eine Funktion der Form 9.3. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Gleichung 9.4 angegeben.*

Im Zeitraum "99-1" war das Triggerelement `FNC_ESUM>2` eingestellt. Aus dem gemessenen Neutronenergiespektrum wird ersichtlich, daß für diesen Zeitraum die Triggereffizienz sehr viel schlechter war als für `FNC_ESUM>2` zu erwarten wäre. Um eine korrekte Gewichtung der Monte-Carlo simulierten Daten sicherzustellen, wurde im Zeitraum "99-1" für die Triggereffizienz die Anpassung an die Triggerbedingung `FNC_ESUM>4` angenommen. Die im Zeitraum "99-1" gemessene Neutronenergieverteilung entspricht der Energieverteilung, die beim Einstellen der Schwelle `FNC_ESUM>4` zu erwarten wäre. Die Triggereffizienz des FNC für den Datennahmezeitraum "99-1" ergibt sich zu (vgl. auch Abbildung 9.6) :

$$\varepsilon_{\texttt{FNC\_ESUM>1}} = \frac{0.995}{e^{\frac{521.4-E}{37.3}} + 1}. \tag{9.5}$$

Die gesamte Triggereffizienz für diesen Datennahmeabschnitt ist mit 72.3 % entsprechend schlechter.

### 9.4.4 Die Triggereffizienz der VLQ-Kalorimeter

Die Triggereffizienz des VLQ-Kalorimeter Triggers wurde aus Daten, die durch den Subtrigger `S96` akzeptiert wurden, bestimmt. Wie in Abschnitt 5.6 erklärt, werden im VLQ-Kalorimetertrigger jeweils die Energiesummen einander gegenüberliegender Triggerfenster miteinander verglichen. Zur Unterdrückung von "Single-Diode-Ereignissen" muß in beiden Fenstern eine Energiesumme über der eingestellten Schwelle gemessen worden sein. Abbildung 9.8 zeigt, daß dies

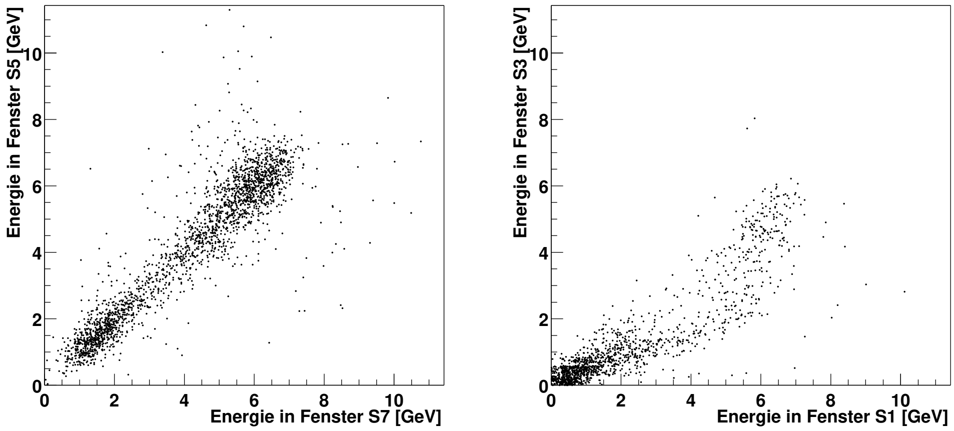



Abbildung 9.8: *Gezeigt ist die Korrelation der gemessenen Energien zwischen einander gegenüberliegenden Triggerfenstern in Ereignissen, in denen das* VLQ_NOISE_OR *Triggerelement angesprochen hat. Beide Fenster messen die Energie desselben Teilchens und tasten die selben Bereiche des Schauers im Kalorimeter ab. Die Abbildung dokumentiert, daß die Energie in den Triggerfenstern stark korreliert ist und daß das* VLQ_NOISE_OR *Triggerelement sich wie erwartet verhält. Ereignisse, bei denen die Korrelation nicht so stark ist, erklären sich aus Auftreffpositionen nahe am Kalorimeterrand und den damit verbundenen und in Abschnitt 5.3 beschriebenen Lauflängeneffekten.*

für Ereignisse, bei denen das Triggerelement VLQ_NOISE_OR angesprochen hat, der Fall ist und daß die Energien in einander gegenüberliegenden Projektionen eng korreliert sind.
Die VLQ-Kalorimeter erzeugen drei Triggerelemente, die aus dem Vergleich der Energie in den Triggerfenstern mit voreingestellten Schwellen erzeugt werden. Abbildung 9.9 zeigt die Energieverteilung für alle Ereignisse im Datensatz, sowie für die Ereignisse, bei denen das "VLQ_NOISE_OR", "VLQ_LOW_OR" oder das "VLQ_HIGH_OR" Triggerelement angesprochen hat. Aus der Abbildung 9.9 ist bereits ersichtlich, daß eine Triggereffizienz von 50% für das Triggerelement "VLQ_NOISE_OR" bei ca. 6 GeV erreicht wird, und für die niedrigen Schwelle "VLQ_LOW_OR" bei ca. $8.5\,\mathrm{GeV}$. Bei einer Energie von $10\,\mathrm{GeV}$ wird eine Triggereffizienz von 50% für die hohe Triggerschwelle ("VLQ_HIGH_OR") erreicht. In Abbildung 9.10 ist die Triggereffizienz für das "VLQ_NOISE_OR" Triggerelement in beiden Kalorimetermodulen als Funktion der Clusterenergie gezeigt. Zur Bestimmung der Triggereffizienz wurden alle Daten der Jahre 1999 und 2000 berücksichtigt, bei denen genau ein Cluster rekonstruiert wurde. Die Anpassung an Funktion 9.3 ergibt für das obere Modul:

$$\varepsilon_{\texttt{VLQ\_NOISE\_oberes\_Modul}} = \frac{0.949}{e^{\frac{5.89-E}{0.99}} + 1}. \tag{9.6}$$

und

$$\varepsilon_{\texttt{VLQ\_NOISE\_unteres\_Modul}} = \frac{0.9324}{e^{\frac{6.183-E}{1.1}} + 1}. \tag{9.7}$$

für das untere Modul.

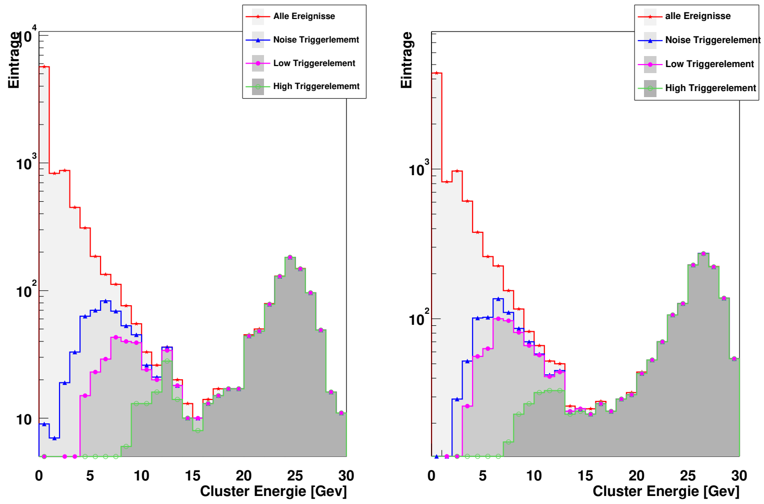



Abbildung 9.9: *Die gemessenen Cluster Energieverteilungen als Funktion des Ansprechens der VLQ-Triggerelemente “*`VLQ_NOISE_OR`*”, “*`VLQ_LOW_OR`*” und “*`VLQ_HIGH_OR`*” für beide VLQ-Kalorimetermodule. Links sind die Verteilungen für das untere Modul gezeigt, rechts für das obere. Deutlich ersichtlich sind die unterschiedlichen Schwellen der Triggerelemente.*

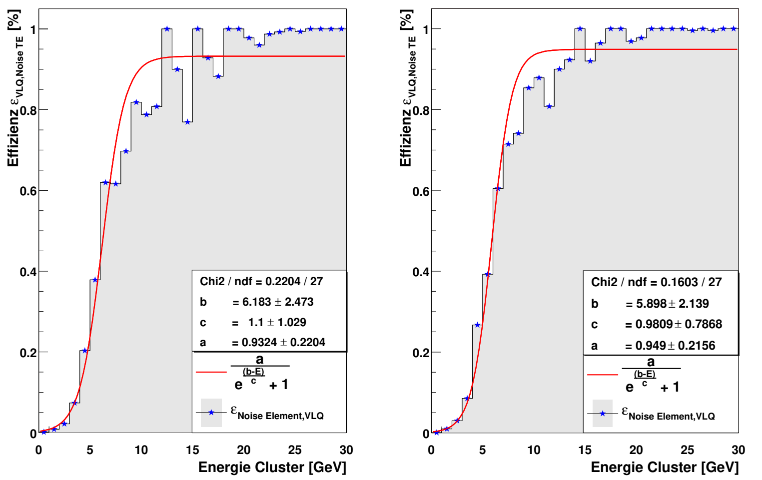



Abbildung 9.10: *In der linken Abbildung ist die gemessene Triggereffizienz des unteren Moduls bezüglich des “*`VLQ_NOISE_OR`*” Triggerelementes gezeigt und eine Anpassung der Form 9.3 an den Kurvenverlauf. Die rechte Abbildung zeigt entsprechendes für das obere Modul.*

## 9.5 Akzeptanz

### 9.5.1 Die Definition der Akzeptanz

Nicht alle Reaktionen, die auftreten, können auch gemessen werden. Gründe hierfür können in einer unvollständigen Abdeckung des erlaubten Phasenraums einer Reaktion durch den Detektor liegen. Der Anteil an Ereignissen, der bedingt durch die geometrische Abdeckung des Phasenraums gemessen werden könnte, wird als geometrische Akzeptanz bezeichnet. Neben der reinen geometrischen Akzeptanz spielt die Nachweiseffizienz oder die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors eine Rolle. Nicht alle Teilchen, die in den geometrischen Akzeptanzbereich des Detektors gelangen, können von ihm auch nachgewiesen werden. So gibt es eine untere Grenze in der Energie eines Teilchens, unter der ein Kalorimeter nicht mehr anspricht. Elektronen oder Photonen mit einer Energie von weniger als $E < 1\,\mathrm{GeV}$ können mit den VLQ-Kalorimetern nicht nachgewiesen werden, während sie im SPACAL-Kalorimeter bereits ab einer Energie von $E > 100\,\mathrm{MeV}$ nachweisbar sind. Die Akzeptanz definiert sich in dieser Arbeit als das Produkt aus der reinen geometrischen Abdeckung des Phasenraums einer Reaktion und der Nachweiseffizienz des Detektors. Sie wird aus voll detektorsimulierten Monte-Carlo Ereignissen bestimmt und ist definiert als:

$$\eta = \frac{N_{rec}}{N_{gen}}, \tag{9.8}$$

wobei $N_{gen}$ die Gesamtzahl an generierten Ereignissen ist und $N_{rek}$ die Anzahl an Ereignissen, die nach vollständiger Detektorsimulation tatsächlich rekonstruiert wurde. Die Akzeptanz für odderoninduzierte $\pi^0$-Produktion wird aus dem in Abschnitt 8.3 beschriebenen Monte-Carlo Programm OPIUM bestimmt, in das die in Abbildung 8.1 gezeigte und durch das MSV vorhergesagte Energie und $t$-Verteilung eingeht. Eine andere Energieverteilung oder $t$-Verteilung würde zu einer anderen Akzeptanz für den Signalprozeß führen. Die Bestimmung der Akzeptanz ist notwendig, um von einer sichtbaren Reaktionsrate, bzw. dem unter gegebenen Bedingungen sichtbaren Wirkungsquerschnitt, auf den totalen Wirkungsquerschnitt schließen zu können.

### 9.5.2 Die Akzeptanz für Pionen

Abbildung 9.11 zeigt das Energiespektrum aller durch das Monte-Carlo Programm OPIUM generierten Pionen und in Abbildung 9.12 ist das Energiespektrum der rekonstruierten Pionen gezeigt, aufgeteilt nach den Kanälen `VS`, `TT`, `BB` und `TB`.
Die Akzeptanzen für Pionen aus odderoninduzierter exklusiver Pion Produktion sind in Tabelle 9.2 aufgelistet. Die größte Akzeptanz hat der `VS`-Kanal mit 3.8%. Die Akzeptanz für den `TT`-Kanal beträgt etwas mehr als ein Prozent. In den `TT,BB`-Kanälen ist die Akzeptanz fast vollständig durch die geometrischen Akzeptanz des VLQ-Kalorimetermoduls für Pionen bestimmt. Die Nachweiseffizienz spielt nur eine untergeordnete Rolle, da die Pionen, deren Zerfallsphotonen über einen Öffnungswinkel verfügen, der es erlaubt, beide Photonen in einem Modul nachzuweisen, aus kinematischen Gründen hohe Energien haben müssen. Die vergleichsweise geringe Akzeptanz der VLQ-Kalorimeter für Pionen ist alleine durch die Kompaktheit der Kalorimeter bedingt. Die größere Pion Akzeptanz des oberen Moduls erklärt sich aus dessen größerer Nähe zu der Strahlachse, siehe Abbildung 4.5. Die geometrische Akzeptanz des `TB`-Kanals beträgt 0.46%. Aus kinematischen Gründen verfügen Pionen, die diese Signatur aufweisen, aber über geringere Energien als die Pionen, die in den `TT,BB`-Kanälen nachgewiesen werden, und die Nachweiseffizienz

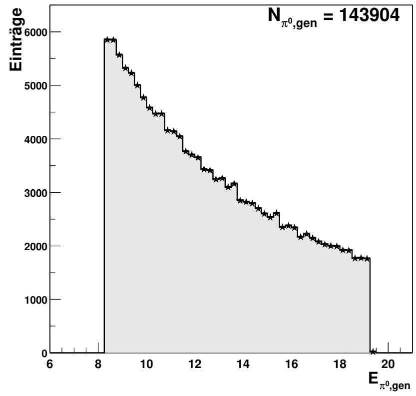



Abbildung 9.11: *Gezeigt ist das Energiespektrum der vom Monte-Carlo OPIUM generierten und durch den Odderonprozeß produzierten neutralen Pionen.*

des Detektors spielt für diesen Kanal eine erhebliche Rolle. Die gesamte Akzeptanz des TB-Kanal für Pionen beträgt lediglich 0.16%. Er wird nicht zur Messung des Wirkungsquerschnittes herangezogen. Abbildung 9.12 zeigt die Energieverteilung der rekonstruierten Ereignisse. Aus dem Vergleich mit dem generierten Pionenergienspektrum ist zu erkennen, daß im TT- und BB-Kanal die Akzeptanz mit steigender Pionenergie wächst, in den beiden anderen Kanälen steigt sie mit geringer werdenden Pionenenergien, bedingt durch die wachsenden Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen.

| Nachweiskanal | $N_{geom}$ | $\eta_{geom}[\%]$ | $N_{rek}$ | $\eta$ [%] |
|---|---|---|---|---|
| TT | 1710 | 1.19 | 1583 | 1.10 |
| BB | 688 | 0.478 | 603 | 0.419 |
| TB | 664 | 0.461 | 224 | 0.156 |
| VS | 5830 | 4.05 | 5501 | 3.82 |
| TT+BB+VS | 8228 | 5.72 | 7687 | 5.34 |

Tabelle 9.2: *Die Akzeptanz für Pionen wurde aus einem Datensatz von $N_{\pi^0} = 143904$ mit dem Monte-Carlo OPIUM generierten Pionen bestimmt. Die Nachweiskanäle sind in Abschnitt 9.1 diskutiert. In der ersten Spalte steht die Zahl der neutralen Pionen, bei denen beide Zerfallsphotonen in den geometrisch durch den entsprechenden Kanal abgedeckten Bereich gelangen. Die zweite Spalte gibt die geometrische Akzeptanz in % an. Die Spalten drei und vier geben die Gesamtakzeptanz für die in Frage kommenden Kanäle. Sie ist definiert als das Produkt aus geometrischer Akzeptanz und Nachweiseffizienz. Die unterste Reihe gibt die Gesamtakzeptanz für Pionen in den verwendeten Kanälen an.*

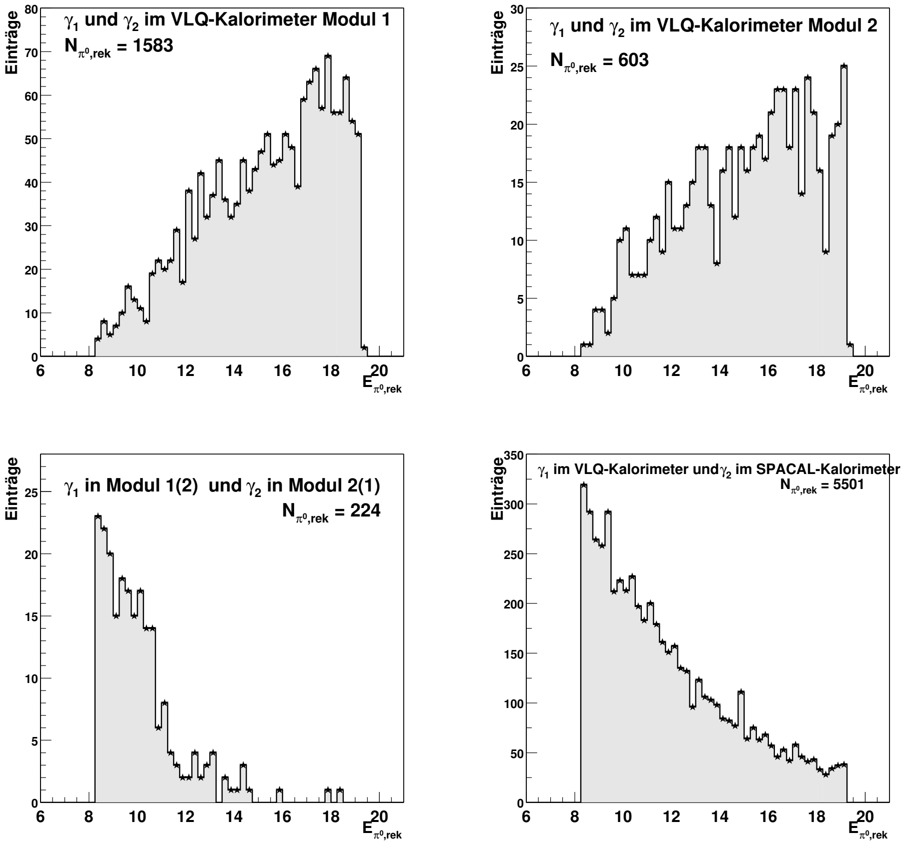



Abbildung 9.12: *In dieser Abbildung ist die Energieverteilung, der aus dem Monte-Carlo OPIUM stammenden rekonstruierten Pionen aufgeschlüsselt nach den vier Nachweiskanälen, gezeigt. Oben links ist der* TT-*, oben rechts der* BB-*, unten links der* TB- *und unten rechts der* VS-*Kanal gezeigt. Die Abbildungen sind im Text erklärt.*

### 9.5.3 Die Akzeptanz für Neutronen

Das Monte-Carlo Programm OPIUM ist nicht in der Lage, die Anregung des Protons in eine der in Frage kommenden $N^{*-}$-Resonanzen zu simulieren, ebenso wenig wie den Zerfall der $N^{*-}$-Resonanzen. Daher muß der Zerfall nachträglich wie in Kapitel 8 und in [Gol01] beschrieben durchgeführt werden. Das Neutron-Kalorimeter ist nicht Bestandteil der H1-Detektorsimulation. Sein Ansprechverhalten muß ebenfalls nachträglich simuliert werden. Es wird mittels einer sehr einfachen Form einer Detektorsimulation bestimmt, indem die generierten Neutronenergien mit der in Formel 3.3 angegebenen Detektorauflösung verschmiert werden und als Nachweiseffizienz, die aus den Daten bestimmte Triggereffizienz Verwendung findet. Das Energiespektrum und die Zahl, der in das sensitive Volumen des Vorwärtsneutronkalorimeter gestreuten Neutronen aus den Zerfällen der vier für die Odderonsuche wichtigen Resonanzen $N^*(1520)$, $N^*(1535)$, $N^*(1650)$ und $N^*(1700)$, ist in Abbildung 9.14 gezeigt. Die ersten beiden Spalten der Tabelle 9.3 geben die geometrischen Akzeptanzen des FNC-Kalorimeters für Neutronen aus Zerfällen der entsprechenden Nukleonresonanz an. In den beiden folgenden Spalten finden sich die Akzeptanzen unter Berücksichtigung des Ansprechverhaltens des Detektors. Nach Gewichtung mit der in Tabelle 8.1 gegebenen Erzeugungswahrscheinlichkeit der Nukleonresonanzen im Odderonprozeß, ergibt sich eine Gesamtakzeptanz für Neutronen aus odderoninduzierter $\pi^0$-Produktion von $\eta = 6.38\%$.

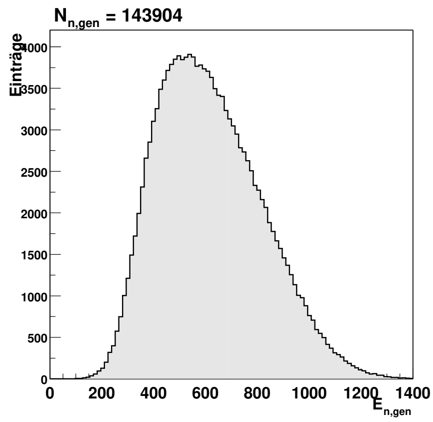



Abbildung 9.13: *Das Energiespektrum, der aus dem Zerfall der generierten $N^*$-Resonanzen, $N^*(1520)$,$N^*(1535)$,$N^*(1650)$ und $N^*(1700)$ hervorgehenden Neutronen.*

| Resonanz | $N_{geom}$ | $\eta_{geom}[\%]$ | $N_{rek}$ | $\eta$ [%] |
|---|---|---|---|---|
| $N^*(1520)$ | 12870 | 8.94 | 12690 | 8.82 |
| $N^*(1535)$ | 6293 | 4.37 | 6206 | 4.31 |
| $N^*(1650)$ | 8078 | 5.61 | 7958 | 5.53 |
| $N^*(1700)$ | 5608 | 3.90 | 5534 | 3.85 |

Tabelle 9.3: *Die Tabelle gibt für alle Neutronen, die durch durch den Zerfall der im Odderonprozeß angeregten $N^*$-Resonanzen entstehen, die Akzeptanz im FNC-Kalorimeter an. In den Akzeptanzen ist bereits das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $N^* \rightarrow n$ beinhaltet. Die Gesamtakzeptanz für Neutronen aus odderoninduzierter $\pi^0$-Produktion, unter Berücksichtigung der in Tabelle 8.1 angegebenen relativen Erzeugungsverhältnisse der möglichen Resonanzen, beträgt $\eta = 6.38\%$.*

## 9.6 Datenselektion

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Selektionsschnitte, die in dieser Analyse Anwendung finden, vorgestellt, diskutiert und zusammengefaßt. Ausgangspunkt der Selektion sind alle durch die Subtrigger `S96` und `S97` akzeptierten Ereignisse aus den angegebenen Datennahmeperioden.

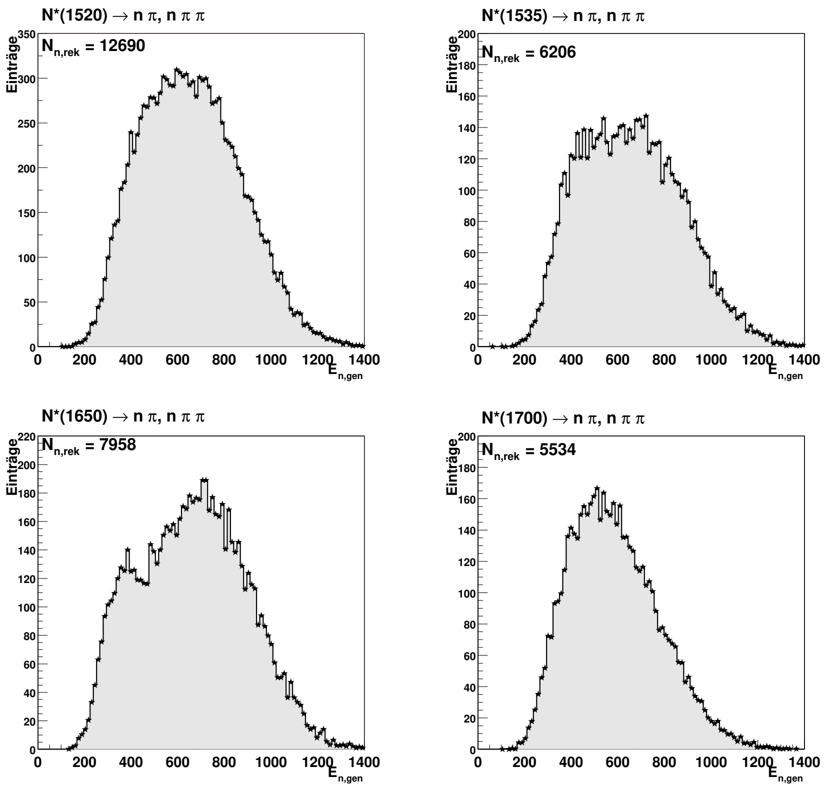



Abbildung 9.14: *Gezeigt ist das Energiespektrum, der aus dem Zerfall der angeregten Nukleonresonanz* $N^*(1520)$,$N^*(1535)$,$N^*(1650)$ *und* $N^*(1700)$ *stammenden Neutronen, die im FNC-Kalorimeter rekonstruiert wurden.*

### 9.6.1 Die Selektion von Ereignissen mit einem Neutron im FNC-Kalorimeter

Die Selektion der Neutronen richtet sich nach der in [Nun99] beschriebenen Selektion von Neutronen im FNC-Kalorimeter. Die folgenden Bedingungen werden an das Ereignis gestellt:

1. Die Zahl der Cluster im Neutronkalorimeter ist exakt eins.

$$N_{cl} = 1 \tag{9.9}$$

2. Es muß sich um einen Cluster handeln, der von einem neutralen Teilchen erzeugt wurde. [10].

$$Q_{cl} = 0 \tag{9.10}$$

3. Die rekonstruierte Energie des Clusters muß größer als $100\,\mathrm{GeV}$ sein.

$$E_{cl} > 100\,\mathrm{GeV} \tag{9.11}$$

[10]Die Variable CHARGE aus der FNHT Bank muß Null sein

4. Die rekonstruierte Auftreffposition im Kalorimeter muß innerhalb des Akzeptanzbereichs für Neutronen liegen. Der Akzeptanzbereich ist als der Bereich des Kalorimeters definiert, indem die Nachweiswahrscheinlichkeit größer ist als 90%. Er ist in Abbildung 3.5 gezeigt.

$$\text{Cluster liegt im Akzeptanzbereich} \tag{9.12}$$

5. Der Auftreffzeitpunkt muß verträglich sein mit dem Zeitpunkt des bunch-crossings, in dem das Ereignis stattgefunden hat[11].

$$t_{cl} < 0 \tag{9.13}$$

Abbildung 9.15 zeigt eine xy-Karte des Neutronkalorimeters vor und nach den angegebenen Schnitten.

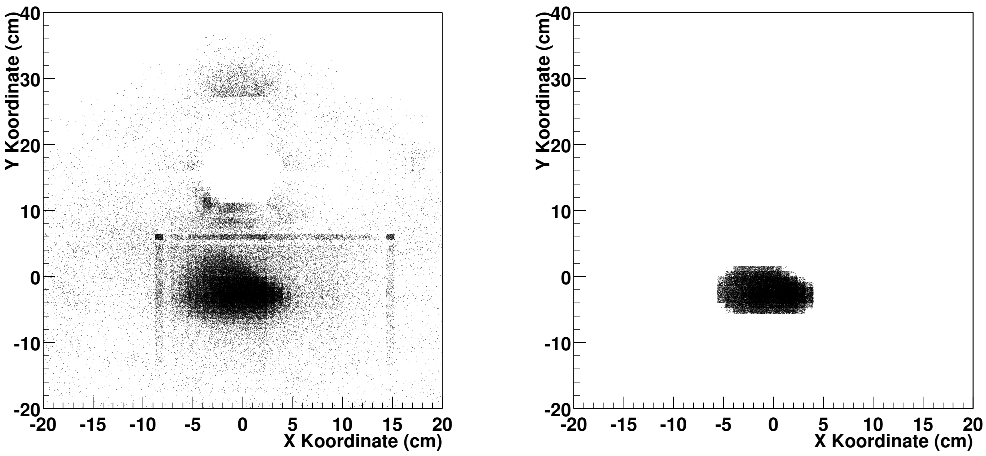



Abbildung 9.15: *$xy$-Karte der Trefferverteilung auf dem FNC Kalorimeters vor und nach der Neutronselektion. Der Bereich um $x = 0\,cm$ und $10\,cm < y < 20\,cm$, in dem keine Treffer zu sehen sind, ist die Protonstrahlröhre. Der Bereich erhöhter Trefferdichte oberhalb der Protonstrahlröhre stammt von Protonen, deren Energien von der nominellen Protonenergie so stark abweicht, daß sie vor dem FNC-Kalorimeter nicht mehr ausreichend abgelenkt werden können. Die Schnitte selektieren Ereignisse, die in einer Region des FNC-Kalorimeters liegen, deren Akzeptanz für Neutronen größer als 90% ist.*

### 9.6.2 Die Selektion von Ereignissen mit einem Elektron im Elektronkalorimeter des Luminositätsmeßsystem

Es werden nur solche Ereignisse akzeptiert, in denen das Elektron die Bedingung:

$$0.3 \leq y \leq 0.7 \tag{9.14}$$

[11] Die Variable FNCTIME aus der FNHT Bank muß kleiner als Null sein.

erfüllt. Zusätzlich muß der Auftreffort auf dem Kalorimeter die Bedingung

$$|x_{eTAG33}| < 6\,\mathrm{cm} \tag{9.15}$$

erfüllen. Die gemessene Energie im Photondetektor muß kleiner sein als

$$E_{PD} < 2\,\mathrm{GeV}. \tag{9.16}$$

Die ersten beiden Schnitte erzwingen, daß nur Ereignisse akzeptiert werden, bei denen das Elektron in einem Bereich des Elektronkalorimeters gestreut wurde, in dem die Effizienz des Detektors ausreichend groß ist (siehe Abbildung 9.5). Die dritte Bedingung überprüft die bereits auf der Triggerstufe L1 durchgeführte Unterdrückung von Bethe-Heitler-Prozessen.

### 9.6.3 Die Pion Rekonstruktion

Wie in Abschnitt 9.1 beschrieben, kann das Pion rekonstruiert werden, wenn beide Photonen in einem der VLQ-Kalorimetermodule nachgewiesen werden oder aber wenn eines der Photonen in einem der VLQ-Kalorimeter nachgewiesen wird und das andere im SPACAL-Kalorimeter. Die Eigenschaften des Pions, wie z.B seine Energie und sein Transversalimpuls werden aus den rekonstruierten Viererimpulsen der beiden Zerfallsphotonen bestimmt. Der Viererimpuls des Pions wird aus den Clusterkoordinaten und den Energien der den Zerfallsphotonen zugeordneten Cluster errechnet. Für alle Ereignisse, die über zwei Cluster verfügen, wird die invariante Clustermasse $m_{cl_1cl_2}$ gemäß

$$m_{cl_1cl_2} = 2E_1E_2(1 - \cos\measuredangle_{cl_1cl_2}) \tag{9.17}$$

bestimmt. $E_1$ und $E_2$ sind die Energien der rekonstruierten Kalorimetercluster und $\measuredangle_{cl_1cl_2}$ ist der Öffnungswinkel zwischen beiden.

**Beide Photonen in einem Kalorimetermodul**

Beide Photonen aus dem $\pi^0$-Zerfall werden in einem Kalorimetermodul nachgewiesen (TT- und BB-Kanal). Bedingt durch die projektive Auslese der VLQ-Kalorimeter treten die in Kapitel 6.2.2 besprochenen Probleme auf. Treffen zwei Teilchen auf einem Modul auf, werden immer vier Cluster gebildet. Verfügen die Cluster über eine ähnliche Energie, ist es unmöglich zu entscheiden, welche beiden der vier rekonstruierten Cluster die auftreffenden Teilchen wiedergeben und welche Artefakte sind. Wie aus Gleichung 9.17 hervorgeht, ist die Kenntnis der absoluten Position der Cluster für die Rekonstruktion der invarianten $\gamma\gamma$-Masse nicht notwendig, nur der Öffnungswinkel zwischen beiden Photonen und ihre Energien gehen in die Massenberechnung ein. Aus vier rekonstruierten Clustern lassen sich nur zwei sinnvolle Clusterpaare bilden. Wird einer der endgültigen Cluster willkürlich herausgegriffen, verbleibt nur einer, der ihm zugeordnet werden kann, wenn die selbstverständliche Annahme gemacht wird, daß jeder gefundene Projektionscluster einem der endgültigen Cluster zugeordnet sein muß. Das in der Ereignisdarstellung 6.4 gezeigte Monte-Carlo simulierte $\pi^0$-Ereignis verdeutlicht den Sachverhalt. Die Öffnungswinkel beider Clusterpaare sind auf jeden Fall identisch und damit ist die Rekonstruktion des Öffnungswinkels auf jeden Fall eindeutig. In die Massenbestimmung gehen weiterhin die Clusterenergien ein. Sind die Clusterenergien unterschiedlich, wird die in Abschnitt 6.2.2 beschriebene Überlegung angewendet, und es wird diejenige der beiden möglichen Kombinationen genommen, in der die zugeordneten Cluster über die größere Energiedifferenz verfügen. Sind die Energien identisch,

kann eine beliebige Kombination verwendet werden. Für Ereignisse, in denen die Photonen parallel zu einer der Ausleseebenen auftreffen, wird der Cluster in der dazu senkrechten Projektion separiert und die Energien gemäß dem in der Rekonstruktion implementierten und in Abschnitt 6.2.2 beschriebenem Algorithmus aufgeteilt. Trotz der projektiven Auslese der VLQ-Kalorimeter, ist die Bestimmung der invarianten $\gamma\gamma$-Masse in den TT, BB-Kanälen eindeutig und ohne Ambiguitäten möglich.
Die folgenden Schnitte werden zur Selektion angewendet.

1. Die Triggerbedingung auf der Stufe L4 wird überprüft.

$$E_{\text{tot,VLQ}} = \sum_{i=1}^{168} \geq 5\,\text{GeV} \tag{9.18}$$

2. Vier Cluster müssen in einem Kalorimetermodul rekonstruiert worden sein.

$$N_{\text{cl}} = 4 \tag{9.19}$$

3. Die Energie des Clusters mit der maximalen Energie muß größer sein als $E_{cl} > 2\,\text{GeV}$.

$$E_{\text{cl,max}} \geq 2\,\text{GeV} \tag{9.20}$$

4. Der Öffnungswinkel der $\pi^0$-Zerfallsphotonen wird mit wachsender Pion Energie kleiner. Die Pionen können maximal über eine Energie von $E_{\pi^0} = 20\,\text{GeV}$ [12] verfügen. Die Cluster, die von den Zerfallsphotonen erzeugt werden, haben im VLQ-Kalorimeter daher mindestens einen Abstand von $D_{\gamma\gamma} = 4\,\text{cm}$ [Gol01]. Es wird verlangt, daß der Abstand der Cluster zueinander mindestens drei Zentimeter beträgt.

$$D_{\text{cl-cl}} \geq 3.0\,\text{cm} \tag{9.21}$$

**Ein Photon im VLQ, eines im SPACAL**

Zur Selektion von Pion Kandidaten im VS-Kanal werden die folgenden Schnitte angewendet. Die angewendeten Schnitte zur Selektion von $\pi^0$-Mesonen im SPACAL-Kalorimeter richten sich nach der Selektion von $\pi^0$-Mesonen im SPACAL-Kalorimeter aus [Swa00].

1. Die Triggerbedingung auf der Stufe L4 wird verifiziert.

$$E_{\text{tot,VLQ}} = \sum_{i=1}^{168} \geq 5\,\text{GeV} \tag{9.22}$$

2. Genau ein Cluster muß in einem der VLQ-Kalorimeter rekonstruiert worden sein. Seine Energie muß größer sein als $E_{\text{cl,VLQ}} > 2\,\text{GeV}$.

$$N_{\text{cl,VLQ}} = 1 \qquad E_{cl,VLQ} \geq 2\,\text{GeV} \tag{9.23}$$

[12] Die minimale Energie, über die das gestreute Elektron durch die eingeschränkte Akzeptanz des Elektronkalorimeters verfügen kann, ist 8 GeV.

3. Die maximale Zahl an Clustern, die im SPACAL rekonstruiert worden ist, muß kleiner als 20 sein, und der Cluster mit der maximalen Energie muß mindestens über eine Energie von 90 MeV verfügen.

$$N_{\text{cl,SPACAL}} < 20 \qquad\qquad E_{\text{cl,max}} > 90\,\text{MeV} \tag{9.24}$$

4. Es darf nur ein Cluster mit einer Energie von mehr als 300 MeV gemessen sein. Aus denen in [Swa00] beschriebenen Gründen, werden keine Schnitte auf den Clusterradius und die Zahl der Zellen, die einen Cluster zugeordnet sind, verwendet.

$$N_{\text{cl,SPACAL,E}>300\,\text{MeV}} \leq 1 \tag{9.25}$$

5. In exklusiven $\pi^0$-Ereignissen mit einem Photon im VLQ-Kalorimeter und einem im SPACAL-Kalorimeter dürfen außer dem Cluster, der vom Photon stammt, keine weiteren vorhanden sein. Trotz eines Schnittes auf das mittlere Rauschen der Zellen können Cluster durch statistische Fluktuationen des Rauschens über die festgelegte Rauschschwelle gebildet werden. Die Energiesumme über alle Cluster, mit Ausnahme des Clusters mit der maximalen Energie, darf nicht mehr als $2/3$ der Energie dieses Clusters betragen. Dadurch wird zweierlei sichergestellt: Die Energie des Clusters mit der größten Energie muß eine deutlich höhere Energie als alle durch das Rauschen verursachten Cluster haben, und Ereignisse mit mehr als einem von Teilchen stammenden Cluster, werden unterdrückt.

$$E_{cl,max}/\sum_i E_{cl,i} > 0.667 \tag{9.26}$$

6. Der mit dem Photon assoziierte Cluster muß innerhalb des Akzeptanzbereichs des SPACAL-Kalorimeters liegen.

$$8.0\,\text{cm} \leq D_{cl,Strahlachse} \leq 75\,\text{cm} \tag{9.27}$$

### 9.6.4 Selektion exklusiver Ereignisse

Zur Selektion von exklusiven Ereignissen werden zwei Schnitte verwendet. Einer auf die Größe $E - p_z$ und einer auf die Rekonstruktion eines Ereignisvertexes.

#### Schnitt auf die Rekonstruktion eines Ereignisvertexes

In der untersuchten Reaktion enstehen nur Teilchen, die in den extremen Vorwärts und Rückwärtsbereich des Detektors emittiert werden. Im zentralen Spurkammersystem dürfen keine Spuren vorhanden sein. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit der Tatsache, daß kein Ereignisvertex bestimmt werden konnte. Dieser Schnitt unterdrückt Ereignisse, bei denen geladenen Teilchen im Zentralbereich des Detektors nachgewiesen werden, nicht jedoch Ereignisse, bei denen zusätzliche Teilchen unter kleinen Winkeln zur Strahlachse produziert wurden, und die eventuell durch die Strahlröhre entweichen konnten.

**Schnitt auf die Variable $\mathbf{E - p_z}$**

Ereignisse, bei denen neben dem nachzuweisenden Pion und Elektron weitere Teilchen in den Rückwärtsbereich des Detektors produziert wurden und die unter Umständen dem Nachweis entgangen sind, z.B durch die Strahlröhre, werden durch den Schnitt auf die Variable $E - p_z$ erkannt und verworfen. Sie ist bei Reaktionen, in denen das Proton nur einen kleinen Impulsübertrag erhält eine Erhaltungsgröße und definiert als:

$$E - p_z = \sum_i^{N_{Teilchen}} (E(i) - p_z(i)), \tag{9.28}$$

wobei der Summationsindex $i$ über alle gemessenen Teilchen des Endzustandes läuft. Für das einlaufende Elektron gilt $E_e \approx -p_z$ und damit $E - p_z \approx 2 \cdot E_e = 55.12\,\mathrm{GeV}$. Wenn die Variable $E - p_z$ einen Wert um $E - p_z \approx 55\,\mathrm{GeV}$ annimmt, ist die Messung exklusiv. In diesem Ereignis können keine weiteren Teilchen vorhanden gewesen sein, im besonderen nicht im Rückwärtsbereich nahe der Strahlachse, der besonders stark zur Summe beiträgt. Die Exklusivität eines Ereignisses wird durch die Kombination der Schnitte:

$$\text{kein Ereignisvertex rekonstruiert} \tag{9.29}$$

$$49\,\mathrm{GeV} < (E - p_z)_{e'\gamma_1\gamma_2} < 60\,\mathrm{GeV} \tag{9.30}$$

sichergestellt. Als besonders effektiv erweist sich dieser Schnitt in der Erkennung und Unterdrückung von Doppelereignissen. Doppelereignisse sind Ereignisse, bei denen zwei Wechselwirkungen während eines "bunch-crossings" stattgefunden haben.

### 9.6.5 Schnitt auf die $\gamma\gamma$-Masse

Ereignisse, die alle Bedingungen erfüllen und deren invariante $\gamma\gamma$-Massen innerhalb eines Massenfensters von $4\sigma$ Breite um die mittlere rekonstruierte Pionmasse liegen, werden als Ereignisse mit einem Pion betrachtet, die die Signatur des Odderonprozesses tragen.

$$|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 4\sigma \tag{9.31}$$

Die Breite wird aus der rekonstruierten Massenverteilung für echte Daten und Monte-Carlo simulierte Daten bestimmt. Abbildung 10.4 zeigt das rekonstruierte Massenspektrum im VS-Kanal. Bedingt durch eine fehlende Interkalibration der VLQ- und des SPACAL-Kalorimeter beträgt die mittlere rekonstruierte Pionmasse $m_{\pi^0,Daten} = (0.179 \pm 0.04)$ GeV. Das Massenfenster für Pionen in echten Daten wird konservativ zu:

$$0.100\,\mathrm{GeV} < m_{\gamma\gamma}(Daten) < 0.330\,\mathrm{GeV} \tag{9.32}$$

angenommen. Das rekonstruierte Massenspektrum von Monte-Carlo simulierten Pionereignissen ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Das Massenfenster für Monte-Carlo simulierte Daten ergibt sich zu:

$$0.063\,\mathrm{GeV} < m_{\gamma\gamma}(MC) < 0.207\,\mathrm{GeV}. \tag{9.33}$$

### 9.6.6 Zusammenfassung der einzelnen Selektionsschnitte

In den Tabellen 9.4, 9.5 ist eine Zusammenfassung aller angewendeten Schnitte und ihrer Auswirkung auf das Datenvolumen sowohl in echten Daten als auch in Monte-Carlo simulierten OPIUM Ereignissen gezeigt.

| Echte Daten | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Schnitt | SV Kanal | | | VV Kanal | | |
| | Gleichung | Anzahl | [%] | Gleichung | Anzahl | [%] |
| Ausgangsdatensatz | 1141984 | | | | | |
| Neutronselektion | (9.9)-(9.13) | 529739 | 46.4 | (9.9)-(9.13) | 529739 | 46.4 |
| Elektronselektion | (9.14)-(9.16) | 193881 | 17.0 | (9.14)-(9.16) | 193881 | 17.0 |
| L4 | (9.22) | 18749 | 1.64 | (9.18) | 18749 | 1.64 |
| Cluster | (9.24)-(9.27) | | | (9.19)-9.20) | 12414 | 1.09 |
| Cluster | (9.23) | 970 | 0.085 | (9.21), | 5560 | 0.49 |
| kein Vertex | (9.29) | 476 | 0.042 | (9.29), | 2669 | 0.23 |
| $E - p_z$ | (9.30) | 52 | 0.0046 | (9.30), | 96 | 0.0084 |
| $m_{\gamma\gamma}$ | (9.32) | 10 | 0.00088 | (9.32), | 1 | 0.00008 |

Tabelle 9.4: *Zusammenfassung, der in der Selektion von echten mit dem Trigger* S97 *genommenen Daten angewendeten Schnitte für die Kanäle* VS *und* VV = TT,BB *und die Anzahl der nach dem Schnitten verbleibenden Ereignissen. Von ursprünglich 1141984 Ereignisse bleiben nach allen Schnitten 11 Ereignisse übrig.*

Die Abbildung 9.16 zeigt ein Ereignis aus dem VS-Kanal in der H1 Ereignisdarstellung. Es erfüllt alle Selektionskriterien. Abbildung 9.17 zeigt eine Darstellung des einzigen im TT-Kanal verbleibenden Ereignisses in der VLQ-Kalorimeter Ereignisdarstellung.

## 9.7 Systematische Fehler

In diesem Abschnitt werden die systematischen Fehler, die bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $ep \to e'\gamma^* p \to e'\,\pi^0\;\;N^*$ berücksichtigt werden müssen, zusammengefaßt.

- Systematische Fehler bei der Messung des gestreuten Elektrons
  Der Fehler auf die Effizienz des Elektronkalorimeter des Luminositätssystems ist in vorangegangen Jahren zu 4% bis 6% bestimmt worden. Zum Zeitpunkt der Analyse lagen noch keine Effizienzmessungen für die Datennahmeperioden 1999 und 2000 vor. Daher wurden die für das Jahr 1998 ermittelten Effizienzen in der Analyse verwendet. Nach Auskunft von [Lev01] kann der Effizienzunterschied zwischen den Jahren 1998 und 1999/2000 im Bereich von 5% und 10% liegen. Der systematische Fehler auf die Effizienz des Elektronkalorimeters wird konservativ zu 10% angenommen

- Systematische Fehler bei der Messung des Neutrons
  In Abbildung 9.18, oberes Bild, ist die gemessene xy-Verteilung der selektierten Neutronen gezeigt. Das FNC-Kalorimeter mißt gestreute Neutronen mit Winkeln $\vartheta \leq 1\,\mathrm{mrad}$.

| Monte-Carlo OPIUM simulierte Daten | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Schnitt | SV Kanal | | | VV Kanal | | |
| | Gleichung | Anzahl | [%] | Gleichung | Anzahl | [%] |
| Ausgangsdatensatz | 248.967 | | | | | |
| Neutronselektion | (9.11),(9.12) | 16083 | 6.46 | (9.11),(9.12) | 16083 | 6.46 |
| FNC Triggereffizienz | (9.4),(9.5) | 15859 | 6.37 | (9.4),(9.5) | 15859 | 6.37 |
| Elektronselektion | (9.14)-(9.16) | 9120 | 3.66 | (9.14)-(9.16) | 9120 | 3.66 |
| L4 | (9.22) | 1931 | 0.78 | (9.18) | 1931 | 0.78 |
| Cluster | (9.24)-(9.27) | 282 | 0.113 | (9.19)-(9.20), | 171 | 0.069 |
| Cluster | (9.23) | 278 | 0.112 | (9.21), | 136 | 0.055 |
| VLQ Triggereffizienz | (9.7) | 222 | 0.089 | (9.7), | 128 | 0.051 |
| kein Vertex | (9.29) | 222 | 0.089 | (9.29), | 128 | 0.051 |
| $E - p_z$ | (9.30) | 202 | 0.081 | (9.30), | 101 | 0.041 |
| $m_{\gamma\gamma}$ | (9.33) | 201 | 0.081 | (9.33), | 96 | 0.039 |

Tabelle 9.5: *Gezeigt ist die Auswirkungen der einzelnen Selektionsschnitte auf Daten, die mit dem Monte-Carlo OPIUM simuliert wurden. Von 248967 generierten Ereignissen werden 200 Ereignisse im* SV*-Kanal und 96 Ereignisse im* VV*-Kanal nachgewiesen. Die gesamte Effizienz, also das Produkt aus Akzeptanzen und Nachweiseffizienzen beträgt,* $1.19 \cdot 10^{-3}$. *In dieser Effizienz ist die Triggereffizienz der VLQ-Kalorimeter berücksichtigt. Sie ist daher der Situation im Subtrigger* S97 *angepaßt. Die Effizienz für den Subtrigger* S96 *beträgt* $1.32 \cdot 10^{-3}$.

Es ist ersichtlich, daß die maximale Trefferdichte nicht, wie zu erwarten, bei den Koordinatentuple $(x, y) = (0, 0)$ liegt, sondern um einen durch Mittelwertbildung bestimmten Betrag von $(x_s, y_s) = (0.4, -2.8)$, verschoben ist. Die Gründe hierfür können in einer Mißkalibration des FNC-Kalorimeters liegen, oder aber an einer zusätzlichen leichten Neigung des Protonstrahles. In der Simulation wurde das FNC-Kalorimeter um den Betrag $(x_s, y_s) = (0.4, -2.8)$ verschoben, wie aus dem unteren linken Bild ersichtlich. Die rechte Abbildung zeigt die simulierte Neutron Trefferverteilung auf dem FNC vor dieser Verschiebung. Der systematische Fehler wird aus der Verschiebung des Akzeptanzfensters um diesen Betrag ermittelt und ergibt sich, gewichtet mit den Erzeugungswahrscheinlichkeiten der in Betracht gezogenen Resonanzen aus dem MSV, zu 11.5%.

Der nach Neutronselektion verbleibende Untergrund aus neutralen Teilchen, die keine Neutronen sind, wird zu 2.5% angenommen [Nun99].

- Systematische Fehler in der Pion Rekonstruktion
  Ursache des systematischen Fehlers bei der Rekonstruktion des Pions ist die Unsicherheit, mit der die genaue Position der VLQ-Kalorimeter bekannt ist. Die angewendete Ortskalibration beruht auf der Analyse von QED-Compton Ereignissen, die in [Klu00] durchgeführt wurde, und deren Fehler zu $\delta x \approx 0.7$ mm angegeben wird. Zusätzlich zu diesem Fehler, ist die Ungenauigkeit der Hubmechanik zu berücksichtigen. Der systematische Fehler wurde bestimmt, indem die Position des VLQ-Spektrometer um $\pm 1.5$mm in der Simulation variiert wurde. Die sich ergebenden Unterschiede in der differentiellen Akzeptanz für neutrale Pionen sind in Abbildung 9.19, untergliedert nach den diskutierten Rekonstruktionskanälen,

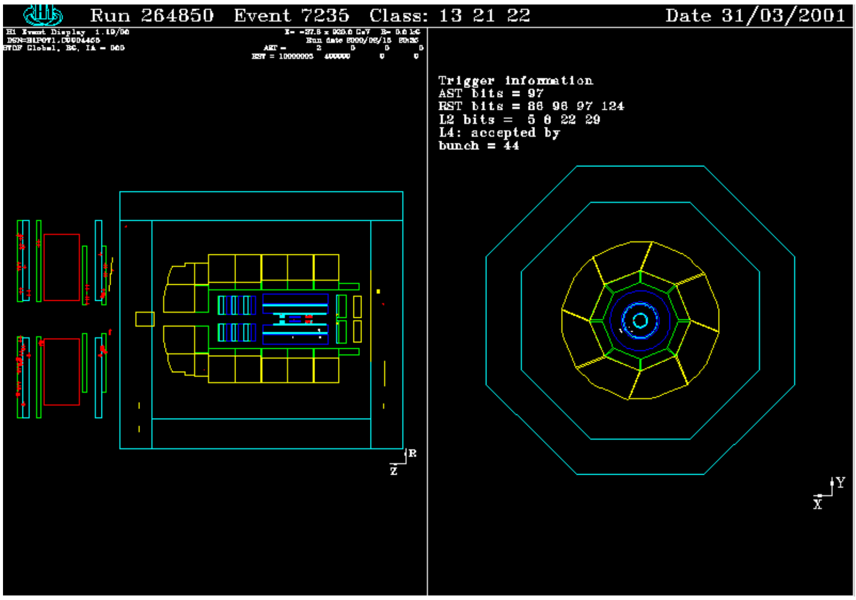



Abbildung 9.16: *Gezeigt ist eines der verbleibenden Ereignisse in der H1-Ereignisdarstellung. Der H1-Detektor ist "leer", daß heißt, keine Spuren in den Spurkammersystemen und keine Energiedeposition in den Kalorimetern, mit Ausnahme des SPACAL-Kalorimeter. Die Energiedeposition durch das $\pi^0$-Zerfallsphoton im SPACAL-Kalorimeter ist in dieser Darstellung wegen seiner geringen Energie nicht zu erkennen. Aus der Variablen "AST" (actual-subtrigger) ist abzulesen, daß das Ereignis durch den Subtrigger zur Odderonsuche* S97 *akzeptiert wurde.*

gezeigt. Die Akzeptanzen der Kanälen TT und BB sind besonders sensitiv gegenüber der Ungewißheit des Abstandes der Kalorimeter von der Strahlachse. Der Einfluß auf den SV-Kanal ist geringer, bedingt durch die große Ausdehnung des SPACAL-Kalorimeters und der Tatsache, daß nur eines der Zerfallsphotonen mit dem VLQ-Kalorimeter nachgewiesen werden muß. Der systematische Fehler für die Kanäle TT und BB beträgt 10.2%, der für den VS-Kanal 3%.

- Der Fehler auf die Luminositätsmessung
  Für die gemessene Luminosität wird mit den Angaben aus [Lev00] ein Fehler von 1.5% abgeschätzt.

- Der Untergrund aus Strahl-Gas Ereignissen wird zu 9% angenommen.

Tabelle 9.7 gibt eine Zusammenfassung der systematischen Fehler.

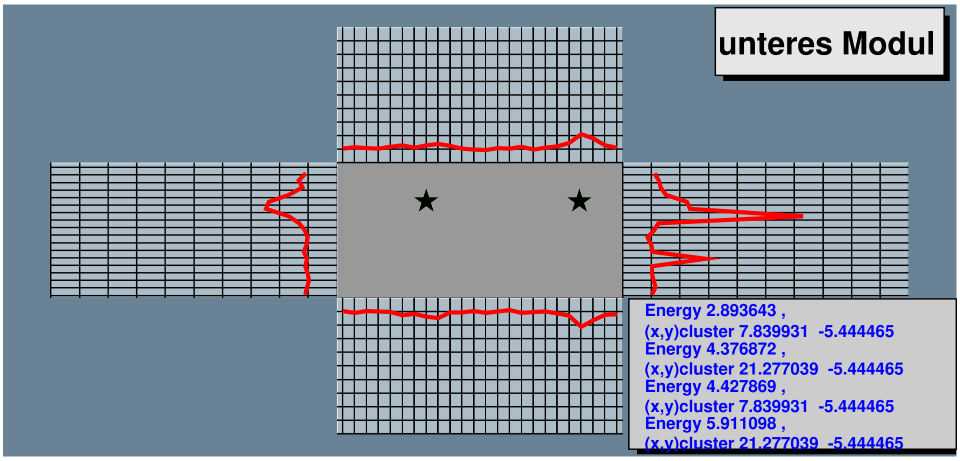



Abbildung 9.17: *Darstellung des einzig verbleibenden Ereignisses im* TT*-Kanal in der VLQ-Kalorimeter Ereignisdarstellung. Die rekonstruierte $\gamma\gamma$-Masse beträgt $m_{\gamma\gamma} = 0.184\,MeV$*

| Quelle | Anteil [%] |
|---|---|
| Effizienz des Elektronkalorimeters | 10% |
| Absolute Position des FNC-Kalorimeters | 11.5% |
| Untergrund aus neutralen Teilchen, die keine Neutronen sind | 2.5% |
| Absolute Position der VLQ-Kalorimeter TT, BB-Kanäle | 10.2% |
| Absolute Position der VLQ-Kalorimeter VS-Kanal | 3% |
| Fehler auf die Luminositätsmessung | 1.5% |
| Untergrund aus Strahl-Restgas Ereignissen | 9% |
| Gesamter systematischer Fehler | 20.85% |

Tabelle 9.6: *Die systematischen Fehler, die bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt werden müssen.*

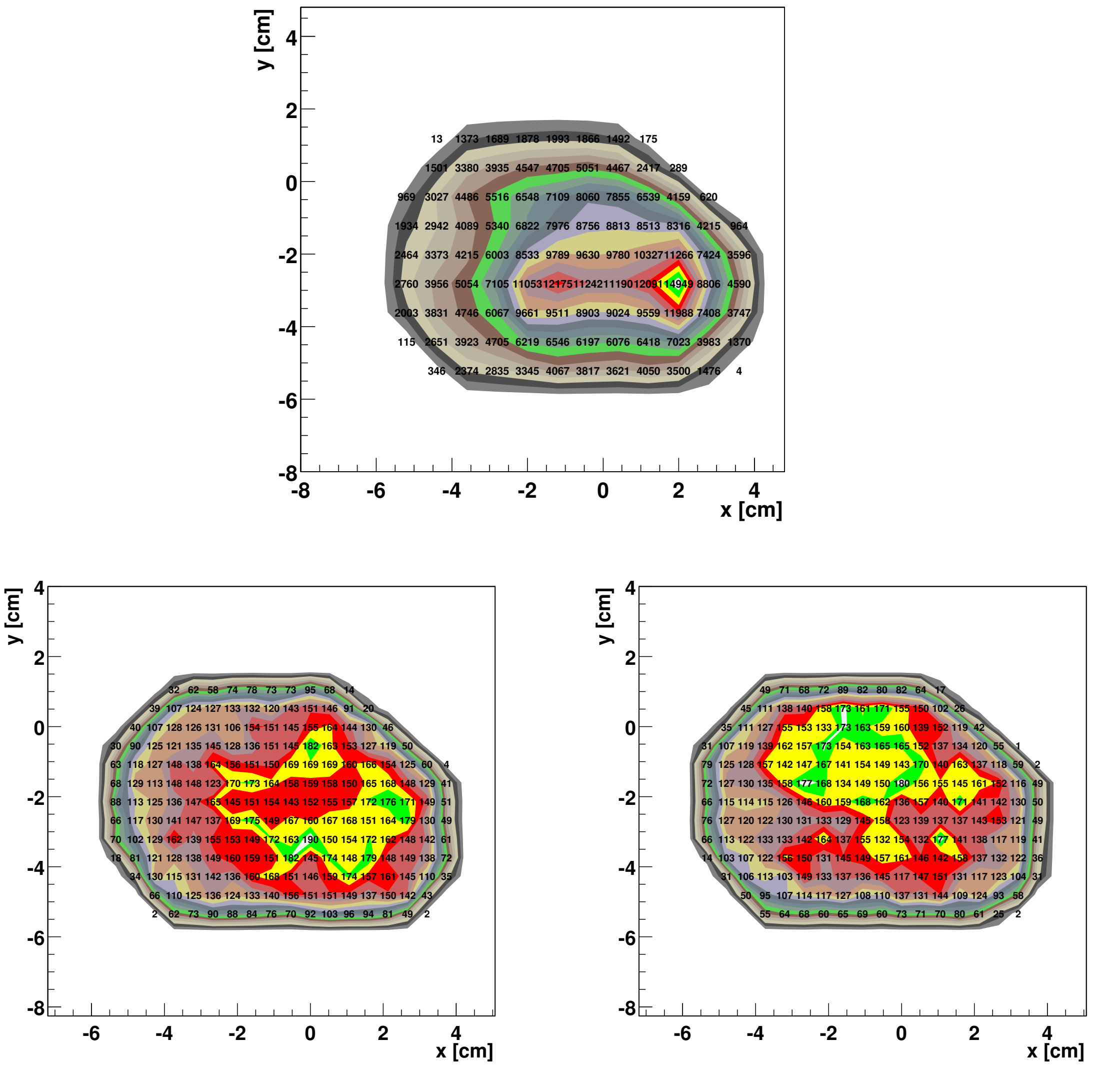



Abbildung 9.18: *In der oberen Reihe ist die aus den Daten bestimmte Trefferdichte auf den FNC-Kalorimeter gezeigt. Aus physikalischen Gründen und wegen der Positionierung des Detektors, sollte der Punkt höchster Dichte mit dem Nullpunkt des H1-Koordinatensystems zusammenfallen. Die Verschiebung in den Daten um einen Vektor* $(x_s, y_s) = (0.4, -2.8)$ *wird dadurch Rechnung getragen, daß der Nullpunkt in der Simulation auf diesen Punkt verschoben wird, wie in der unteren linken Abbildung zu sehen. Diese Verschiebung wird zur Bestimmung des systematischen Fehlers rückgängig gemacht und ist unten rechts zu sehen. Die Akzeptanzänderung durch die Verschiebung geht als systematischer Fehler in die Messung ein. Er beträgt* $\delta_{sys,xy-FNC} = 11.5\%$.

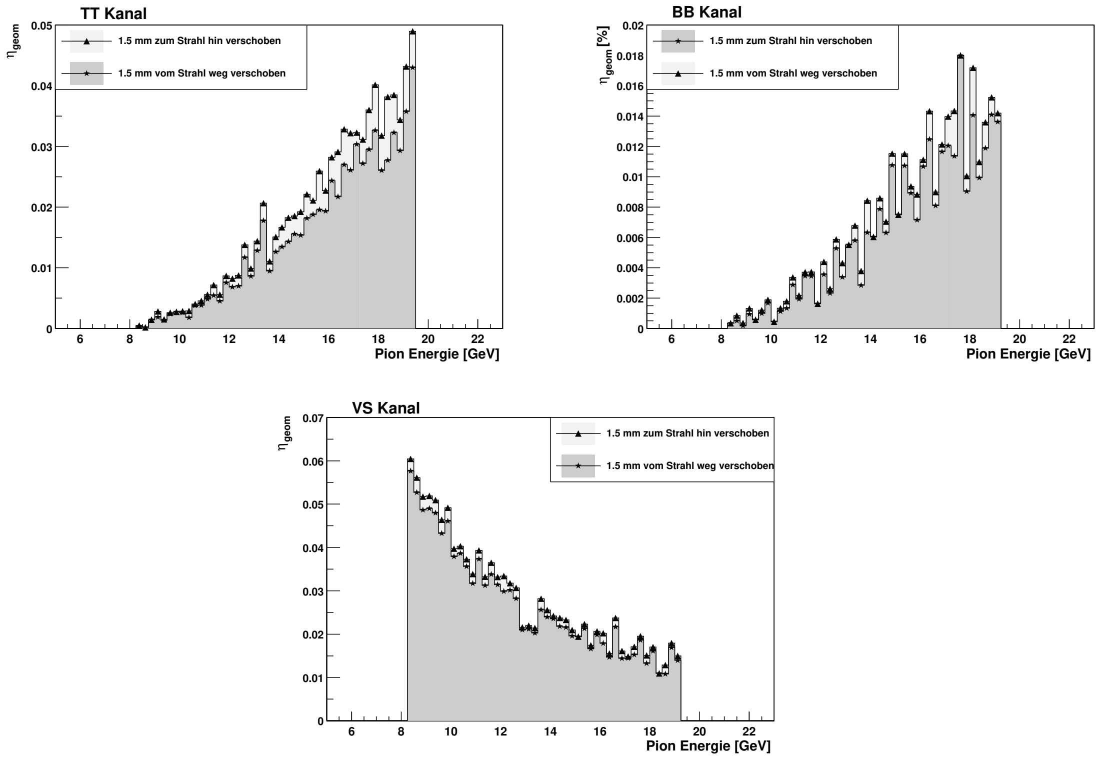



Abbildung 9.19: *Die Abbildungen verdeutlichen die Änderungen in der Akzeptanz der VLQ-Kalorimeter für Pionen die durch die Unsicherheiten auf die absoluten Positionen der beiden Kalorimetermodule eingeführt wird. Die VLQ-Kalorimeter wurden dafür jeweils um* $1.5\,\mathrm{mm}$ *zum Strahl hin und vom Strahl weg verschoben. Die Akzeptanzunterschiede gehen als systematische Fehler in die Analyse ein. Er beträgt* $\delta_{sys,y-VLQ} = 10.2\%$ *für die* TT- *und* BB-*Kanäle. Im* VS-*Kanal beträgt der systematische Fehler 3%.*

# Kapitel 10

# Ergebnisse

Inhalt dieses Kapitels ist die Messung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $ep \to e'\gamma^* p \to e' \ \pi^0 \ N^*$ und die Bestimmung einer oberen Grenze für den Wirkungsquerschnitt der exklusiven odderoninduzierten $\pi^0$-Produktion.

## 10.1 Die Massenspektren

Die Abbildung 10.1 zeigt das invariante Massenspektrum, der durch den Subtrigger S97 akzeptierten Ereignisse, die alle in Kapitel 9.6 beschriebenen Schnitte zur Selektion odderoninduzierter Ereignisse, erfüllen. Die linke Abbildung zeigt die Ereignisse aus dem VS-Kanal. Es verbleiben 10 Ereignisse. Die rechte Darstellung zeigt das Massenspektrum für Ereignisse aus den TT,BB-Kanälen. In den TT,BB-Kanälen sind zwei Ereignisse zu sehen, jedoch liegt nur eines davon in dem definierten Massenfenster für Pionen. In beiden Kanälen zusammen verbleiben 11 Ereignisse. Die gemessenen Ereignisse sind als Punkte dargestellt. Neben den gemessenen Daten sind die Vorhersagen aus dem MSV, beschrieben durch das Monte-Carlo Programm OPIUM und die erwarteten Beiträge aus Untergründen, simuliert durch das Monte-Carlo Programm PYTHIA, gezeigt. Es ist unmittelbar zu erkennen, daß die gemessenen Daten nicht mit den Vorhersagen aus dem MSV kompatibel sind. In Tabelle 10.1 ist die Zahl der gemessenen Ereignisse angegeben, zusammen mit den vorhergesagten Ereigniszahlen aus dem Signal- und Untergrund-Monte-Carlo für einen auf die integrierte Luminosität der Daten normierten Datensatz.
Die Abbildung 10.2 zeigt das äquivalente $\gamma\gamma$-Massenspektrum für die Ereignisse, die durch den Subtrigger S96 akzeptiert wurden. Im VS-Kanal wurden 11 Ereignisse gemessen, im TT,BB-Kanal ist es insgesamt eines. Es handelt sich um dasselbe Ereignis, das sich auch im S97 Datensatz findet, was wegen der Definition der beiden Subtrigger nichts außergewöhnliches ist. Die Daten des Subtrigger S97 wären eine echte Untermenge der Daten des Subtrigger S96, wenn dieser Subtrigger nicht durch einen Untersetzungsfaktor von ca. 2.5 in der Datennahme unterdrückt gewesen wäre. Die Zahl der Ereignisse im SV-Kanal, die sich in beiden Datensätzen finden, ist, in guter Übereinstimmung mit dem Untersetzungsfaktor, sieben von elf verbleibenden Ereignissen.
Die Abbildung 10.3 zeigt das $\gamma\gamma$-Massenspektrum, sowie die Vorhersagen für die Summe aus den beiden betrachteten und in den vorherigen Abbildungen einzeln gezeigten Kanälen in einem Intervall um die $\pi^0$-Masse.

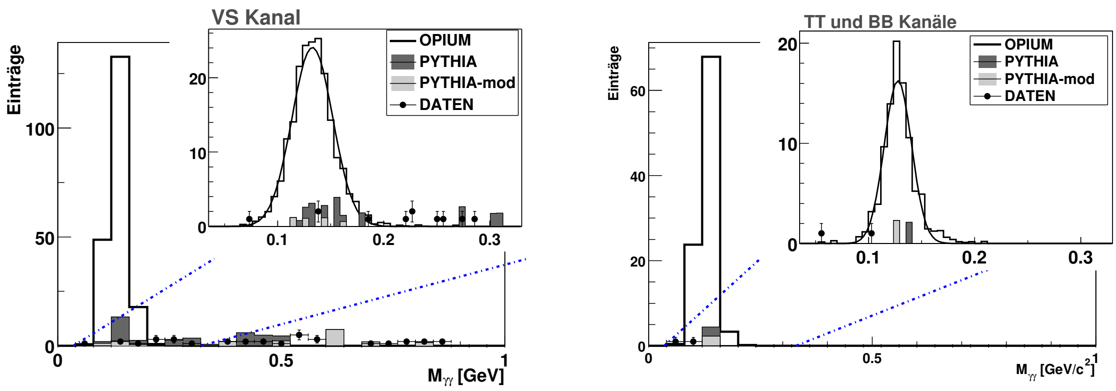



Abbildung 10.1: *Es ist das invariante $\gamma\gamma$-Massenspektrum der durch den Subtrigger* S97 *akzeptierten Ereignissen getrennt nach den Kanälen* TT, BB *und* VS *gezeigt. Zusätzlich sind die Vorhersagen durch das MSV in Form des Monte-Carlo Programms OPIUM und den Beiträgen aus Untergrundquellen aus dem Monte-Carlo Programms PYTHIA eingezeichnet. Es ist unmittelbar ersichtlich, daß die gemessenen Daten nicht mit den Erwartungen aus dem MSV verträglich sind.*

| Subtrigger | Kanal | Daten | OPIUM | Pythia | Pythia-mod |
|---|---|---|---|---|---|
| S97 | VS | 10 | 201.6 | 8.9 | 2.1 |
| S97 | TT, BB | 1 | 95.56 | 4.3 | 2.2 |
| S97 | TB | 0 | 0.01 | 0.1 | 0 |
| S96 | VS | 11 | 126.7 | 9.1 | 2.1 |
| S96 | TT, BB | 1 | 47.8 | 2.3 | 1.1 |
| S96 | TB | 3 | 1.5 | 0.9 | 0 |

Tabelle 10.1: *Die Tabelle faßt die gemessene Anzahl an Ereignissen, sowie die durch das Monte-Carlo OPIUM, das Ereignisse nach den Vorhersagen des MSV generiert, und des Monte-Carlo PYTHIA, das zur Abschätzung von Untergründen verwendet wird, zusammen. In PYTHIA-mod sind möglicherweise isospinverletzende Zerfälle ausgeschlossen (vgl. Abschnitt 8.4)*

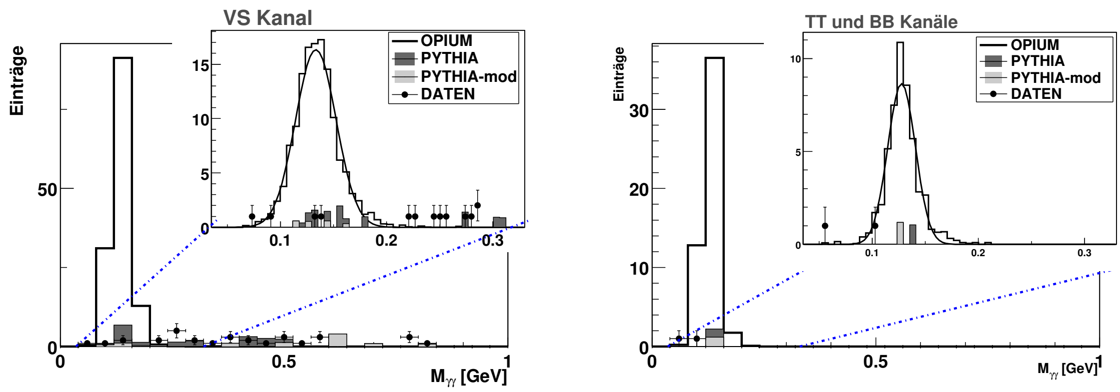
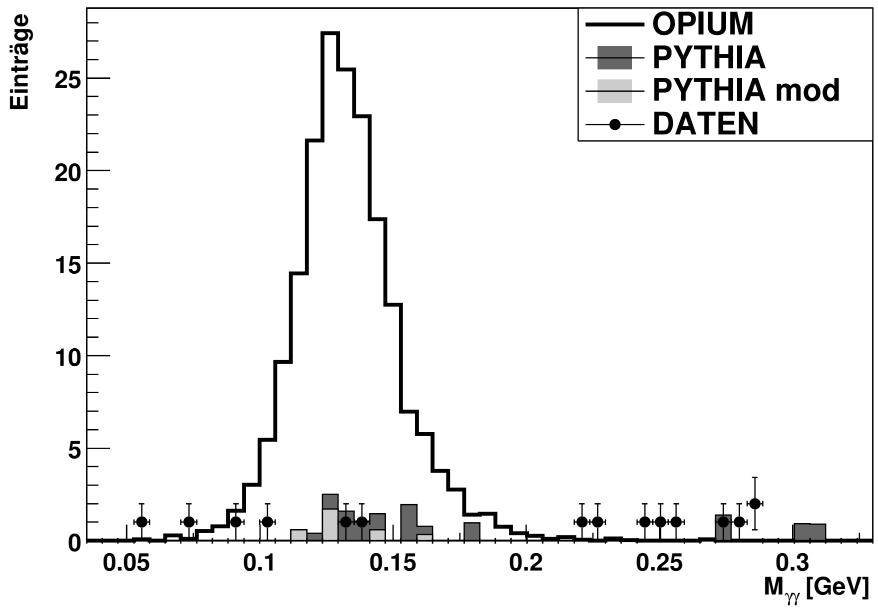



Abbildung 10.2: *Eine zu der in Abbildung 10.1 gezeigten analogen Darstellung für Ereignisse die durch den Subtrigger* S96 *akzeptiert wurden, zusammen mit den Vorhersagen aus dem MSV und den Beiträgen aus Untergründen.*



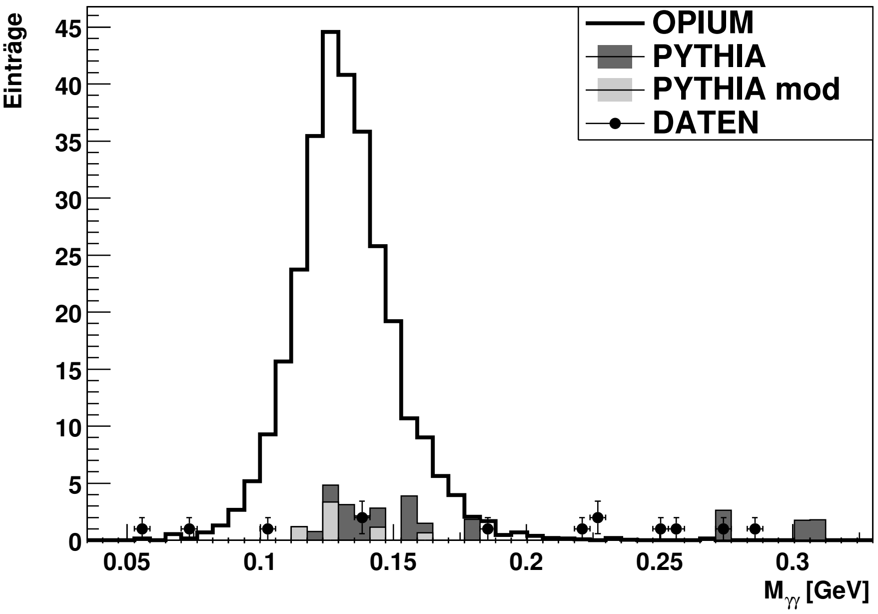




Abbildung 10.3: *Das $\gamma\gamma$-Massenspektrum der Daten nach Kombination der Kanäle* TT, BB,VS *und akzeptiert durch die Subtriggern* S96 *(oberes Bild) und* S97*(unteres Bild). Die erwarteten und gemessenen Ereigniszahlen sind in Tabelle 10.1 angegeben.*

## 10.2 Kontrollverteilungen

Werden in einer Messung keine oder nur sehr wenige Ereignisse gezählt, so ist es notwendig zu zeigen, daß die Meßvorrichtung einwandfrei gearbeitet hat. In den Abschnitten 9.3 und 9.4 wurde bereits belegt, daß die verwendeten Trigger kontinuierlich und unter der Berücksichtung der Meßbedingungen mit konstanter Rate Ereignisse akzeptiert haben. Die ermittelten Triggerschwellen zeigen, daß die Detektoren über eine ausreichende Sensitivität verfügten, um Ereignisse mit Odderonsignatur zu messen. Die Abbildung 10.4 zeigt, daß in den Daten aus dem Subtrigger S97 Ereignisse mit Pionen vorhanden sind. Diese Ereignisse sind jedoch nicht exklusiv. Das belegt, daß exklusiv produzierte neutrale Pionen, soweit vorhanden, nachweisbar gewesen wären. Die rekonstruierten $\pi^0$-Ereignisse aus Abbildung 10.4 erfüllen die Bedingung, daß $E - p_z < 75\,\mathrm{GeV}$ ist, daß ein Cluster in einem der VLQ-Kalorimeter gefunden wurde und daß die Cluster im SPACAL-Kalorimeter die Bedingungen 9.23-9.27 erfüllen.

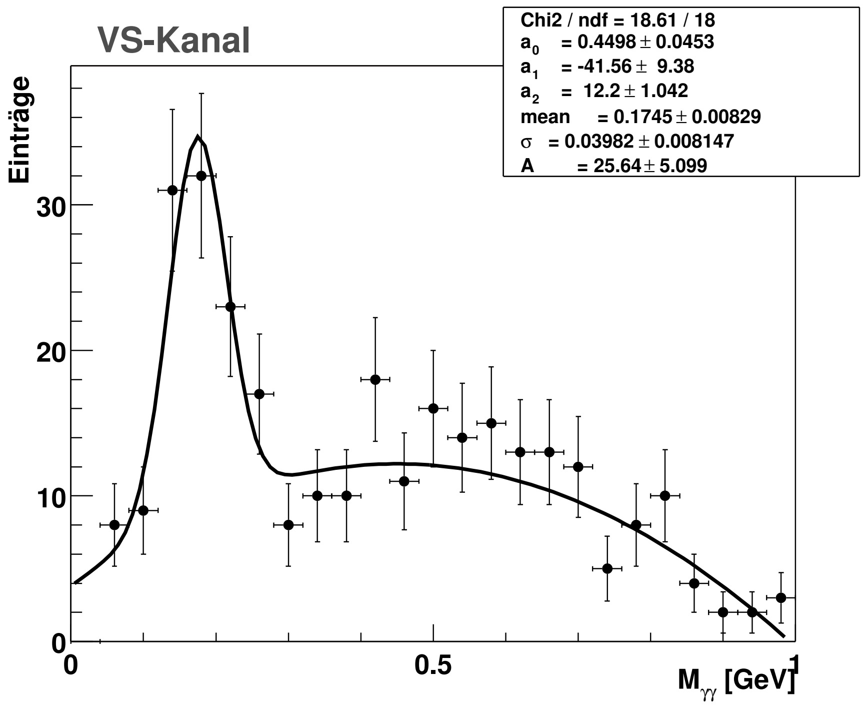



Abbildung 10.4: *Gemessenes Pion Signal im* VS-*Kanal. Die Daten wurden allesamt durch den Trigger* S97 *akzeptiert. Jedoch wurden keine Bedingungen an das Elektron oder das Neutron gestellt. Die Ereignisse müssen nicht exklusiv sein; es wurden keine Bedingungen an den Vertex gestellt. Die Variable* $E - p_z$ *muß* $E - p_z < 75$ *sein. Dadurch werden Doppelereignisse, bei denen zwei Wechselwirkungen im selben HERA "bunch-crossing" stattgefunden haben, ausgeschlossen.*

Ein Vergleich der gemessenen Ereignisse mit den Vorhersagen aus den zur Untergrundbestimmung generierten PYTHIA-Datensätzen wird möglich, wenn die Ereignisse die Schnitte der Elektronselektion 9.14-9.16, der Neutronselektion 9.9-9.13, die Bedingung, daß im VLQ-Kalorimeter mehr

als 5 GeV Energie gemessen wurde und die Bedingung an die Cluster im SPACAL-Kalorimeter 9.23-9.27 erfüllen. Diese Schnitte erzielen eine vergleichbare Wirkung wie die in der Generation des Monte-Carlo Datensatzes angewendeten (siehe Abschnitt 8.5). In Abbildung 10.5 ist ein Vergleich zwischen den Monte-Carlo simulierten und verbleibenden Meßdaten gezeigt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo für die gemessene Neutronenergie und den Energien in dem SPACAL- und den VLQ-Kalorimetern. Die Übereinstimmung ist sowohl für die Form als auch für die erwarteten absoluten Ereigniszahlen gut.
Die gemessenen und generierten $(E - p_z)$-Verteilungen, gezeigt in Abbildung 10.7, stimmen gut überein und belegen die Vergleichbarkeit der Datensätze. Die Einträge bei Werten von $E - p_z >$ 70 GeV in den Daten stammen aus Doppelereignissen, die nicht simuliert werden.
In der Abbildung 10.8 ist das $\gamma\gamma$-Massenspektrum der gemessenen Ereignisse, die die Elektronselektion und die Clusterbedingungen in den SPACAL- und VLQ-Kalorimetern erfüllen, dargestellt. Im VS-Kanal ist eine Verschiebung der gemessenen $\gamma\gamma$-Massen im Bereich um die $\pi^0$-Masse zu höheren Massen zu sehen, die so nicht in den Monte-Carlo Daten vorhanden ist, und der durch die Anpassung der Massenfenster für Daten und Monte-Carlo in der Selektion Rechnung getragen wurde. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo PYTHIA ist auch hier sowohl in Form als auch in absoluter Vorhersage zufriedenstellend.
Wie im Abschnitt 8.4 besprochen, finden zwei PYTHIA-Datensätze Verwendung, einer der alle Pythia Ereignisse enthält (PYTHIA) und einer, aus dem die Ereignisse die die in Pythia künstlich eingeführten “diffraktive”-Zustände beinhalten, ausgeschlossen sind (PYTHIA-mod) . Die gemessenen Daten liegen zwischen den Vorhersagen der beiden PYTHIA-Datensätze und es läßt sich nicht entscheiden, welcher der beiden PYTHIA-Datensätze durch die Messung bevorzugt wird. Die Bestimmung einer oberen Grenze für den Beitrag zum gemessenen Wirkungsquerschnitt aus Odderonaustausch setzt die Kenntnis der Anzahl an erwarteten Untergrundereignissen voraus. Da nicht entschieden werden kann, welcher der beiden Datensätze die Messung und damit die Natur besser beschreibt, wird konservativ derjenige Datensatz verwendet, der weniger Untergrund voraussagt und damit zu einem größeren Signal zu Untergrundverhältnis führt. Die Verwendung von “PYTHIA-mod”, also dem Datensatz aus dem alle “diffraktiven”-Zustände entfernt wurden, führt zu einem quantitativ größeren Wert für die obere Grenze des Odderonbeitrags.

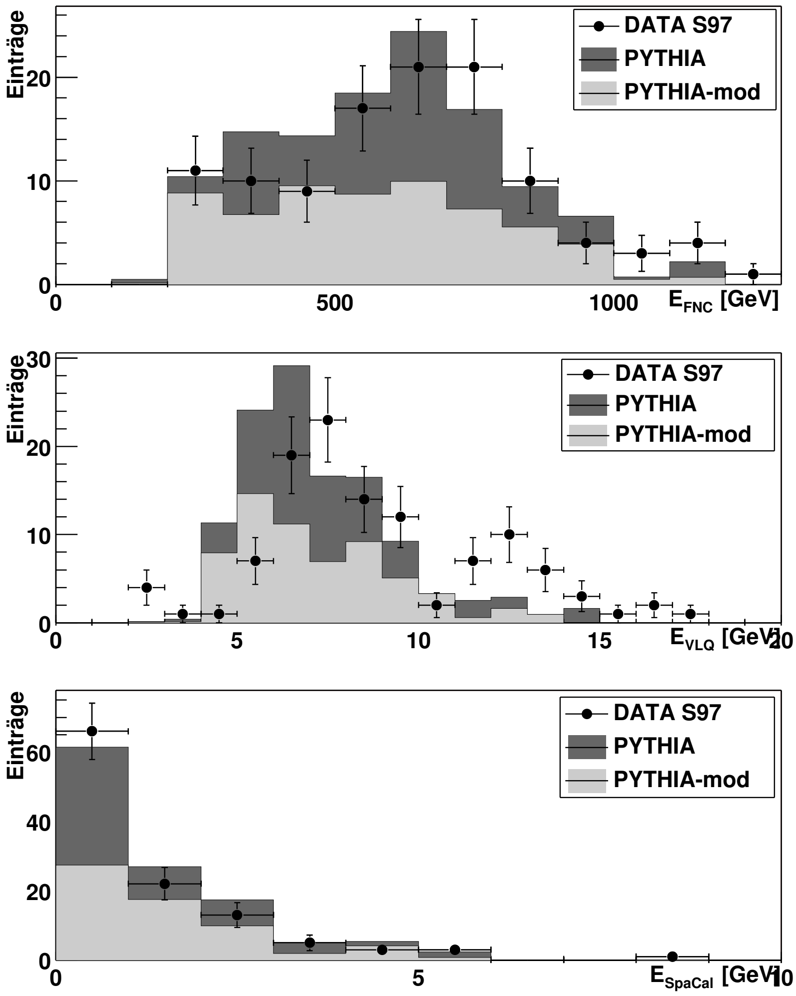



Abbildung 10.5: *Gezeigt ist ein Vergleich der gemessenen Energien in den VLQ-, SPACAL- und FNC-Kalorimetern für Ereignisse aus dem* SV*-Kanal. Die Punkte sind die gemessenen Daten und die Histogramme die Vorhersagen aus dem Monte-Carlo PYTHIA, bzw PYTHIA-mod. Die gemessenen und die simulierten Daten stimmen unter Berücksichtigung der geringen verbleibenden Statistik sowohl in der Form als auch der absoluten Vorhersage der Ereigniszahlen hinreichend gut überein.*

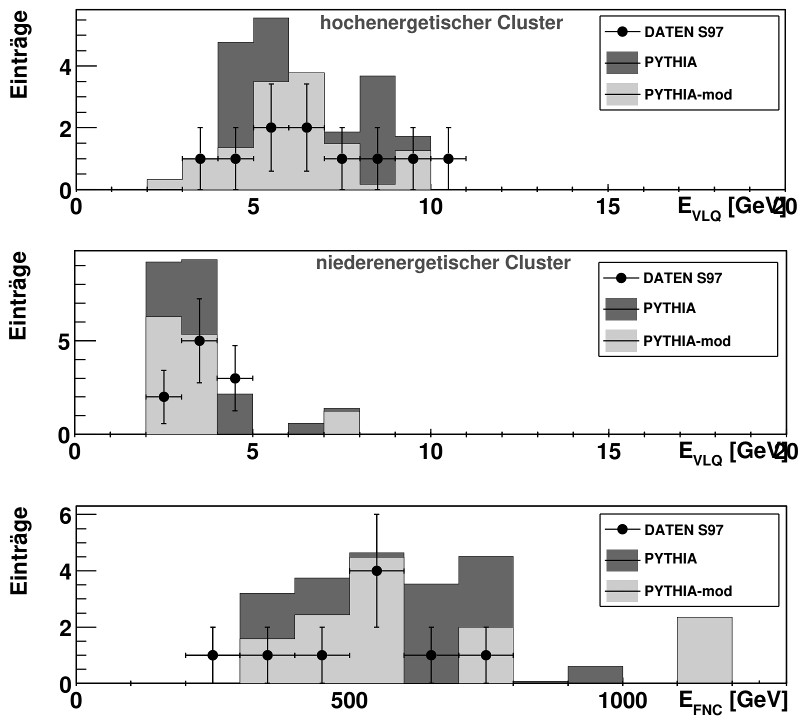



Abbildung 10.6: *Es sind dieselben Kontrollverteilungen wie in Abbildung 10.5 gezeigt, diesmal für Ereignisse aus den* TT, BB*-Kanälen. Auch hier findet sich eine akzeptable Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo.*

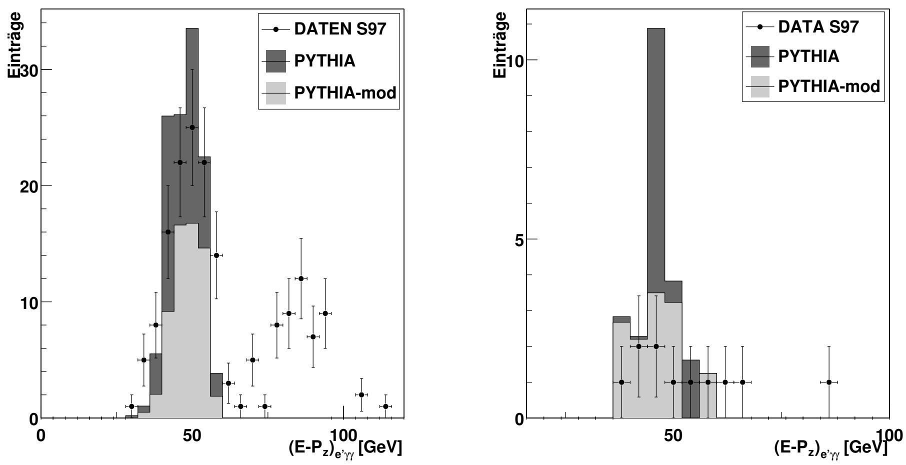



Abbildung 10.7: *Die Verteilung in der Variablen in der $E - p_z$ für gemessene und simulierte Ereignisse. Bedingt durch die in Kapitel 8.4 beschriebenen Schnitte in der Generation der Ereignisse, findet man nur Ereignisse mit einem Wert von $E - p_z > 40$. Die Ereignisse bei $E - p_z > 70$ sind Doppelereignisse die nicht simuliert werden. Die durch das Monte-Carlo PYTHIA vorhergesagte Verteilung, ist in beiden Kanälen mit der tatsächlich beobachteten, verträglich.*

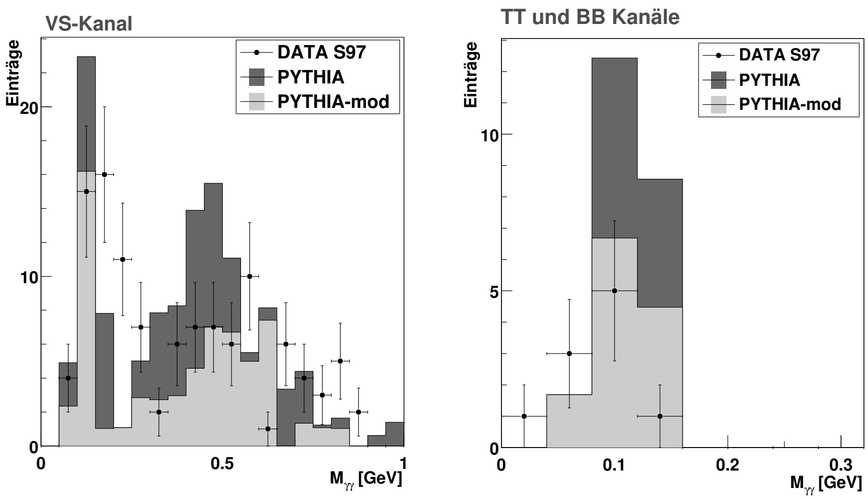



Abbildung 10.8: *Gezeigt sind die gemessenen und die durch das Monte-Carlo PYTHIA vorhergesagten $\gamma\gamma$-Massenspektren.*

## 10.3 Messung des Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion errechnet sich aus:

$$\sigma = \frac{N_g - N_u}{\epsilon \cdot \mathcal{L} \cdot c_{EPA}}. \tag{10.1}$$

$N_g$ ist die Zahl der beobachteten Ereignisse, $N_u$ die Zahl der Ereignisse aus allen in Betracht gezogenen Untergrundquellen, $\epsilon$ die totale Effizienz für den zu untersuchenden Prozeß, unter Berücksichtigung aller Akzeptanzen, Triggereffizienzen und Verzweigungsverhältnissen und $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität des Datensatzes. Wird der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse aus der Photoproduktionsklasse bestimmt ($\sigma_{\gamma p}$), muß zusätzlich mit dem Photonflußfaktor multipliziert werden. Der Faktor wurde, wie in Kapitel 1.4.3 angegeben, aus der "Equivalent-Photon-Approximation" bestimmt und beträgt bei den gegebenen Meßbedingungen $c_{EPA} = 0.0136$. In diesem Abschnitt wird der gesamte Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \to \pi^0 \ N^*$ bestimmt und daher ist $N_u$ als null anzunehmen. In Tabelle 10.3 sind die Werte der benötigten Größen zusammengefaßt. Der statistische Fehler errechnet sich gemäß dem statistischen Fehler einer Poisson-Verteilung aus $\sqrt{N_g}$ der gemessenen Ereignisse. Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler der Messung finden sich in Tabelle 9.7, der gesamte systematische Fehler beläuft sich auf 20.85%. Der gemessene Wirkungsquerschnitt für Daten akzeptiert durch den S97-Trigger und unter der Annahme, daß alle gemessenen Ereignisse aus dem Signalprozeß stammen, beläuft sich auf:

$$\sigma^{\mathsf{S97}}_{\gamma p \to \pi^0 \ N^*} = (22.24 \pm 6.71\,(\text{stat}) \pm 4.64\,(\text{sys}))\ \text{nb} \tag{10.2}$$

und für Daten genommen mit dem Subtrigger S96 auf:

$$\sigma^{\mathsf{S96}}_{\gamma p \to \pi^0 \ N^*} = (41.24 \pm 11.91\,(\text{stat}) \pm 8.60\,(\text{sys}))\,\text{nb}. \tag{10.3}$$

Die aus den beiden Datensätzen bestimmten Wirkungsquerschnitte stimmen innerhalb ihrer Fehler miteinander überein. Die Annahme, daß alle gemessenen Ereignisse aus dem Odderonprozeß hervorgehen, ist jedoch nicht gerechtfertigt, da wie in Abschnitt 1.8 gezeigt, Prozesse existieren, die dieselben Endzustände erzeugen wie der Odderonaustausch. Die Beiträge aus diesen Untergrundquellen sind an Hand von Monte-Carlo Studien bestimmt worden. Wie aus Tabelle 10.1 zu ersehen, ist die Zahl der gemessenen Ereignisse und die Zahl an erwarteten Ereignisse aus der Summe der Untergrundkanäle zum Odderonprozeß ähnlich. Gleichung 10.1 ist nicht anwendbar, da sie im Fall von $N_g < N_u$ unphysikalische und im Fall von $N_g \approx N_u$ wenig aussagekräftige Ergebnisse liefert. Stattdessen wird im nächsten Abschnitt eine obere Grenze für den Beitrag des Odderonaustauschs zum Wirkungsquerschnitt der exklusiven $\pi^0$-Produktion bestimmt.

## 10.4 Bestimmung einer obere Grenze für Odderonaustausch

Zur Bestimmung einer oberen Grenze für den Beitrag der odderoninduzierten $\pi^0$-Produktion zum gesamten gemessenen Wirkungsquerschnitt wird die Methode nach Cousins und Feldman angewendet [Fel98]. Die obere Grenze gibt an, welcher Wirkungsquerschnitt in einem vorgegebenen Konfidenzintervall bei gegebener Anzahl an Untergrundereignissen $N_u$ gerade noch mit einer Messung von $N_g$ Ereignissen verträglich ist. Aus der in Abschnitt 8.4 diskutierten Problematik bei der Bestimmung des Untergrundes mit dem Monte-Carlo Programm PYTHIA, werden zwei

| Subtrigger | $\epsilon$ | $\mathcal{L}$ | $c_{EPA}$ | $N_g$ |
|---|---|---|---|---|
| S96 | $1.32 \cdot 10^{-3}$ | $16.208\ pb^{-1}$ | 0.0136 | 12 |
| S97 | $1.19 \cdot 10^{-3}$ | $30.558\ pb^{-1}$ | 0.0136 | 11 |

Tabelle 10.2: *Für beide verwendeten Subtrigger zur Odderonsuche sind die zur Errechnung eines Wirkungsquerschnittes notwendigen Variablen angegeben. Die gesamte Effizienz des Subtrigger* S96 *ist größer, da die Triggereffizienz des VLQ-Kalorimeters nicht berücksichtigt werden muß. Bedingt durch den Untersetzungsfaktor, der für diesen Trigger angewendet wurde, ist die Luminosität dieses Datensatzes deutlich geringer.*

verschiedenen Datensätze verwendet, die eine unterschiedliche Anzahl an Untergrundereignissen voraussagen. Die obere Grenze wird bestimmt aus:

$$\sigma_{\mathtt{S97},\gamma p \xrightarrow{\mathbb{O}} \pi^0\ N^*} = \frac{N_{max,komp}}{\epsilon \cdot \mathcal{L} \cdot c_{EPA}}, \tag{10.4}$$

wobei $N_{max,komp}$ die maximale Anzahl an Ereignissen ist, die bei gegebener Anzahl an gemessenen Ereignissen $N_g$ und bekannter Anzahl an Ereignissen aus Untergrundquellen $N_u$, die noch mit einem Beitrag aus dem Signalprozeß kompatibel ist. $N_{max,komp}$ ist als die Zahl an Ereignissen zu interpretieren, unter der die gemessene Zahl an Ereignissen aus dem Signalprozeß mit einer Wahrscheinlichkeit von in diesem Fall 95% liegt. Die Zahl kann aus einer in [Fel98] gegebenen Tabelle abgelesen werden. Für den durch den Subtrigger S97 gemessenen Datensatz beträgt die gemessene Anzahl an Ereignissen $N_g = 11$. Die aus dem Monte-Carlo Pythia bestimmte Anzahl an Untergrundereignissen ist $N_u = 13.2$. In einem 95% Konfidenzintervall ist die maximale Anzahl an Ereignissen aus der Signalquelle, die noch mit dieser Messung verträglich ist, $N_{max,komp,PYTHIA} = 6.47$ [Fel98]. Die Vorhersage des "Pythia-mod" Datensatzes für die Untergrundbeiträge ist $N_u = 4.3$ und $N_{max,komp,PYTHIA-mod} = 15.29$ Ereignisse. In Tabelle 10.4 sind die oberen Grenzen in einem 95% Konfidenzintervall angegeben. Die durchgeführten Messungen verfügen über einen systematischen Fehler, der in die Bestimmung der oberen Grenze des Wirkungsquerschnittes mit einbezogen werden muß. Der maximale Wirkungsquerschnitt aus der Signalquelle, der bei gegebener Anzahl an gemessenen Ereignissen, bei bekannten Untergründen und bestimmten systematischen Fehler der Messung noch mit der Messung verträglich ist, errechnet sich nach [Cou92] aus:

$$N_{max,komp,sys} = N_{max,komp} + \frac{N_{max,komp} + N_b - N_g}{N_{max,komp} + N_b} \cdot \frac{N^2_{max,komp}\delta^2_{sys}}{2}. \tag{10.5}$$

$\delta_{sys}$ ist der in Abschnitt 9.7 bestimmte systematische Fehler der Messung, der zu $\delta_{sys} = 20.85\%$ bestimmt wurde.

## 10.5 Das Ergebnis der Suche nach dem Odderon

Die durchgeführten Messungen ergeben einen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \to \pi^0\ N^*$, der selbst unter der Annahme, daß alle gemessenen Ereignisse aus dem Odderonprozeß stammen, sehr viel kleiner ist als der, der durch Odderonaustausch im Rahmen des MSV vorhergesagt wird.

| Trigger | $N_g$ | $N_u$ | $N_{max,komp}$ | $N_{max,komp,sys}$ | obere Grenze (95% CL)[nb] |
|---|---|---|---|---|---|
| S97 | 11 | 13.2 (PYTHIA) | 6.47 | 6.87 | $\sigma_{\gamma p} \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0\ N^* < 13.9$ |
| S97 | 11 | 4.3 (PYTHIA-mod) | 15.29 | 17.52 | $\sigma_{\gamma p} \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0\ N^* < 35.4$ |
| S96 | 12 | 11.3 (PYTHIA) | 9.34 | 10.13 | $\sigma_{\gamma p} \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0\ N^* < 34.8$ |
| S96 | 12 | 3.2 (PYTHIA-mod) | 17.34 | 20.06 | $\sigma_{\gamma p} \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0\ N^* < 68.9$ |

Tabelle 10.3: *Die Tabelle gibt die aus den Daten der durch die Subtrigger* S96 *und* S97 *akzeptierten Ereignissen abgeleiteten oberen Grenzen für den Wirkungsquerschnitt der odderoninduzierten $\pi^0$-Produktion. Es werden beide Monte-Carlo Szenarien betrachtet. Einmal ist es das Szenario PYTHIA-mod, in dem aus den Datensätzen alle "diffraktiven" Zustände, die möglicherweise isospinverletzend zerfallen, ausgeschlossen sind. Das andere Szenario ist PYTHIA, in dem keine Eingriffe in das PYTHIA-Programm vorgenommen wurden (siehe Abschnitt 8.4).*

In Abschnitt 10.2 wurde gezeigt, daß nicht entscheidbar ist, welches der Untergrund Monte-Carlo Szenarien die Daten besser beschreibt. Aus diesem Grund wird konservativ das verwendet, das weniger Untergrund voraussagt. Zwei Datensätze, die durch zwei verschiedene Subtrigger akzeptiert wurden, wurden analysiert. Für die Bestimmung der oberen Grenze wird konservativ der Datensatz verwendet, der zu einem größeren Wert für die obere Grenze auf dem Odderonbeitrag führt. Das Ergebnis der durchgeführten Analyse ist somit der in der vierten Reihe der Tabelle 10.4 ausgearbeitete Fall. Die obere Grenze des Wirkungsquerschnitts für odderoninduzierte $\pi^0$-Produktion ist beschrieben durch:

$$\boxed{\sigma_{\gamma p \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0\ N^*}(95\%\ \mathrm{CL}) < 68.9\,\mathrm{nb}.} \tag{10.6}$$

Die auf HERA-Energien extrapolierte MSV-Vorhersage von $\sigma_{\gamma p} \stackrel{\mathit{\Phi}}{\rightarrow} \pi^0 N^* = 597\,\mathrm{nb}$ kann klar ausgeschlossen werden. Die Suche nach dem Odderon ist unter den gegebenen Meßbedingungen negativ verlaufen, ein Beitrag aus Odderonaustausch zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 N^*$ konnte nicht gemessen werden.

Die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes ist innerhalb der Regge-Theorie beschrieben durch Gleichung 1.31 und folgt einer $s^{\alpha_0 - 1}$-Abhängigkeit. Aus der Gleichung 1.53, die zur Extrapolation der MSV-Vorhersage zu HERA-Energien verwendet wurde und die ein $\alpha_0 - 1 = 0.15$ annimmt, kann die gemessene obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt in eine obere Grenze für den Achsenabschnitt der Odderontrajektorie überführt werden. Sie ist in Abbildung 10.9 gezeigt. Um die Messung eines Wirkungsquerschnittes kleiner als $\sigma_{\gamma p}^{\mathit{\Phi}} < 68.9\,\mathrm{nb}$ zu erklären, darf das $\alpha_0$ der Odderontrajektorie für den inelastischen Odderonaustausch wie er durch das MSV beschrieben ist, nicht größer sein als $\alpha_0 = 0.68$. Neutrale Pionen können außer durch Austausch eines Odderons auch durch den Austausch der $\omega$-Trajektorie produziert werden. In [Bra68] wurde der Wirkungsquerschnitt der elastischen Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei 5 GeV Laborenergie in einem $t$-Bereich von $0.001\,\mathrm{GeV}^2 < |t| < 1.825\mathrm{GeV}^2$ bestimmt. Integriert über den gemessenen $t$-Bereich ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\gamma p}(5\,\mathrm{GeV}) = 0.208\ \mu\mathrm{b}$. Die Messung läßt sich durch den Austausch der $\omega$-Trajektorie erklären, deren Achsenabschnitt $\alpha_0 = 0.45$ beträgt. Unter Verwendung von Gleichung 1.31 ergibt sich bei HERA-Energien ein Wirkungsquerschnitt für den Austausch der $\omega$-Trajektorie von $\sigma_{\gamma p} = 2.2\,\mathrm{nb}$. Die gemessene Grenze für den Wirkungsquerschnitt und für das $\alpha_0$ des Odderons sind verträglich mit den Beiträgen

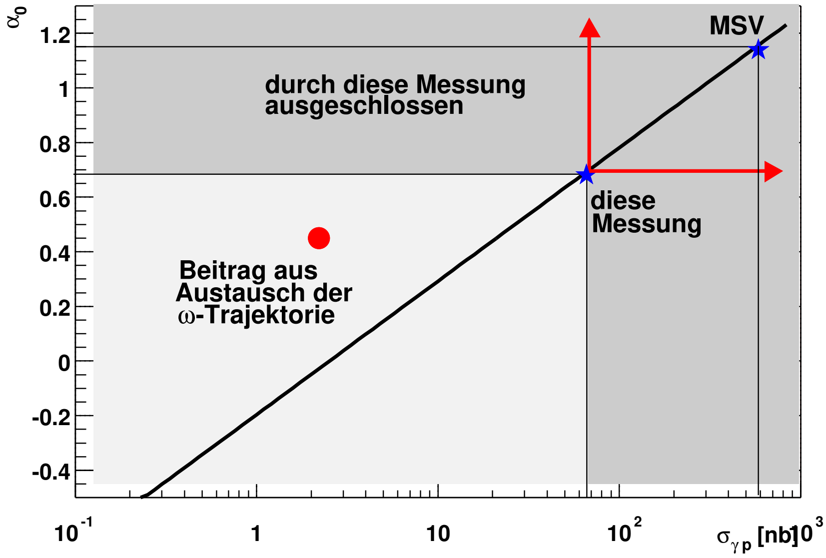



Abbildung 10.9: *Die gemessene obere Grenze des Wirkungsquerschnittes für den Odderonaustausch läßt sich unter Verwendung der Gleichung 1.53 in eine obere Grenze für den Achsenabschnitt der Odderon-Trajektorie innerhalb des MSV umwandeln. Gezeigt ist die Vorhersage des MSV extrapoliert zu HERA Energien und die aus dieser Analyse bestimmte obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt. Der dunkel unterlegte Bereich ist der durch diese Messung ausgeschlossenen Bereich an Werten von $\alpha_0$ und an Wirkungsquerschnitten für den Odderonaustausch. Der Kreis stellt den erwarteten Beitrag aus dem Austausch der $\omega$-Trajektorie bei HERA-Energien dar.*

aus dem Austausch der $\omega$-Trajektorie zum Wirkungsquerschnitt. Der Beitrag aus $\gamma\gamma$-Fusion ist vernachlässigbar klein. Ein Achsenabschnitt von $\alpha_0^{\mathbb{O}} < 0.68$ für den inelastischen Odderonprozeß widerspricht der Erwartung, daß das Odderon über einen ähnlichen Achsenabschnitt wie das Pomeron verfügt.

## 10.6 Interpretationsversuch

Es werden zwei Erklärungsversuche angerissen. Sie könnten den deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt für Odderonaustausch im Vergleich zu der MSV-Vorhersage erklären, jenseits der offensichtlichen Erklärung durch die Nichtexistenz des Odderons.

### 10.6.1 Die Natur des $\pi^0$als Goldstone Boson der chiralen Symmetriebrechung

Die eine Erklärungsmöglichkeit, ist die möglicherweise spezielle Natur des $\pi^0$-Mesons als Goldstone-Boson der chiralen Symmetriebrechung. Träfe diese Argumentation zu, müßten die Massen der Konstituentenquarks, die in das MSV eingehen, erheblich reduziert werden. Die Folge wäre ein sehr viel geringerer Wirkungsquerschnitt für Pion-Produktion [Dos01]. Dieses Argument hat lediglich für das $\pi^0$-Meson Gültigkeit, nicht jedoch für die anderen Mesonen, die durch Odderonaustausch produziert werden können, wie das Tensormeson $f_2(1270)$ oder das $a_2(1320)$. Die Messung der Wirkungsquerschnitte der exklusiven $f_2$-Produktion kann Aufschluß darüber geben, ob dieses Argument das Ergebnis der Messung erklären kann.

### 10.6.2 Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Odderonaustausch

Die Rechnungen innerhalb des MSV werden für eine feste Schwerpunktsenergie von 20 GeV durchgeführt. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Schwerpunktsenergie wird innerhalb der Regge-Theorie durch einen Term der Form $s^{\alpha_{\mathbb{O}}(0)-1}$ beschrieben, wobei $\alpha_{\mathbb{O}}(0)$ der Achsenabschnitt der Odderon-Trajektorie im Chew-Frautschi Diagramm ist. Für das Odderon wird in Analogie zum Pomeron ein $\alpha_{\mathbb{O}}(0) \approx 1$ erwartet. Die Extrapolation der MSV-Vorhersage zu HERA-Energien erfolgte gemäß der Gleichung 1.53 aus [Ber99b], die von $\alpha_{\mathbb{O}}(0) = 1.15$ ausgeht. Der angenommene Wert folgt nicht aus dem MSV, das keine Energieabhängigkeit enthält. Nach Auskunft von [Dos01] sind andere Werte für $\alpha_{\mathbb{O}}(0)$ möglich. Ein Wert von $\alpha_{\mathbb{O}}(0) < 1$ würde einen mit steigender Schwerpunktsenergie abfallenden Wirkungsquerschnitt bedingen und könnte dadurch einen Wirkungsquerschnitt für Odderonaustausch kleiner als $68.9$ nb erklären. In [Kai99] wird $\alpha_{\mathbb{O}}(0) = -1.5$ für das nichtperturbative Odderon vorhergesagt und der Schluß gezogen, daß das "gluonische" Odderon keine Bedeutung bei hohen Energien und kleinen $t$ hat. Träfe diese Vorhersage zu, wäre der Odderonaustausch bei HERA so stark unterdrückt, daß er nicht meßbar wäre.

## 10.7 Ausblick

Die Suche nach dem Odderon bleibt eine spannende Aufgabe. Das negative Ergebnis der hier durchgeführten Suche kann mehrere Ursachen haben. Die Frage, ob dem $\pi^0$-Meson eine besondere Bedeutung als Goldstone Boson der chiralen Symmetriebrechung zukommt, und die Odderonkopplung aus diesem Grund im $\pi^0$-Kanal schwach ist, kann durch Messung des Wirkungsquerschnittes der exklusiven Produktion der Tensormesonen $f_2(1270), a_2(1320)$ untersucht werden. Die Messung des Wirkungsquerschnittes der exklusiven $f_2$-Produktion ist Gegenstand von Analysen, die zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch andauern und zum jetzigen Zeitpunkt keine Aussage zulassen.
Wie in Abschnitt 1.7.2 gezeigt, kann der Odderonaustausch auch in elastischer Streuung stattfinden, wenngleich er dann stark von der inneren Struktur des streuenden Hadrons abhängt. Im Sommer 2001 wird das Experiment H1 erheblich erweitert und die Strahloptik nahe des Experimentierbereiches mit der Zielsetzung modifiziert, die Luminosität um einen Faktor $\approx 5$ zu steigern. Beginnend mit der Datennahmeperiode 2002 werden im Rahmen weiterer Doktorarbeiten neue Trigger zur Odderonsuche aufgesetzt, mit denen eine nochmalige Messung der exklusiven $\pi^0$-Produktion und im besonderen der $f_2(1270)$-Mesonproduktion durchgeführt werden soll. Auf Grund der zu erwartende größeren Statistik und durch die Verwendung von verbesserten Detektorkomponenten, z.B. eines vollständig erneuerten Neutronkalorimeters, wird es möglich, die Wirkungsquerschnitte sehr viel genauer als bisher zu messen. Es besteht die Hoffnung, daß die Messung eine Genauigkeit erreicht, die es ermöglicht, den Wirkungsquerschnitt des elastischen Odderonprozesses, der in der Größenordnung einiger Nanobarn liegt, zu messen. Der endgültige

Test für die Existenz des Odderons bei HERA ist die Messung der auf reinen QED-Prozessen basierenden $\gamma\gamma$-Fusion. Entspricht der gemessene Wirkungsquerschnitt den QED-Vorhersagen, könnte der Odderonaustausch bei HERA ausgeschlossen werden. Das Ergebnis der Suche nach dem Odderon, die Klärung der Frage nach seiner Existenz oder Nichtexistenz und die Frage ob es bei HERA nachgewiesen werden kann und wenn über welche Eigenschaften es verfügt, wird deutlichen Einfluß auf das Verständnis der der Teilchenphysik zu Grunde liegenden Theorien haben, z.B der nichtperturbativen Quantenchromodynamik.

# Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

# Literaturverzeichnis


[Abr91] Abramowicz, H., E.M. Levin, U. Maor. A Parametrization of Sigma-T (Gamma*P) above the Resonance Region at $Q^2 > 0$. *Phys. Lett.* **B269** *(1991), 465.*, 1991.

[Abr98] Abramowicz, H. A. Caldwell. “HERA Collider Physics”. *DESY report 98-192*, 1998.

[And80] Andersson B., G. Gustafson, T. Sjöstrand. How to Find the Gluon Jets in E+ E- Annihilation . *Phys. Lett.* **B94***(1980), 211.*, 1980.

[Awe92] Awes, T. C. et al. A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters , 1992. Nucl. Inst. Meth. **A311** (1992), 130.

[Bau78] Baur, T.H., R.D. Spital, D.R. Yenni, F. Pipkin. The hadronic properties of the photon in high energy interactions. *Rev, Mod. Phys.* **50** *(1978), 261.*, 1978.

[Ben96] Bentvelsen, S., J. Engelen, P. Kooijman. ”Reconstruction of $(x, Q^2)$ and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA”. *Proceedings of the 1991 HERA Workshop, Vol 1, p23.*, 1996.

[Ber98] Berger, E., O. Nachtmann. Elastic Cross Sections for High Energy Hadron Hadron Scattering. *hep-ph/9811306*, 1998.

[Ber99a] E. Berger. “Diffraktive Hochenergiereaktionen in nicht-störungstheoretischer QCD”, 1999. Doktorarbeit.

[Ber99b] Berger, E.R., A. Donnachie, H.G. Dosch, W. Kilian, O.Nachtmann, M. Rueter . Odderon and photon exchange in electroproduction of pseudoscalar mesons . *hep-ph/9901376*, 1999.

[BIC96a] BICRON Industrial Ceramics Corporation. BC-400/BC-404/BC-408/BC-412/BC-416 Datenblatt, 1996.

[BIC96b] BICRON Industrial Ceramics Corporation. BC-482A Datenblatt, 1996.

[Blo01] Blobel, V. “The BOS System”, 2001. http://www-h1.desy.de/icas/imanuals/h1soft.

[Bra68] Braunschweig, M., Braunschweig, W., Husmann, D., Lübelsmeyer, K., Schmitz, D. Single Photoproduction of Neutral $\pi$-Mesons on Hydrogen at small angels between 4 and 5.8 GeV. *Phys. Lett* **26B** *(1968), 405.*, 1968.

[Bro93] Bronstein, Semendjajew, Musiol, Mühlig. Taschenbuch der Mathematik, 1993. Verlag Harry Deutsch.

[Col96a] H1 Collaboration. "luminosity measurement in the h1 experiment at hera". *28th International Conference on High Energy Physics ICHEP96*, 1996.

[Col96b] H1 Collaboration. "Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers", 1996. "http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/calo/vlq/poster.html".

[Cou92] Cousins, R.D. , Highland, V.L. Incorporating systematic uncertainties into an upper limit. *Nucl. Instr. Meth.* **A320** *(1992), 331.*, 1992.

[Cud00] Cudell, J. R., et al. High Energy Forward Scattering and the Pomeron: Simple Pole Versus Unitarized Models. *Phys. Rev.* **D61** *(2000), 034019.*, 2000.

[Don91] Donnachie, A., P. V. Landshoff,. The Coupling of the Odderon. *Nucl. Phys.* **B348** *(1991), 297.*, 1991.

[Don92] Donnachie, A. and P.V. Landshoff. Total Cross-Sections. *Phys. Lett.* **B296** *(1992), 227.*, 1992.

[Dos87] Dosch, H. G. Gluon Condensate and Effective Linear Potential . *Phys. Lett.* **B 190** *(1987), 177.*, 1987.

[Dos88] Dosch, H.G., Yu. A. Simonov. The Area Law of the Wilson Loop and Vacuum Field Correlations. *Phys. Lett.* **B205** *(1988), 339.*, 1988.

[Dos97] Dosch, H.G., T. Gousset, G. Kulzinger, H.J. Pirner. Vector Meson Leptoproduction and Nonperturbative Gluon Fluctuations in QCD. *Phys. Rev.* **D55** *(1997), 2602.*, 1997.

[Dos98] Dosch, H.G., T. Gousset, H.J. Pirner. Nonperturbative Gamma*P Interaction in the Diffractive Regime. *Phys. Rev.* **D57** *(1998), 1666.*, 1998.

[Dos00] Dosch, H.G. 2000. private Mitteilung.

[Dos01] Dosch, H. G. 2001. private Mitteilung.

[ea96] H1 Collaboration (I. Abt et al.). The H1 Detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.* **A386** *(1997), 310.*, 1996.

[Fel98] Feldman, G. J. Cousins, R.D. A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals. *Phys. Rev.* **D57** *(1998), 3873.*, 1998.

[Fer00a] J. Ferencei. Januar 2000. e-mail Mitteilung.

[Fer00b] Ferencei, J., I. Herynek und K. Sedlák. "Simultation of the VLQ detector", 2000. H1-03/00-581.

[For87] A. et al. Forino. Proposal for a new hyperon beam experiment at the CERN-SPS using the Omega facility . *Proposal CERN/SPSC/87-43*, 1987.

[Fri93] Frixione, S. Improving the Weizsäcker-Williams Approximation in Electron-Proton Collisions. *Phys. Lett.* **B319** *(1993), 339.*, 1993.

[Fro61] Froissart, M. Asymptotic Behaviour and Substraction in the Mandelstamm representation. *Phys. Rev.* **123** *(1961), 1053.*, 1961.

[Gol01] Golling, T. "Search for Odderon induced contributions to exclusive $\pi^0$ Producation at HERA", 2001. Diplomarbeit, "http://www.kip.uni-heidelberg.de/Veroeffentlichungen".

[Gou83] Goulianos, K. Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies . *Physics Report* **101** *(1983), 169.*, 1983.

[Gru93] Grupen, C. Teilchendetektoren. *BI Wissenschaftsverlag*, 1993.

[H1 93] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Total Photoproduction Cross-Section Measurement at HERA. *Phys. Lett.* **B299** *(1993), 374.*, 1993.

[H1 94] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,. Beam Tests and Calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter with Electrons. *Nucl. Instr. and Meth.* **A350** *(1994), 57.*, 1994.

[H1 95a] H1 Collaboration, Aid, S. et al.,. Measurement of the total Photon Proton Cross-Section and its Decomposition at 200 GeV Center-of-Mass Energy. *Z. Phys* **C69** *(1995), 27.*, 1995.

[H1 95b] H1 Collaboration, T.Ahmet et al. First Measurement of the Deep Inelastic Structure of Proton Diffraction. *Phys. Lett.* **B348** *(1995), 681.*, 1995.

[H1 96a] H1 Collaboration, Aid, S. et al.,. A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function F2(X,Q**2) at HERA. *Nucl. Phys.* **B470** *(1996) 3.*, 1996.

[H1 96b] H1 Collaboration, S. Aid et al. Elastic Photoproduction of $\rho^0$ Mesons at HERA. *Nucl. Phys.* **B463***(1996), 3.*, 1996.

[H1 96c] H1 Collaboration, S. Aid et al. Elastic Photoproduction of J/Psi Mesons at Large Q**2 at HERA. *preprint DESY96-023*, 1996.

[Hur00] Hurling, S. "Der VLQ-Detektor bei H1: Inebtriebnahme, Spurrekonstruktion und Messunf der elastisch diffraktiven $J/\psi$-Produktion bei kleinem $Q^2$", 2000. Doktorarbeit, "http://www-h1.desy.de/publications/thesis_list.html".

[IT/93] IT/ASD/Simulation section. "GEANT - Detector Description and Simulation Tool". *"http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html"*, 1993.

[Jac79] Jacquet, F., A. Blondel. . *Proceedings of the 1979 Study for an ep facility in Europe, Hamburg, p391.*, 1979.

[Joy75] Joynson, D., E. Leader, C. Lopez, B. Nicolescu. . *Nuov. Cim.* **30A** *(1975), 345.*, 1975.

[Kai99] Kaidalov, A. B., Simonov, Yu. A. Glueball Spectrum and the Pomeron in the Wilson loop approach. *hep-ph/9911291*, 1999.

[Kle87] Kleinknecht, K. Detektoren für Teilchenstrahlung. *Teubner Verlag*, 1987.

[Klu00] T. Kluge. "Untersuchung des QED-Bremsstrahlungsprozesses bei kleinen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor bei HERA", 2000. Diplomarbeit, "http://www-h1.desy.de/publications/thesis_list.html".

[Kor00] Kornelis, W. 2000. Autor des Generator OPIUM, pers. Kommunikation.

[Lan87a] Landshoff, P. V., O. Nachtmann. Vacuum Structure and Diffractive Scattering. *Z. Phys.* **C35** *(1987), 405.*, 1987.

[Lan87b] Landshoff, P.V., O. Nachtmann. Vacuum Structure and Diffraction Scattering. *Z.Phys.* **C35** *(1987), 405.*, 1987.

[Lev95] Levonian, S. "H1PHAN Analyseroutine", 1995. http://www-h1.desy.de/icas/imanual/h1phan/h1phaninfo.html.

[Lev99] S. Levonian. 1999. H1 interne Mitteilung, (http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/lumi/summarytables/summary.html).

[Lev00] Levonian, S. H1 interne information, 2000. http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/lumi/summarytables/summary.html.

[Lev01] Levonian, S. 2001. private Mitteilung.

[Lip86] Lipatov, L. N. The bare Pomeron in Quantum Chromo Dynamics. *Sov. Phys.* **JETP 63** *(1986), 904.*, 1986.

[Lis98] List, B. und Mastroberardino, A. "Diffvm - A Monte Carlo Generator for Diffractive Processes in $ep$ Scattering". *http://www.desy.de/ heramc/mclist.html*, 1998.

[Low75] Low, F. E. A Model of the Bare Pomeron. *Phys. Rev.* **D12** *(1975), 163.*, 1975.

[Luk75] Lukaszuk, L., B.Nicolescu. . *Nuov. Cim. Lett.* **8** *(1975), 405.*, 1975.

[Mar63] Martin, A. Unitarity and High Energy Behaviour of Scattering Amplitudes . *Phys. Rev.* **129** *(1963), 1432.*, 1963.

[Met98] Metlica, F. "Produktion von Neutronen in Vorwärtsrichtung durch e-p Kollision bei HERA", 1998. Doktorarbeit, "http://www-h1.desy.de/publications/thesis_list.html".

[Mey91] Meyer, J. (editor). "Guide for the H1 simulation programm H1SIM". *H1 Software Note, http://www-h1.desy.de/iswnotes*, 1991.

[Mey97] Meyer, A. "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. Doktorarbeit, DESY FH1-97-01.

[Mey00] Meyer, P. O. "Messung der Strukturfunktion $F_2$ bei kleinen Bjorken-$x$ und kleinen Impulsüberträgen mit dem VLQ-Spektrometer des H1-Detektors", 2000. Doktorarbeit, PITHA 00/27.

[Mue70] Mueller, A.H. O(2,1) Analysis of Single Particle Spectra at High-Energy. *Phys. Rev.* **D2**, *2963.*, 1970.

[Nac91] Nachtmann, O. Considerations Concerning Diffraction Scattering in Quantum Chromodynamics. *Ann. Phys.* **209** *(1991), 436.*, 1991.

[Nie00] O. Niedermaier. "Eine absolute Energieeichung für ein Elektronspektrometer" , 2000. Staatsexamensarbeit, HD-KIP-00-16.

[Nun99] Nunnemann, T. "Measurement of Leading Neutron Production in Deep Inelastic ep Scattering at HERA", 1999. Doktorarbeit, "http://www-h1.desy.de/publications/thesis_list.html".

[Nus75] Nussinov, S. Colored Quark Version of some Hadronic Puzzels. *Phys. Rev. Lett.* **34** *(1975), 1286.*, 1975.

[Pec88] Peccei, R.D., editor. "Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, Oktober 12-14., 1987". *Volume 1 und 2, DESY, 1988*, 1988.

[Poe96] Poeschl, R. "Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtigung großer Einschußwinkel der Primärteilchen" , 1996. Diplomarbeit, "http://www-h1.desy.de/publications/thesis_list.html".

[Rue96] Rueter, M., H.G. Dosch. Nucleon Structure and High Energy Scattering. *Phys. Lett.* **B380** *(1996), 177.*, 1996.

[Rue98] Rueter, M., H.G. Dosch. Diffractive Color Dipole Nuclear Scattering. *Phys. Rev.* **D57** *(1998), 4097.*, 1998.

[Rue99] Rueter, M., H.G. Dosch, O. Nachtmann. Odd CP Contributions to Diffractive Processes . *Phys. Rev.* **D59** *(1999), 014018.*, 1999.

[Sch94] Schäfer, S., E.V. Shuryak, J.J.M. Verbaarschot. Baryonic Correlations in the Random Instanton Vacuum. *Nucl. Phys.* **B412** *(1994), 143.*, 1994.

[Sch97] G. Schmidt. "Test eines optolektroischen Kalorimeterauslesesystems" , 1997. Diplomarbeit, F10-H1.

[Sch98] Schleif, S. "Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit Ereignissen aus radiativer Elektron-Proton-Streuung bei HERA unter besonderer Berucksichtigung des ruckwartigen Kalorimeters", 1998. HD-IHEP 98-09.

[Sim88] Simonov, Yu. A. Vacuum Background Fields in QCD as a Source of Confinement. *Nucl. Phys.* **B307** *(1988), 512.*, 1988.

[Sjö94] Sjöstrand, T. High Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Computer Physics Commun* **82** *74.*, 1994.

[Sjö00a] Sjöstrand, T. 2000. e-mail Kommunikation.

[Sjö00b] Sjöstrand, T. 2000. pers. Gespräch im Februar 2001 am Physikalischen Insituts Heidelberg.

[Ste98] A. Stellberger. "Entwicklung und Bau eines kompakten elektromagnetischen Kalorimeters", 1998. Doktorarbeit, HD-ASIC 41-0698.

[Sur98] Surrow, B. “Measurement of the Proton Structure Function $F_2$ at Low $Q^2$ and Very Low $x$ with the ZEUS Beam Pipe Calorimeter at HERA”, 1998. Doktorarbeit, “http://link.springer.de/link/service/journals/10105/fpapers/9001001/9001c002/9001c002.htm”.

[Swa00] Swart, M. “Mass Spectroscopy of Neutral Mesons in the Photon Hemisphere at HERA”, 2000. Doktorarbeit, HD-KIP-00-17.

[The84] The ARGUS Collaboration. The ARGUS Electron-Photon Calorimeter, 1984. DESY 84-106.

[The96] The H1 SPACAL Group, Appuhn et al.,. Hadronic Response and E PI Seperation with the H1 Lead/Fibre Calorimeter. *Nucl. Instr. and Meth.* **A382** *(1996), 395.*, 1996.

[The00] The Particle Data Group, D.E. Groom, et al. , 2000. Eur. Phys. J. **C15** (2000), 1.

[UA493a] UA4/2 Collaboration, C. Augier et al. A Precise Measurment of the Real Part of the Elastic Scattering Amplitude at the SANTI-PPS . *Phys. Lett.* **B316** *(1993), 448.*, 1993.

[UA493b] UA4/2 Collaboration, C. Augier et al. Predictions on the Total Cross Section and Real Part at LHC and SSC. *Phys. Lett.* **B315** *(1993), 503.*, 1993.

[Wei34] Weizsäcker, C. F. v. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen . *Z. Phys.* **88** *(1934), 729.*, 1934.

[Wil34] Williams, E. L. Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae. *Phys. Rev.* **45** *(1934), 465.*, 1934.

[ZEU92] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. A Measurement of Sigma(T)(Gamma P) at S**(1/2)=210GeV. *Phys. Lett.* **B293** *(1992), 465.*, 1992.

[ZEU96a] ZEUS Collaboration, Derrick, M. et al.,. Measurement of the F2 Structure Function in Deep Inelastic E+P Scattering using 1994 Data from the ZEUS Detector at HERA. *Z. Phys.* **C72***(1996), 399.*, 1996.

[ZEU96b] ZEUS Collaboration, M.Derrick et al. Mesurement of Elastic Omega Production at HERA. *Z. Phys.,* **C73** *(1996), 1.73-84.*, 1996.

[ZEU98] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al. Elastic and Proton-Dissociative $\rho^0$ Photoproduction at HERA . *Eur. Phys. J.* **C2** *(1998), 247.*, 1998.

# Danksagung

Das Anfertigen einer Doktorarbeit ist ein Projekt, das sich über mehrere Jahre zieht, in diesem Fall ganze vier. Das ist eine lange Zeit, in der man vielen Menschen begegnet, für einige von Ihnen empfindet man Sympathie, für andere weniger. Von den Personen die ich im Laufe der Doktorarbeit und des Studiums kennengelernt habe, sind einige wirklich Freunde geworden. Viele, mehr als ich hier aufzählen kann, haben zum Erfolg der Arbeit beigetragen. Einigen von Ihnen möchte ich meinen besonderen Dank und meine Hochachtung, die ich aus verschiedensten Gründen für sie habe, aussprechen.

Es gibt zwei Menschen die mich mein ganzes Leben über unterstützt haben und die mir viele Dinge, die ich erleben durfte und die ich erreicht habe, erst ermöglichten. Das sind meine Mutter und meine Großmutter, denen ich für ihre bedingungslose Unterstützung und für ihr ebenso bedingungsloses Vertrauen danken möchte. Euch beiden gilt mein größter Respekt.

Als zweites möchte ich Herrn Prof. Karlheinz Meier danken, der mir diese Arbeit ermöglicht hat. Ich möchte mich ausdrücklich für Ihre Zuverlässigkeit, Ihre klare Ausdrucksweise und Ihre Fairneß bedanken, die die Zusammenarbeit mit Ihnen und die Doktorarbeit als Gesamtheit zu einer positiven Erfahrung gemacht hat. Das gilt auch für die Zeiten, in denen ich kurz davor stand aufzugeben.

Danken möchte ich Herrn Prof. P. Bock für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur.

Einen ganz herzlichen Dank auch an Herrn J. Stiewe, den guten und kritischen Geist der Heidelberger Gruppe. Schade das mein Latein und meine klassische Bildung nicht ausreichen Ihnen “Paroli” zu bieten. Danke für das intensive Korrekturlesen und den nie ausgehenden Vorrat an Gummibärchen. Sie sind aber nicht der Grund für die Besuche in deinem Büro.

Dank auch an meinen langjährigen Freund J. Rossa. Welch Zufall, wir geben die Arbeit am selben Tag ab. Es ist schön Freunde zu haben, die trotz großer räumlicher Distanz Freunde bleiben.

Im Laufe meiner Zeit in Hamburg habe ich Stephan Hurling kennengelernt, der für mich zu einem Freund geworden ist. Wir haben uns gemeinsam durch den H1-Softwaresumpf gekämpft und dabei so manch Gemeinsamkeit im Denken und in unseren Weltanschauungen festgestellt. Ich wünsche dir für dein Leben nach der Forschung alles Gute, ganz besonders aber für all die Dinge die jenseits des Arbeitslebens liegen.

Achim Stellberger, dem Vater der VLQ-Kalorimeter, möchte ich für die vielen Erklärungen und für die gute Zusammenarbeit danken. Es ist ein Vergnügen mit jemanden zu arbeiten, der so besonnen und logisch vorgeht und dessen Nerven scheinbar aus Zement sind.

Ebenfalls möchte ich Siegmar Schleif für das Korrekturlesen und generell die vielen interessanten Gespräche danken. Du bist ein außergewöhnlicher Mensch und ein guter Freund für diejenigen die dich besser kennen.

Meinen herzlichen Dank auch an Claus Beier, den ich über die Arbeit kennengelernt habe, ihn aber privat schätzen gelernt habe.

Dasselbe gilt für Martin Swart, den ich privat nicht so gut kenne, dessen ruhige Art und Selbstverständnis ich schätze.

Danken möchte ich auch Tobias Golling, der erst später als Diplomand in das Projekt kam, der aber einen großen Beitrag zu der Odderonsuche und damit zu dieser Arbeit geleistet hat. Die Zusammenarbeit mit mir war wohl am Anfang nicht einfach, aber das hatte nichts mit dir zu tun, sondern mit einem sehr hohen Grad an Frustration der sich zu dieser Zeit bei mir angesammelt hat. Eines ist sicher, du machst deinen Weg.

Danken möchte ich Herrn T. Berndt, mit dem ich drei Jahre das Büro geteilt habe und für den ich, auch wenn wir in unseren Interessen unterschiedlich sind, ehrliche Sympathie empfinde. Dank auch für die vielen Emacs, TeX und ROOT Tips und das Korrekturlesen.
Und “last but for sure not least” möchte ich Mia danken, die im letzten 3/4 Jahr eine ganz besondere Rolle übernommen hat. Es gibt vieles wofür ich dir danken möchte, aber nicht an dieser Stelle.