DESY-THESIS-2000-001

Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik der Universität Hamburg

vorgelegt von

Dirk Hoffmann

aus Dortmund-Hombruch

Hamburg
2000

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Beate Naroska Dr. Eckhard Elsen
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. Beate Naroska Priv.-Doz. Dr. Michael Spira
Datum der Disputation:	19. Juli 2000
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Friedrich-Wilhelm Büßer

Abstract

This thesis has been produced within the H1 collaboration. The H1 experiment has observed positron-proton collisions (e^+p) from 1995 to 1997 on the HERA accelerator at DESY in Hamburg (Germany). The experimental and theoretical context of the analysis of this thesis are presented in detail as far as necessary for the explanation and illustration of the main part. The original work consists of the three following subjects:

First, a new fast trigger mechanism has been conceived, commissioned and tuned. It is part of the level 2 trigger of the H1 experiment and makes a decision in less than 20 μs based on the topological evaluation of quick pre-signals which are sent by the most relevant subdetectors. The second part concerns the QED (quantum electrodynamics) calculation of the process $e^+p \to e^+pe^+e^-$. Phenomenological integrations have been performed and the results are critically compared to exact order α^4 calculations. This led to a modification of the LPAIR Monte Carlo generator. Finally, a corresponding selection of e^+e^- pairs has been carried out and analyzed in terms of the *complete* invariant mass spectrum of the lepton pair. That spectrum is composed of the QED continuum and two resonances J/ψ and Υ, which are dominantly produced in diffractive photoproduction ($\gamma p \to J/\psi p, \Upsilon p$). The cross sections of the latter are measured to have the values

$$\sigma(\gamma p \to J/\psi)\big|_{W_{\gamma p}=30\ldots50\ \mathrm{GeV}} = 37{,}5\ \mathrm{nb} \pm 12{,}4\ \mathrm{nb}\ (\mathrm{syst.}) \pm 4{,}1\ \mathrm{nb}\ (\mathrm{stat.})$$
$$\sigma(\gamma p \to J/\psi)\big|_{W_{\gamma p}=100\ldots130\ \mathrm{GeV}} = 66{,}1\ \mathrm{nb} \pm 21{,}8\ \mathrm{nb}\ (\mathrm{syst.}) \pm 7{,}3\ \mathrm{nb}\ (\mathrm{stat.})$$
$$\sigma(\gamma p \to \Upsilon)\big|_{W_{\gamma p}=50\ldots100\ \mathrm{GeV}} = 210\ \mathrm{pb} \pm 52,5\ \mathrm{pb}\ (\mathrm{syst.}) \pm 105\ \mathrm{pb}\ (\mathrm{stat.})$$

for the first time in this kinematical region.

Dirk Hoffmann **Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor**

Kurzfassung

Diese Arbeit ist in der H1-Kollaboration entstanden, die in den Jahren 1995–1997 Positron-Proton-Kollisionen (e^+p) am Speicherring HERA des DESY in Hamburg aufgezeichnet und untersucht hat. Das experimentelle und theoretische Umfeld wird ausführlich dargestellt, soweit das für das Verständnis und die Verdeutlichung des Hauptteils nötig ist. Die drei Hauptthemen dieses Werks stellen sich wie folgt dar:

Zuerst wurde ein neuer, schneller Trigger entwickelt, eingebaut und in Betrieb genommen. Er befindet sich in der zweiten Stufe des Auslösesystems des H1-Experiments und fällt seine Entscheidung in weniger als 20 μs auf der Grundlage der topologischen Auswertung von schnellen Vorab-Signalen, die er von allen relevanten Detektorbaugruppen empfängt. Der zweite Teil betrifft die Berechnung der Reaktion $e^+p \to e^+pe^+e^-$ im Rahmen der Quanten-Elektrodynamik (QED). Es wurden phänomenologische Berechnungen durchgeführt, überarbeitet und mit dem in α^4 exakten Ergebnis verglichen. Der Monte-Carlo-Generator LPAIR wurde gemäß diesen Ergebnissen abgeändert und in der Auswertung von Dielektron-Ereignissen verwendet. Schließlich wurde eine entsprechende Selektion von e^+e^--Paaren vorgenommen und das *vollständige* Spektrum in Bezug auf die invariante Masse des Leptonpaares gemessen. Dieses Massenspektrum setzt sich zusammen aus dem QED-Kontinuum und zwei Resonanzen J/ψ und Υ. Letztere werden hauptsächlich in diffraktiver Photoproduktion ($\gamma p \to J/\psi p, \Upsilon p$) erzeugt. Die elastischen Wirkungsquerschnitte

$$\sigma(\gamma p \to J/\psi)\big|_{W_{\gamma p}=30\ldots50\ \mathrm{GeV}} = 37{,}5\ \mathrm{nb} \pm 12{,}4\ \mathrm{nb}\ (\mathrm{syst.}) \pm 4{,}1\ \mathrm{nb}\ (\mathrm{stat.})$$
$$\sigma(\gamma p \to J/\psi)\big|_{W_{\gamma p}=100\ldots130\ \mathrm{GeV}} = 66{,}1\ \mathrm{nb} \pm 21{,}8\ \mathrm{nb}\ (\mathrm{syst.}) \pm 7{,}3\ \mathrm{nb}\ (\mathrm{stat.})$$
$$\sigma(\gamma p \to \Upsilon)\big|_{W_{\gamma p}=50\ldots100\ \mathrm{GeV}} = 210\ \mathrm{pb} \pm 52,5\ \mathrm{pb}\ (\mathrm{syst.}) \pm 105\ \mathrm{pb}\ (\mathrm{stat.})$$

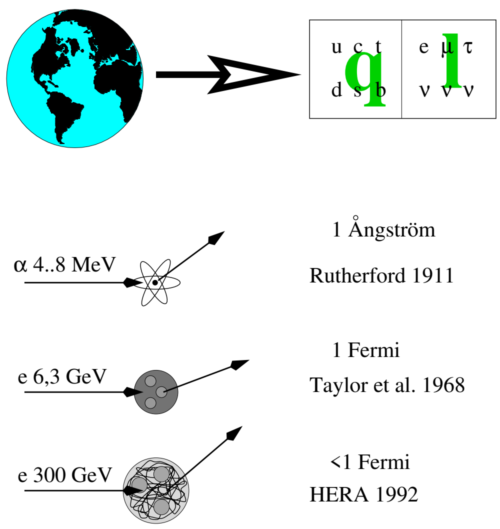
sind zum ersten Mal in diesem kinematischen Bereich gemessen worden.

Meinen Eltern und Isabelle,
ohne die ich nicht bis hier gekommen wäre.

Inhaltsverzeichnis

Prolog

Die HERA-Experimente H1 und ZEUS sehen sich in der Tradition der historischen Streuexperimente von RUTHERFORD und TAYLOR, die in diesem Jahrhundert zweimal das jeweilig gültige Bild vom „kleinsten Teilchen“ widerlegten und feiner auflösten. An und mit dem H1-Experiment entstand die vorliegende Arbeit.



Seit dem Anbeginn fragte sich der Mensch nach Ursprung und Zusammensetzung seiner selbst und der ihn umgebenden Welt. Nach heutigem Kenntnisstand sind die kleinsten Bausteine der Materie in jeweils drei Familien der Quarks und Leptonen des Standardmodells einzuordnen. Zwischenstufen zu dieser Erkenntnis waren die Experimente und Modelle von RUTHERFORD, GEIGER und MARSDEN (Atomkern, 1911) und FEYNMAN, GELL-MANN und TAYLOR (Proton-Bausteine „Partonen“, 1968), die auf der Abbildung links anschaulich dargestellt sind. Das Zusammenspiel dieser Bausteine, wie wir es in unserem täglichen Umgang eher unbewußt und integral wahrnehmen, regieren vier Arten von Kräften: Elektrodynamik, schwache und starke Wechselwirkung und Gravitation. Für Voraussagen über diese Kräfte stehen aber weit weniger einfache Schemata zur Verfügung. Zwar ist offensichtlich, daß die elektromagnetische und schwache Kraft zwei Aspekte derselben, elektroschwachen Wechselwirkung sind, so wie auch Elektrostatik und Magnetismus untrennbar miteinander zur Maxwellschen Elektrodynamik verbunden sind. Die Hinzunahme der starken Wechselwirkung in einer alles vereinheitlichenden Theorie ist bisher nicht experimentell erwiesen, und bei der theoretischen Erarbeitung besteht die Schwierigkeit, daß aufgrund der starken Kopplung die perturbativen Entwicklungen nach Potenzen der Kopplungskonstanten nicht ausreichen. Die Bindungsenergie nimmt mit zunehmender Entfernung zu und führt zu dem *confinement* (engl., Gefangenschaft), der Tatsache, daß Quarks nicht isoliert existieren können und im Gegenteil in unendlicher Nähe zueinander (asymptotisch) völlige Freiheit erlangen. Berechnungen erfordern Methoden der Gittertheorie, wo der Raum diskretisiert und die Feldgleichungen numerisch für eine große aber endliche Zahl von Punkten berechnet werden. Die Hinzunahme der Gravitation in eine einheitliche, relativistische Quantenfeldtheorie ist derzeit nicht erreicht worden, wohlgleich es einen versprechenden Ansatz unter Zuhilfenahme modernster mathematischer Methoden gibt, der auf CONNES zurückgeht [Con94].

Bei HERA, und insbesondere im H1-Experiment, wird seit Mai 1992 vor allem die starke Wechselwirkung von Quarks und Gluonen im Inneren des **Protons** untersucht, indem diese mit hochenergetischen **Elektronen*** sondiert werden. Mit stetig steigender Luminosität wird auch die elektroschwache Wechselwirkung mit ihren weitaus geringeren Wirkungsquerschnitten beobachtbar. Und schließlich enthält ein Experiment mit Elektron-Proton-Kollisionen (ep) auch immer den Aspekt der Photon-Proton-Kollisionen (γp) wegen der großen Wahrscheinlichkeit der Elektronen, quasi-reelle Photonen abzustrahlen. Die Wirkungsquerschnitte dieser Photoproduktion sind bei weitem am größten.

Ein kleiner Teil dieses weiten Feldes wird in dieser Arbeit untersucht, nämlich diejenigen Ereignisse der ep-Streuung, die im Endzustand ein $\mathrm{e^+e^-}$-Paar aufweisen. Die Erzeugung solcher Ereignisse geschieht unter den gegebenen Voraussetzungen vor allem in zwei grundlegend verschiedenen Prozessen (vgl. Kap. 5, S. 89 ff.):

- QED-Zwei-Photon-($\gamma\gamma$-)Prozesse, einschließlich aller verwandten Prozesse in denen zwei Photonen *irgendwo* ausgetauscht werden: Sie lassen sich nicht in der Quantenelektrodynamik (QED) berechnen. Eine Erweiterung der QED um Formfaktoren und Strukturfunktionen anhand von anderen Messungen ermöglicht aber präzise Vorhersagen. Die reinen QED-Zwei-Photon-Prozesse sind auch schon in ee-Kollisionen genau vermessen und die entsprechenden Modelle bestätigt worden.
- Erzeugung von Vektormeson-Resonanzen, die in zwei Elektronen zerfallen: Das geschieht in einem verwertbaren Maße nur für die *flavour*-neutralen Vektormesonen der schweren Quarks *bottom* (b) und *charm* (c), also die schönen und charmanten Quarkonia mit den Namen J/ψ ($|\mathrm{c\bar{c}}, n\mathrm{S}\rangle, n = 1, 2$) und Υ ($|\mathrm{b\bar{b}}, n\mathrm{S}\rangle, n = 1, 2, 3$). Die Erzeugung dieser Zustände geschieht durch Wechselwir-

* In dieser Arbeit wurden nur die Betriebsperioden mit den Antiteilchen, den **Positronen**, ausgewertet; sofern dieser Unterschied keine Rolle spielt, werden beide mit dem Term Elektronen bezeichnet.

kung der *hadronischen* Photonstruktur mit dem Proton und muß daher im Prinzip durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben werden. Die Erzeugung in diffraktiven Prozessen liegt an der Grenze der Gebiete, die mit perturbativer QCD zu berechnen sind. Diese gilt es auch und vor allem bei HERA genauer zu erforschen.

- Elektroschwache Prozesse mit den Vektorbosonen $W^{\pm}$ und Z^{0}: Aufgrund der hohen Propagatormassen der elektroschwachen Eichbosonen sind die Wirkungsquerschnitte dieser Ereignisse vergleichsweise klein und spielen bei der hier ausgewerteten Luminosität noch keine Rolle.

Zwei-Elektron-Ereignissen ergeben in der Regel eine saubere experimentelle Signatur der beiden Leptonen; die Auswertung wird lediglich gestört durch die Fehlerkennung von Pionen oder Photonen als Elektronen im Detektor. Pion-Pion-, Photon-Elektron- oder Pion-Elektronereignisse und so weiter sind daher Untergrund für eine experimentelle Zwei-Elektron-Selektion. Eine genaue Analyse aller Bestandteile, die das experimentell gemessene Spektrum einer elastischen Zwei-Elektron-Selektion ausmachen, ist daher nötig für die Trennung dieser Bestandteile. Sie erlaubt dann eine Messung des Wirkungsquerschnitts der diffraktiv-elastischen Vektormesonenerzeugung und somit Aussagen über ihren Erzeugungsmechanismus, welcher nach heutigem Kenntnisstand sehr gut durch einen Pomeron- oder Zwei-Gluon-Austausch zwischen Photon und Proton beschrieben wird.

Diese Arbeit gliedert sich in zwei Teile mit insgesamt acht Kapiteln sowie den Anhang. Der **erste Teil** beginnt mit dem Kapitel über den Beschleuniger HERA, einer Beschreibung der speziellen kinematischen Situation und den entsprechenden Definitionen, sowie eine Zusammenfassung der bisher im H1-Experiment erzielten Ergebnisse. Das **zweite Kapitel** enthält eine Beschreibung des H1-Detektors und seiner Baugruppen, soweit sie in der Auswertung in dieser Arbeit benutzt werden. Ein eigenes Kapitel ist der experimentellen, technischen und theoretischen Diskussion der Auslösemechanismen und insbesondere dem unter meiner wesentlichen Mitwirkung entworfenen und in Betrieb genommenen **Topologischen Trigger** der zweiten Auslösestufe des H1-Experiments gewidmet. Das **vierte Kapitel** enthält die Aspekte der Simulation mit Monte-Carlo-Methoden, so wie sie im zweiten Teil verwendet werden: Ereignis- und Detektorsimulation, Detektorbeschreibung und Phasenraumintegrationsverfahren für Ereignisgeneratoren. Dieses sowie die beiden ersten Kapitel dienen auch als Referenz, wenn die entsprechenden Teile des Detektors oder Methoden und Verfahren im Analyseteil benutzt werden.

Der **zweite Teil** enthält die physikalischen Kernaussagen dieser Arbeit und deren theoretische Grundlagen: In **Kapitel fünf** wird der theoretische Hintergrund der Zwei-Lepton-Ereignisse erarbeitet. Dazu gehören vor allem die nicht-resonanten QED-Prozesse und die resonante Erzeugung von Vektormesonen in diffraktiver Photoproduktion. Außerdem werden die Ergebnisse von phänomenologischen Berechnungen der QED-Reaktion und deren Bedeutung für die Dielektron-Auswertung am Ende der Arbeit kurz vorgestellt. Das **sechste Kapitel** enthält die Modelle und Ereignisgeneratoren zur Untergrundbeschreibung. Im **siebenten Kapitel** wird die Selektion der Dielektron-Ereignisse vorgestellt: Der Elektronerkennung und die Korrektur auf die gemessenen Elektronenergien kommt dabei eine besondere Bedeutung zu. Die Energiekorrektur wurde anhand von theoretischen Annahmen über die Auswirkung der genau bekannten Detektormaterie in Simulationen für gemessene Daten entwickelt und darauf angewandt. Das **letzte Kapitel** , Kapitel 8, schließt den Analyseteil der Arbeit mit den Ergebnissen der gemachten Messungen ab. Es wurde der Anwendungsbereich für den (modifizierten) Generator LPAIR und damit der Zwei-Photon-Näherung der Dileptonproduktion im elastischen und quasi-elastischen Bereich bestätigt. Weiterhin ergänzen ein Meßpunkt für die Υ-Photoproduktion und zwei Meßpunkte für die J/ψ-Photoproduktion die bisher von H1 veröffentlichten Messungen der elastischen Vektormesonerzeugung. Eine Erzeugung eines in zwei Elektron zerfallenen schweren Eichbosons Z^{0} kann nicht eindeutig nachgewiesen werden; entsprechende Obergrenzen auf den Wirkungsquerschnitt sind mit der derzeitigen Luminosität nicht wettbewerbsfähig mit denen von Experimenten anderer Beschleuniger.

Der **Anhang** umfasst die technische Beschreibung der verwendeten Datenmengen, diverse Erläuterungen und Einzelheiten im Zusammenhang mit dem Topologischen L2-Trigger sowie einige mathematische Herleitungen und Tabellen, die im Hauptteil der Arbeit benutzt werden.

In jedem Quark begräbt er seine Nase
— Johann Wolfgang Goethe, Faust

Wenn die Menschen nur über das sprächen, was sie begreifen,
dann würde es sehr still auf der Welt sein
— Albert Einstein

INSTRUMENTARIUM

1. HERA: Beschleuniger und Kinematik

In der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg werden seit 1992 Elektronen, seit 1994 auch Positronen mit einer Energie von 27,5 GeV auf entgegenkommende Protonen einer Energie von 821 GeV geschossen. In diesem Kapitel wird ein einführender Überblick über die technische Ausführung des experimentellen Aufbaus und die mit HERA untersuchte Physik gegeben. In der zweiten Hälfte dieses Kapitels werden die Grundbegriffe der Kinematik definiert sowie deren Beziehung zu den observablen Größen des Experiments hergeleitet, anhand derer sie rekonstruiert werden. Abschließend wird ein Überblick über einige Zielsetzungen des Beschleunigers und die bisher von den Experimenten erzielten Ergebnisse gegeben, was zum anschließenden Kapitel über Aufbau und Funktionsweise des H1-Experiments überleitet.

1.1 HERA und ihre Experimente

Beschleunigerkomplex

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA, die seit Ende Mai 1992 und bis heute einmalig auf der Welt Elektronen (oder Positronen, siehe Fußnote S. 6) und Protonen gegeneinander beschleunigt (engl.: *head-on collisions*), ist ein unterirdischer, doppelter Speicherring im Westen Hamburgs. Die Elektronen werden* auf 27,5 GeV, die Hadronen auf 821 GeV beschleunigt, sodaß bei Kollision beider Teilchen im Schwerpunktsystem eine Energie von rund 300 GeV zur Verfügung steht. Es werden außerdem auch zwei Experimente mit ruhendem Ziel (engl.: *fixed target*) an HERA durchgeführt, die nur jeweils einen der beiden Strahlen benutzen. Auf die Einzelheiten der Strahlerzeugung wird im nächsten Abschnitt (S. 13 ff.) eingegangen, während hier

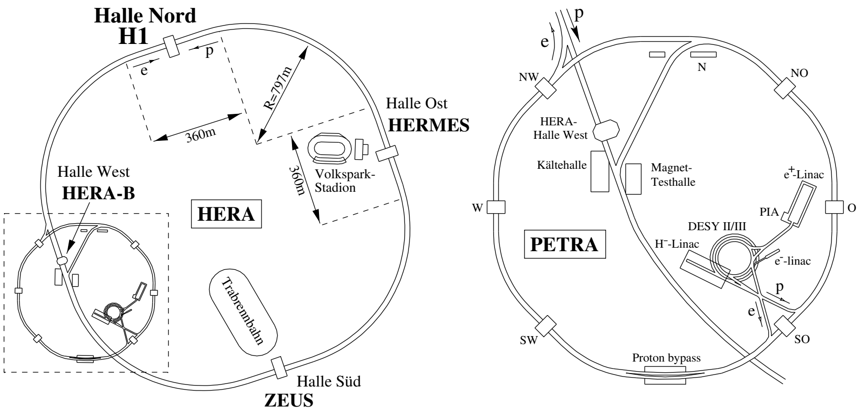


Abbildung 1:
HERA und ihre Vorbeschleuniger: Das rechte Teilbild ist ein um den Faktor 2,5 vergrößerter Ausschnitt des linken, in dem der Speicherring PETRA, das Synchrotron DESY, sowie die Linearbeschleuniger für Elektronen, Positronen und Protonen zu sehen sind. Auf dem linken Teilbild erkennt man die Lage der vier HERA-Experimente H1, ZEUS, HERMES und HERA-B.

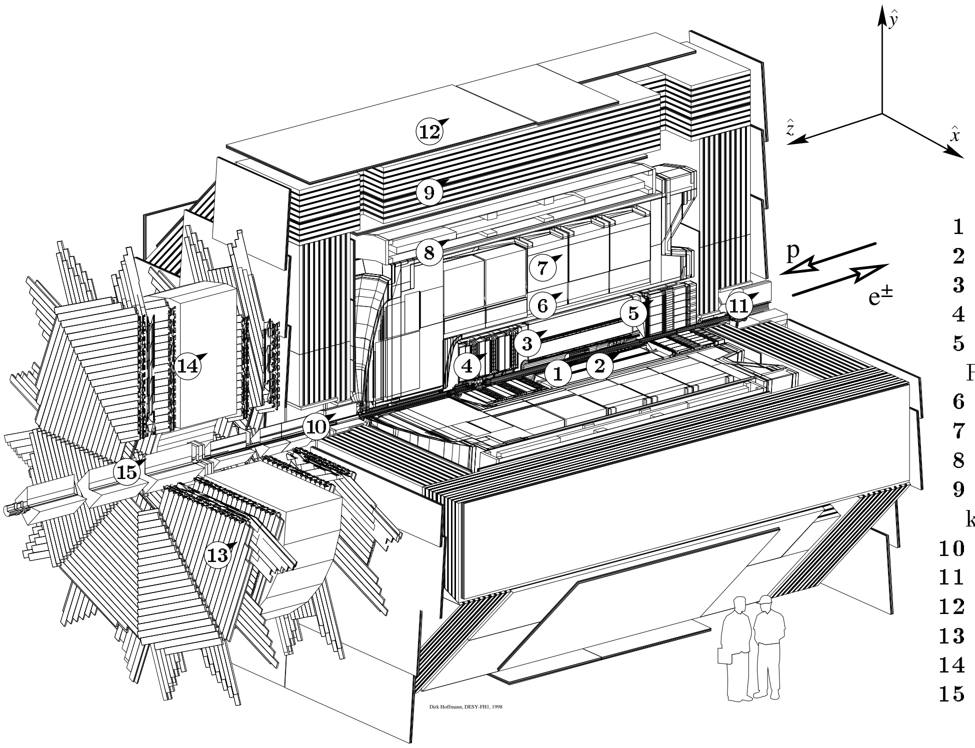
zunächst ein Überblick über die Nutzung der Speicherringanlage HERA durch die vier Experimente folgt.

H1, ZEUS: Elektron-Proton-Streuung

Die Elektron-Proton-Streuung (ep-Streuung) bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 300$ GeV wird bei HERA an den zwei Kreuzungspunkten der Speicherringe, in der Halle Nord vom H1-Experiment und in der Halle Süd vom ZEUS-Experiment, beobachtet und ausgewertet. Dazu wurden zwei zylindersymmetrische, hermetische Vielzweckdetektoren aufgebaut, die entsprechend der beobachteten Reaktion asymmetrisch in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung ausgelegt sind. Die Vorwärtsrichtung und positive $\hat{z}$-Achse ist jeweils als die Flugrichtung des Protonstrahls an den Wechselwirkungspunkten definiert, die positive $\hat{x}$-Achse zeigt bei beiden Experimenten zum Beschleunigermittelpunkt. Der Polarwinkel ϑ ist definiert als Winkel zur $\hat{z}$-Achse; demnach verläßt ein ungestreutes Elektron den Detektor unter $\vartheta = 180°$.

Abb. 2 zeigt ein Schnittbild des H1-Experiments stellvertretend für einen solchen Detektor in hermetischer Bauweise für die vollständige Absorption von Endzuständen der Elektron-Proton-(ep-)Streuung mit bewegten Schwerpunktsystemen. Ausgehend vom nominellen Wechselwirkungspunkt innerhalb des Strahlrohrs sieht man den ① Zentralen Silizium-Streifendetektor (CST, S. 35) und die ihn umgebenden ③ Zentralen

* vgl. Anmerkung S. 191 zum Stand 1997



1 Strahlrohr, CST
2 BST
3 Zentrale Spurkammern
4 Vorwärtsspurkammern
5 Spaghetti-Kalorimeter
Flüssig-Argon-Kalorimeter:
6 elektromagnetische und
7 hadronische Sektion
8 supraleitende Spule
9 Eisenjoch und Zentrale Myonkammern
10 PLUG-Kalorimeter
11 Kompensator-Magnet
12 äußere Myon-Kammern
13 Vorwärts-Myonkammern
14 Toroid
15 Strahlführungsmagnete

Abbildung 2: H1-Detektor in den Jahren 1996 und 1997, in einer Darstellung, wie er in der GEANT-Detektorsimulation definiert ist

Spurkammern (S. 34) in der Mitte des Detektors. Es schließen sich die ④ Vorwärts-Spurkammern (S. 34) auf der einen und ⑤ das sogenannte Spaghetti-Kalorimeter (SpaKal, S. 38) mit Driftkammer (BDC, S. 34) auf der anderen Seite an die Zentralspurkammern in $\hat{z}$-Richtung an. Die Elektronen werden zum größten Teil in Rückwärtsrichtung gestreut, wo ihre Messung durch einen weiteren ② Silizium-Streifendetektor (BST, S. 35) ergänzt wird. Die Spurkammern werden in vorderer und radialer Richtung von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter umschlossen, welches aus ⑥ einem inneren, elektromagnetischen und ⑦ einem äußeren, hadronischen Teil besteht und sowohl hadronische Endzustände als auch stark gestreute Elektronen mißt. Alle bisher aufgeführten Detektoren werden von einer supraleitenden Spule ⑧ umschlossen, welche sie in ein Magnetfeld parallel zur Strahlachse taucht. Aufgrund dieser Konstruktion besteht beim H1-Experiment die Besonderheit, daß das große Kalorimeter und die Magnetspule jeweils in einem Kryostaten untergebracht sind. Bei ZEUS werden ausschließlich Detektoren verwendet, die bei Zimmertemperatur betrieben werden. Der Fluß des Magnetfeldes wird über ein ⑨ Eisenjoch zurückgeleitet, welches den gesamten Detektor umgibt und außerdem mit Streamerkammern instrumentiert ist, womit vor allem Myonen, welche im Kalorimeter nicht gestoppt werden, nachgewiesen werden sollen.

Wegen der ungleichen Strahlenergien bei HERA bewegt sich der Schwerpunkt der ep-Kollisionen in Protonrichtung, sodaß auch Teilchenfluß und mittlere Teilchenenergie in Vorwärtsrichtung höher sind. Daher ist das Kalorimeter ⑦ dort für die vollständige Messung von Hadronen dicker ausgelegt; und es befinden sich weitere, spezielle Detektoren vor dem eigentlichen Detektor: In das Eisenjoch eingeschoben ist ⑩ ein PLUG-Kalorimeter zur Messung von nahe der ursprünglichen Protonrichtung gestreuten Teilchen. Weiterhin befindet sich vor dem Hauptdetektor ein Toroidmagnet mit sechs Lagen Driftkammern, welche zusammen als Myon-Spektrometer wirken.

Eine vollständige Beschreibung der für die Analyse dieser Arbeit benutzten Baugruppen des H1-Detektors wird im Detektorkapitel (S. 27 ff.) gegeben.

Der Aufbau des ZEUS-Detektors [Hol93] folgt denselben Prinzipien wie H1, wenngleich in Einzelheiten jeweils sich ergänzende Lösungen von den beiden Experimenten gewählt wurden: So ist zum Beispiel der Solenoid zwischen Spurkammern und Kalorimeter angebracht, und es wird ein Uran-Szintillator-Kalorimeter benutzt, welches ohne aufwendige Kryotechnik auskommt. Damit kann eine optimale Messung von Endzuständen mit nicht wechselwirkenden Neutrinos (CC-Reaktionen, siehe Abschn. 1.3) erreicht werden, was komplementär zur hochpräzisen Messung eines in das Flüssig-Argon-Kalorimeter gestreuten Elektrons ist.

HERMES: Polarisierte Elektron-Nukleon-Streuung

Im Frühjahr 1995 haben die Messungen mit dem HERMES-Experiment [Dur95] begonnen. Dort wird ebenfalls die Streuung von Elektronen oder Positronen an Protonen aber auch an Neutronen untersucht, wobei ein oder beide Streupartner eine ausgerichtete Spinkomponente haben. Es wird ausgenutzt, daß die Spinvektoren der Teilchen des Elektronstrahls im Speicherring aufgrund des SOKOLOV-TERNOV-Effekts [Sok64] nach rund einer Stunde vorzugsweise antiparallel zum strahlführenden Magnetfeld ausgerichtet sind, sodaß ihre Energie im Magnetfeld minimiert ist. Man nennt den Strahl dann polarisiert. Die Elektronen werden mit ruhenden Nukleonen in einer speziell konstruierten teiloffenen Zelle zur Kollision gebracht, sodaß im Elektron-Nukleon-Schwerpunktsystem eine Energie von rund 27,5 GeV $\otimes$ 1 GeV/2 $\approx$ (7,5 GeV)^2 zur Verfügung steht. Bisher wurden Wasserstoff ^{1}H, Deuterium ^{2}H und Helium ^{3}He benutzt, welche vorher ebenfalls polarisiert und unter sehr kleinem Druck in die Zelle innerhalb des Vakuum-Strahlrohres gebracht wurden, sowie einige schwere Kerne für unpolarisierte Messungen.

Somit erhält man Ergebnisse für die Streuung von Elektronen an Nukleonen, wobei die Spins beider Reaktionspartner bekannt sind. Damit lassen sich die Spin-Strukturfunktionen der Nukleonen messen, welche wiederum Rückschlüsse auf die Spinverteilung innerhalb der Nukleonen, also der Valenzquarks, Seequarks und Gluonen erlauben.

Im Hinblick auf die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse ist erwähnenswert, daß die Messung von Asymmetrien in der J/ψ-Erzeugung mit polarisierten Elektronen auf polarisierten Nukleonen unter gewissen Voraussetzungen ein weiterer Weg ist, den Beitrag des Farboktett-Matrixelements zu bestimmen [Jap99].

HERA-B: Proton-Nukleon-Stöße in nuklearem Milieu

Das jüngste HERA-Experiment [HB94; HB95] ist* bisher nicht vollständig aufgebaut und läuft zu Testzwecken im vorgesehenen Betriebsmodus mit. Teile des Protonstrahls werden an bis zu acht Metalldrähten innerhalb des Vakuumrohres gestreut, was in der Theorie ohne merkliche Verluste für den Protonstrahl im Vergleich zum Normalbetrieb geschieht, weil die unvermeidliche Diffusion von Protonen in den Halo (S. 17) dafür ausgenutzt werden soll. Es stehen $s = 820$ GeV $\otimes$ 1 GeV/2 $\approx$ (40 GeV)^2 für die Streuung eines Protons an einem Nukleon eines Metallatomkerns zur Verfügung.

Der relativ große Wirkungsquerschnitt für die p-Cu-Streuung soll Gelegenheit geben, Mesonen, die ein b-Quark enthalten, in hoher Rate zu erzeugen. Außer dem inklusiven Wirkungsquerschnitt, der bis heute noch nicht bei so hohen Schwerpunktsenergien für die nukleare Protonstreuung präzise gemessen wurde, ist insbesondere das Szenario der B^0-Erzeugung interessant. Der Zerfallskanal B $\rightarrow$ J/$\psi\,$K$_S$ interferiert für B = B^0 und B = $\bar{\text{B}}^0$, und ist außerdem genügend gut in niedrigster Ordnung berechenbar. Daher eignet er sich besonders, um die CP-Verletzung in B^0/$\bar{\text{B}}^0$-Oszillationen zu messen.

In entfernterem Bezug zur Analyse in dieser Arbeit steht die ebenfalls bei HERA-B mögliche Messung der direkten Erzeugung der schweren Vektormesonen J/ψ und Υ, welche weiteren Aufschluß über die Dynamik der zugrundeliegenden Prozesse aber auch die Bedeutung eines Quark-Gluon-Plasmas bei der Erzeugung von $|q\bar{q}\rangle$-Zuständen im nuklearen Milieu geben wird.

1.2 Teilchenerzeugung und Beschleuniger

Zur Untersuchung von Elektron-Proton-Kollisionen müssen entsprechende Teilchenpakete hergestellt und auf die gewünschten Energien gebracht werden. Der Erfolg des Experiments hängt auf der einen Seite von der gelieferten Luminosität, also der **Quantität** der beobachtbaren Kollisionen, und auf der anderen Seite von der Möglichkeit diese Reaktionen möglichst frei von Untergrundreaktionen messen zu können, also der **Qualität** der Strahlen, ab. Bis zur Bereitstellung der Kollisionen an den Wechselwirkungspunkten im HERA-Ring durchlaufen die Teilchen bis zu vier verschiedene Vorbeschleuniger. Der geographische Aufbau der Beschleunigeranlagen am DESY ist in Abb. 1 (S. 11) gezeigt worden. Das Blockdiagramm in Abb. 3 stellt die verschiedenen Etappen der Teilchenerzeugung für HERA zusammen mit den technischen Eckdaten dar.

Die Protonerzeugung geschieht aus Wasserstoffatomen, die zunächst aus H$_2$-Molekülen dissoziiert, negativ ionisiert und von LINAC III auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt werden. Diesen werden in einer Stripping-Folie aus Aluminiumoxid und Kohlenstoff die beiden Hüllenelektronen abgestreift, und sie werden in Paketen von einigen 10^{10} Protonen gebündelt und in DESY III eingeschossen. Die Qualität dieser Teilchenpakete in DESY, vor allem ihre longitudinale und transversale Ausdehnung, die durch die Emittanz

* vgl. Anmerkung S. 191 zum Stand 1997

LINAC III (H^-) $H_2 \to H^-$ $E = 50$ MeV	$\xrightarrow{H^- \to H^+}$	**DESY III** (p) 10 Pakete $p = 7{,}5$ GeV$/c$	$\xrightarrow{p}$	**PETRA II-p** 60 Pakete $E = 40$ GeV	$\xrightarrow{p}$	**HERA-p** 180 Pakete $E = 820$ GeV
LINAC II ($e^\pm$), **PIA**(e^+) $e^- \to e^+$ $E = 450$ MeV	$\xrightarrow{e^+}$	**DESY II** ($e^\pm$) 14×3 Pakete $E = 7$ GeV	$\xrightarrow{e^+}$	**PETRA II-e** 42 Pakete $E = 12$ GeV	$\xrightarrow{e^+}$	**HERA-e** 189 Pakete $E = 27{,}5$ GeV

Abbildung 3: Beschleunigerkette der Vorbeschleuniger für HERA

(S. 15) beschrieben wird, ist dabei wesentlich für die endgültige Beschaffenheit der Protonpakete und damit auch der Luminosität in HERA.

Die Elektronerzeugung erfolgt nach dem Prinzip der Braunschen Röhre aus einer Wolfram-Glühkathode. An diese schließt sich der Linearbeschleuniger LINAC II an, der die Elektronen auf 450 MeV für die Injektion in DESY II beschleunigt. Für den Fall, daß Positronen statt der Elektronen erzeugt werden sollen, werden die Elektronen auf eine als Positronen-Konverter wirkende Wolfram-Scheibe gelenkt, in der die Elektronen in Bremsstrahlungsphotonen und diese wiederum in Elektron-Positron-Paare aufschauern. (Diese Prozesse werden in Abschn. 2.3 im Zusammenhang mit einer anderen Anwendung genauer beschrieben.) Die Erzeugungsrate ist mit 1% relativ klein; daher werden die Positronen dann vorerst im Positron-Intensitäts-Akkumulator (PIA) gespeichert, bis die Paketströme genügend hoch sind. Im Gegensatz zu den Protonpaketen verlieren Elektronen ihre Freiheitsgrade wie Polarisation und Schwingungsanregungen innerhalb der Pakete und um ihren Orbit (sogenannte Betatron-Schwingungen, deren globale Amplitude die Emittanz ist,) in einem thermodynamischen Prozeß durch Synchrotronstrahlung. Die mehrfache Injektion auf dieselben Pakete stellt daher für Elektronen kein Problem dar, weil die Betatron-Schwingungen durch die Synchrotron-Strahlung schnell gedämpft werden, während die charakteristischen Zeitskalen dieser Prozesse für Protonen aufgrund des Massenverhältnisses $m_\mathrm{p}/m_\mathrm{e}$ bedeutend länger sind.

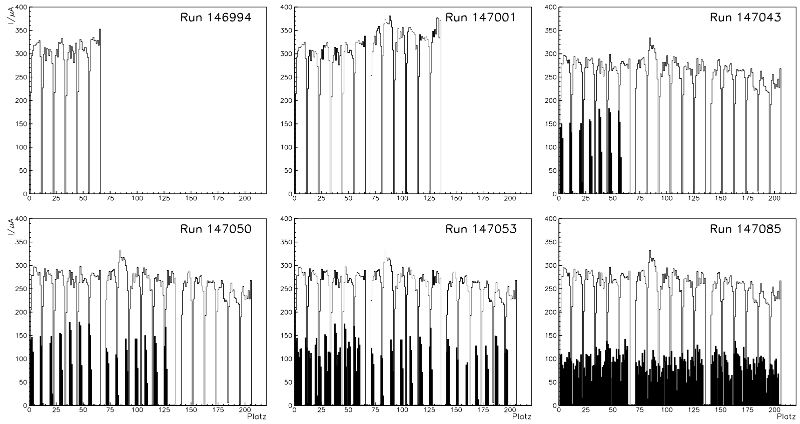


Abbildung 4:
Füllschema für HERA:
Gut zu erkennen ist die Protonfüllung mit 3×6×10 Paketen und das überlappende Füllen der Elektronplätze mit n×7×3 Paketen. (Aufzeichnungen vom 5.7.1996)

Die Füllung von HERA beginnt mit dem Einschuß von zehn Proton-Paketen in DESY III, wo sie jeweils innerhalb von 4 s auf einen Impuls von 7,5 GeV beschleunigt werden. Sechs solcher DESY-Füllungen ergeben eine PETRA-Füllung, die auf 40 GeV beschleunigt wird. Drei Petra-Füllungen belegen 180 Plätze im HERA-p-Speicherring.

Nachdem die Protonen die Nominalenergie erreicht haben, werden die Positronen bereitgestellt. In 14 Gruppen von je 3 Paketen aus LINAC II und PIA werden sie in DESY II mit einer Wiederholrate von 12,5 Hz auf 7 GeV beschleunigt, in PETRA injiziert und dort auf 12 GeV beschleunigt. Viereinhalb solcher Füllungen belegen schließlich 189 Plätze in HERA-e. Auch hier wird die Tatsache ausgenutzt, daß der Einschuß mehrerer Pakete auf dieselben oder nahe beieinander liegende Plätze unkritisch in Bezug auf die Betatron-Schwingungen ist, weil die Anregungen im Phasenraum durch die Synchrotron-Strahlung gedämpft werden.

Grundbegriffe der Strahloptik

Die Bewegung der Teilchenpakete in HERA ist bestimmend für einige experimentelle Schwierigkeiten der Messung der Teilchenstreuung an den Kollisionspunkten und wird im Folgenden genauer beschrieben.

Dazu wird zunächst das in der Beschleunigerphysik übliche angepaßte Koordinatensystem $(\hat{x}; \hat{y}; \hat{s})$ eingeführt, dessen Ursprung entlang der Strahlachse verläuft, wie in Abb. 5 gezeigt.

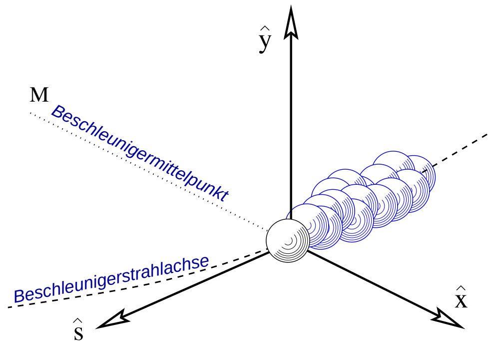


Abbildung 5:
Beschleunigerkoordinaten: Das angepaßte Koordinatensystem für ein Teilchenpaket auf dem Beschleunigerorbit bewegt sich mit einem hypothetischen Teilchen entlang der nominellen Strahlachse auf einer nach einem Umlauf geschlossenen Bahn s. Zusammen mit den Transversalablagen x, y bildet dann $(\hat{x}; \hat{y}; \hat{s})$ ein rechtshändiges orthogonales Vektortriplet.

Damit wird der Tatsache Rechnung getragen, daß die Bewegung der Teilchen um die Strahlachse herum klein im Vergleich zu den Dimensionen des Beschleunigers ist. Für praktische Betrachtungen muß noch berücksichtigt werden, daß sich ein einzelnes Teilchen zwar auf seinem Orbit bewegt, in Wirklichkeit aber ein Teilchenpaket als Kollektiv Bewegungen entlang der Sollbahn und um die Strahlachse herum ausführt. In der linearen Strahloptik (bis 2. Ordnung, nur Dipol- und Quadrupolmagnetfelder) führen die Bewegungsgleichungen auf eine nicht analytisch lösbare Differentialgleichung, die durch die Näherung

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon}\sqrt{\beta(s)}\cos(\psi(s) + \phi)$$

numerisch gelöst werden kann [Wil92], wobei

$$\begin{aligned} \varepsilon &: \quad \text{Emittanz} \\ \beta(s) &: \quad \text{Beta- oder Amplitudenfunktion} \\ \cos(\psi(s)+\phi) &: \quad \text{Betatronschwingung mit Integrationskonstante } \phi \text{ und } \psi(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta(s)}. \end{aligned}$$

genannt werden. Wesentlich für diese Diskussion ist, daß die Einhüllende $E(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s)}$ die transversale Ausdehnung des Strahls beschreibt. Nimmt man für den Vielteilchenfall eine transversale Ladungsdichte

$$\rho(x; y) = \frac{Ne}{2\pi\sigma_x\sigma_y}\, \mathrm{e}^{-\left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right)}$$

mit den Parametern σ_x und σ_y für die transversale Ausdehung als Strahlprofil an, dann kann man eine „mittlere“ Emittanz

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sigma_x^2(s) + \sigma_y^2(s)}{\beta(s)}.$$

definieren, die für alle Teilchen gilt, die gerade eine Standardabweichung σ von der Strahlmitte entfernt sind. Man versteht diese mittlere Emittanz allgemein als Emittanz des Gesamtstrahls. Aus zwei schon genannten Gründen ist es wünschenswert, eine möglichst kleine Strahlemittanz zu erreichen: Die Luminosität ist umgekehrt proportional zur Emittanz im Wechselwirkungspunkt (genauere Erläuterungen siehe [Wil92]) und wird somit direkt davon beeinflußt. Darüber hinaus verursacht, wie im folgenden erklärt wird, eine hohe Emittanz auch einen hohen Verlust an Teilchen aus dem Protonenstrahl im sogenannten Halo, welche durch Sekundärreaktionen schädliche Auswirkung auf die Meßverhältnisse in den Experimenten haben.

All diese Betrachtungen beschreiben den Idealfall der linearen Strahloptik. In Wirklichkeit müssen, sei es wegen des Einsatzes von Korrekturmagneten, sei es wegen der unvermeidlichen Feldfehler, höhere Ordnungen ebenfalls berücksichtigt werden. Das führt zu sogenannten Satellitenpaketen in transversaler $(\hat{x}; \hat{y})$ Ablage. Der Beschleunigungsprozeß ist verantwortlich für Satelliten longitudinaler $(\hat{s})$ Ablage. Diese Phänomene werden in den nächsten Abschnitten beschrieben. Für die Elektronen und Positronen sind sie vernachlässigbar.

Longitudinale Satelliten

Die longitudinale Ausdehnung der Teilchenpakete wird im wesentlichen durch die (longitudinale) Fokussierung durch die Beschleunigungsstrukturen bestimmt. Ähnlich den Betatronschwingungen in transversaler Richtung führen die individuellen Teilchen innerhalb eines Paketes Schwingungen um die Nominalenergie herum aus. In Analogie zur Optik spricht man von der Chromatizität, was die Energiedispersion ausdrückt. Durch den Feldgradienten werden Teilchen niedriger Energie stärker und Teilchen höherer Energie weniger beschleunigt (Abb. 6 und [Wil92]). Das führt in erster Näherung zu harmonischen Schwingungen um die Nominalenergie im Impulsraum und um die Phase $\psi(s)$ entlang $\hat{s}$ im Ortsraum.

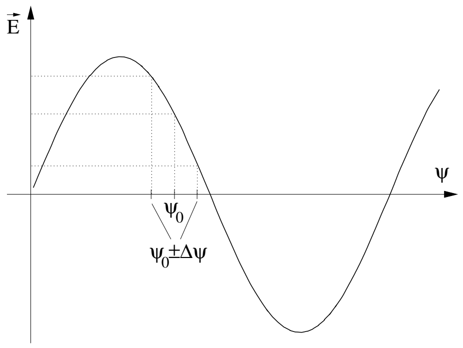


Abbildung 6:
Phasenfokussierung in ψ: Energiereichere Teilchen treffen geringfügig früher an einer gegebenen Stelle $\psi(s)$ im Beschleuniger ein; ihre Phase beträgt $\psi_0 + \Delta\psi$, wenn sie sich in einer Beschleunigerkavität befinden, die die Teilchen mit dem nominellen Phasenwert ψ_0 beschleunigt. Teilchen kleinerer Energie haben entsprechend eine Phase $\psi_0 - \Delta\psi$. Da die Phase ψ_0 für die Beschleunigung so gewählt wird, daß der Gradient der elektrischen Feldstärke, wie in der Abbildung anschaulich dargestellt, negativ ist, werden langsamere Teilchen mehr und schnellere Teilchen weniger als in der Nominalsituation beschleunigt. Damit werden eine implizite Kompression in Längsrichtung und eine Verringerung der Chromatizität erreicht.

Die Nominalfrequenz der Paketkollisionen in HERA ist $\nu_{\mathrm{HClk}} \approx 10{,}4$ MHz (Heraclock), die Pakete sind also $\Delta s = c/\nu_{\mathrm{HClk}} \approx 30$ m voneinander entfernt. Pakete mit einer vergleichbaren Ausdehnung ($\Delta s/2 \approx 15$ m) wären allerdings für kollidierende Strahlen nicht akzeptabel aufgrund der dadurch weit ausgedehnten Wechselwirkungszonen beziehungsweise der entsprechend kleinen dort nutzbaren Luminosität. Daher werden der e- und p-Ring von HERA bei Nominalenergie mit $20\nu_{\mathrm{HClk}} \approx 208$ MHz betrieben, um die Pakete entsprechend zu bündeln. Somit gibt es 4400 phasenstabile Bereiche (engl. *buckets*), in denen die Teilchen in HERA kontinuierlich umlaufen können. Da die Betriebsfrequenz während der Injektion von PETRA nach HERA bei $5\nu_{\mathrm{HClk}} \approx 52$ MHz liegt, werden auch die Nebenplätze teilweise gefüllt. Denn die endgültige Kompression der Pakete erfolgt durch kontinuierliches Zuschalten der Frequenz $20\nu_{\mathrm{HClk}}$ während der Beschleunigung auf Nominalenergie. Die Teilchen in den extremen Ablagen werden auf diese Weise in die Nebenpakete gefüttert (Abb. 7). Ihr Anteil kann bis zu 20% des Paketstroms auf dem Nominalplatz betragen. Abb. 8 zeigt die

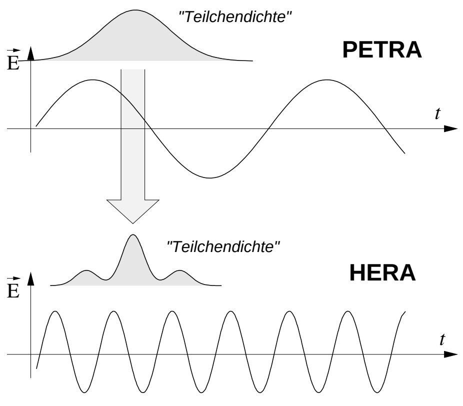


Abbildung 7:
Kompression der Teilchenpakete beim Übergang von $5\nu_{\mathrm{HClk}}$ auf $20\nu_{\mathrm{HClk}}$. (Betriebsfrequenz der Kavitäten): Die Verteilung der von PETRA übernommenen Pakete versorgt teilweise auch die Nebenpakete in HERA.

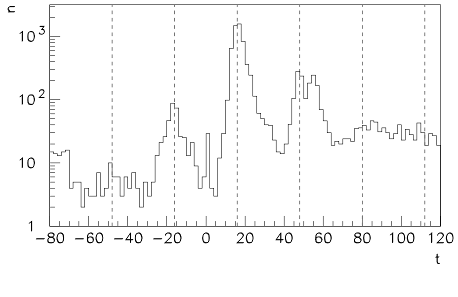


Abbildung 8:
Typische Verteilung der Flugzeit-Signale (`TOFT`-Bank, Datennahme am 1.10.1997) aus den Szintillatoren des PLUG-Kalorimeters (PToF): Die Vielfachen von $\frac{1}{20\nu_{\mathrm{HClk}}}$ sind durch senkrechte gestrichelte Linien markiert. Die Zeitskala ist relativ auf $1/32$ dieser Periode geeicht. Der Nullpunkt liegt bei der nominellen Wechselwirkung. Das Maximum ist wegen der Flugzeit vom Vertex zum PLUG um 16 Takte verschoben.

zeitliche Verteilung der mit dem Flugzeit-System (Abschn. 2.6, S. 39) des H1-Detektors gemessenen Signale. Diese Untergrundereignisse aus den (transversalen) Randbereichen des Protonstrahls (s. nächster Abschnitt) stellen eine gute Messung der relativen Ladungsverteilung in den Paketplätzen dar. Weit abliegenden Pakete bei $t = t_0 \pm 5\tau_{\text{HClk}}$ (nicht in Abb. 8) zeigen ebenfalls wieder eine leicht erhöhte Rate und sind Überbleibsel der Satellitenpakete in PETRA.

Die Auswirkungen dieser Satelliten sind in zweifacher Weise wichtig für die Experimente: Einerseits beeinflussen sie die Luminositätsmessung, die in Abschn. 2.7 (S. 40 ff.) beschrieben wird. Diese Effekte müssen in der Auswertung dann entsprechend korrigiert werden (Abschn. 7.10, S. 162). Andererseits verursachen sie Untergrundereignisse durch Wechselwirkung mit dem Detektor, die aber in der Auswertung der vorliegenden Arbeit recht einfach aufgrund der Selektionsbedingungen unterdrückt werden. Da ihre Lage im transversalen Phasenraum üblicherweise nicht optimiert ist, ist ihre Lebensdauer kleiner als die der Pakete an den Nominalplätzen.

Transversale Ausdehnung der Teilchen-Pakete, Halo

Die mittlere transversale Ausdehnung der Teilchenpakete in einem Beschleuniger wird durch die weiter oben eingeführte Emittanz beschrieben. Berücksichtigt man Magnetfeldeffekte bis zur 4. Ordnung (Oktupolfelder), dann können außer dem zentralen Stabilitätspunkt in weiter außen liegenden Nebenmaxima ebenfalls Satelliten entstehen, die als Halo das Paket des Nominalorbits begleiten. Erste Betriebserfahrungen mit HERA hatten schon gezeigt, daß diese Effekte für HERA nicht relevant sind. Die Bezeichnung Halo für transversal aus dem Strahl diffundierende Teilchen im weiteren Sinne ist allerdings üblich [Sei95].

Bei den weiteren Betrachtungen wird also angenommen, daß in transversaler Ausdehnung ein Gaußsches Strahlprofil vorliegt. Abgesehen davon, daß eine geringe Emittanz Voraussetzung für optimale Luminosität ist, ist die Apertur eines Beschleunigers begrenzender Faktor für die Emittanzwerte. Die Apertur ist der Öffnungs-/Durchlaß-Bereich an der engsten Stelle eines Beschleunigerumlaufs.

Weit vom Nominalorbit abliegende Teilchen gehen durch Kollision an innersten Teilen der Beschleunigerapparatur (Kollimatoren, Flansche, Übergangsstücke, ...) aus dem Strahl verloren. Dabei verursachen insbesondere die Protonen durch hadronische Wechselwirkung mit einem Metallatomkern bei Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 57$ GeV, $\beta \approx 1$ größere Teilchenschauer, die sich weiterhin in der ursprünglichen Richtung des Strahls ausbreiten. Ihre hadronische Komponente wird üblicherweise schnell absorbiert. Entstehende Myonen können allerdings aufgrund ihres geringeren Wirkungsquerschnittes (vgl. Abschn. 2.3) bis in weit von dem ursprünglichen Schauerpunkt entfernte Stellen vordringen. Insbesondere vor den Wechselwirkungszonen der Experimente, also stromaufwärts auf den Protonenstrahl bezogen, entstehen „Halo-Myonen“, die sehr häufig die Detektoren erreichen, um dort eine der Hauptuntergrundquellen für die Auslösebedingungen darzustellen. Auch einige besondere Auswertungen [ASc96; Pie96] können noch zu einem großen Teil derartige Untergrundereignisse enthalten.

1.3 Kinematische Größen

Die Kollision zweier Teilchen kann man vom Blickpunkt der Streuung zweier gleichberechtigter Partner oder aber der Streuung eines kleinen, elementaren Sondenteilchens an einem nicht notwendigerweise elementaren Zielobjekt (engl.: *target*) betrachten. In der Elektron-Proton-Streuung (kurz ep-Streuung) findet vor allem letzteres Bild Anwendung. In diesem Kapitel wird, ausgehend vom einfachsten Fall der inklusiven ep-Streuung, der Formalismus zur Beschreibung der Kinematik bis hin zu exklusiven Endzuständen mit einem zusätzlichen Leptonpaar ($\ell^+\ell^-$) entwickelt. Die allgemeinen, an Feynmangraphen angelehnte, Diagramme zeigt Abb. 9 für den in dieser Arbeit relevanten Fall der Positron-Proton-Streuung. Die Vierervektoren der einlaufenden Teilchen, Elektron oder Positron (e^+) und Proton (p) werden mit k^μ und P^μ bezeichnet. Geeigneterweise werden zur Beschreibung der Reaktion lorentzinvariante Größen benutzt. Die Masse des Elektrons $m = \sqrt{k^\mu k_\mu}$ wird gegenüber der des Protons $M = \sqrt{P^\mu P_\mu}$ und beide meistens gegenüber anderen Energien an vielen Stellen vernachlässigt werden können. Weiterhin gelten die Abkürzungen für die Anfangsenergie $E_\text{e} = E = k^0$ und Endenergie $E' = k'^0$ des Elektrons. Das Quadrat der maximal verfügbaren Energie im Schwerpunktsystem ist durch die MANDELSTAM-Variable [Man59]

$$s = (P + k)^2 \approx 2Pk \approx 4E_\text{e}E_\text{p} \tag{1}$$

gegeben.

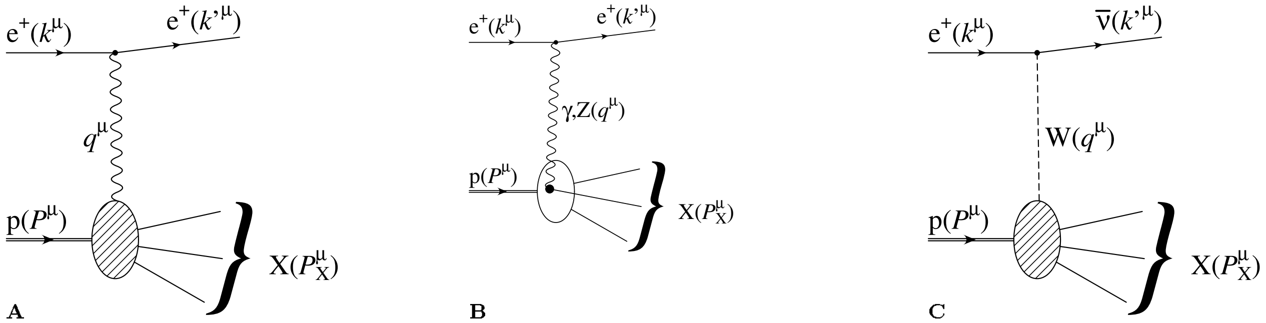


Abbildung 9: Graphen der inklusiven ep-Streuung:

A quasi-kohärente Streuung über ein Photon am Proton als Ganzen; in diesem Bild kann das Proton auch intakt bleiben (elastische Streuung, $P_{\mathrm{X}}^2 = M^2$).

B Streuung bei genügend hohem Impulsübertrag löst die Protonstruktur auf und läßt sich als Streuung an einem quasi-freien „Parton" beschreiben. Für genügend große Impulsüberträge Q^2 kommt außer dem γ die Wirkung der schwachen Eichbosonen, Z^0 und $\mathrm{W}^{\pm}$, zum Tragen.

C Der Austausch eines W-Bosons (geladenen Stroms) hat zur Folge, daß das auslaufende Lepton ein Neutrino (ν) ist, welches nicht im Detektor nachgewiesen wird.

Parameter der inklusiven Streuung

Zur Charakterisierung der ep-Streuung zieht man, vergleichbar mit den klassischen Parametern ϑ, φ des nichtzentralen Stoßes den LORENTZskalar

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

heran. Diese Größe wird Impulsübertrag genannt. Die eineindeutige Beziehung zwischen der Observablen ϑ und der Lorentzinvarianten Q^2 wird weiter unten hergeleitet ((14), S. 23). In unserem einfachen Fall der

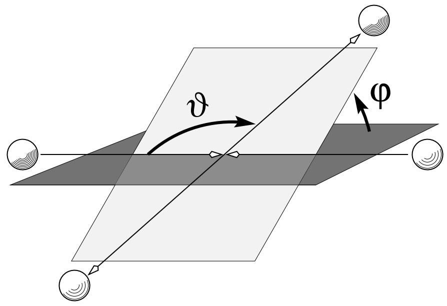


Abbildung 10:
Klassische Stoßparameter. Die Topologie wird vollständig durch den Azimut φ zwischen Einfalls- und Streuebene sowie den Polarwinkel ϑ der Streurichtung beschrieben. Die Einfallsebene ist nicht festgelegt, sofern die Reaktionspartner vor dem Stoß keine Richtung auszeichnen.

unpolarisierten Streuung, wie sie auf Abb. 10 dargestellt wird, ist die Reaktion unabhängig vom Azimutwinkel φ, weil es keine ausgezeichnete Richtung aufgrund der relativen Spinausrichtungen von e und p gibt. Hierzu sei kurz erwähnt, daß zwar die Elektronen einen transversal zur Bewegungsrichtung ausgerichteten Spin haben (vgl. S. 13, [Sok64]), dieser Zustand aber dadurch eine unbestimmte Helizität hat, sodaß bei Streuung an den unpolarisierten Protonen über alle Spinzustände gemittelt wird (vgl. S. 91). Diese Situation ändert sich, wenn bestimmte exklusive Zwischen- oder Endzustände betrachtet werden. Denn dann werden die relativen Winkel der Reaktionsprodukte zueinander korreliert und können gewisse Richtungen gegenüber anderen auszeichnen.

Der Endzustand oder vielmehr das Endprodukt des Protons kann im allgemeinen Fall beliebig kompliziert aussehen und wird zunächst mit X bezeichnet (Abb. 9). Damit ist (mindestens) ein weiterer Parameter zur Charakterisierung dieses Endzustandes nötig. Sei der Viererimpuls $P_{\mathrm{X}}^{\mu} = \sum_i p_i^{\mu}$ die Summe über alle auftretenden Teilchen außer dem gestreuten Lepton, dann wird zunächst deren invariante Masse $M_{\mathrm{X}} = \sqrt{P_{\mathrm{X}}^2} > M$ als Parameter zur Beschreibung des Endzustandes oder, anders gesagt, der Inelastizität des Stoßes herangezogen. Die Endzustandsenergie des Elektrons ist also nicht nur vom Streuwinkel abhängig. Daher charakterisiert auch der Energieverlust des Elektrons (im Ruhesystem des Protons)

$$\nu = \frac{Pq}{M} \overset{\vec{P}=\vec{0}}{\equiv} E - E' \quad \text{oder auch} \quad y = \frac{Pq}{Pk} \overset{\vec{P}=\vec{0}}{\equiv} \frac{E - E'}{E} \tag{3}$$

die **Inelastizität*** der Reaktion. Diese beiden Variablen Q^2 und ν (bzw. y) reichen völlig aus, um ein Ereignis zu beschreiben, wenn man den genauen hadronischen Endzustand nicht in die Messung einbeziehen kann oder will. Man kann die Reaktion aber auch aus der Sicht des Protons betrachten. Diese Sichtweise wird später benutzt, wenn der Fall betrachtet wird, daß an Proton- und Elektron-Vertex nicht über dasselbe Photon miteinander verbunden sind.

Ob die Reaktion als Streuung am Proton als Ganzes (Abb. 9**A**), einem darin enthaltenen Parton (Abb. 9**B**) oder irgendeinem Zwischen- oder Mischzustand davon zu betrachten ist, wird über den Björken-Parameter [Bjo69]

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{ys} \tag{4}$$

bestimmt. Seine Bedeutung wird klar, wenn man den Impulsübertrag nach den Variablen des Protonvertizes auflöst:

$$Q^2 = -q^2 = -(P - P_\mathrm{X})^2 = -M^2 - M_\mathrm{X}^2 + 2P(P+q) = M^2 - M_\mathrm{X}^2 + 2M\nu \tag{5}$$

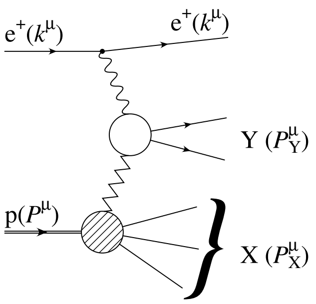
Für die elastische Streuung, bei der das Proton intakt bleibt ($P_\mathrm{X}^2 = P^2 = M^2$), gilt also $Q^2 = 2M\nu \Rightarrow x = 1$.

Elektron-Parton-Streuung

Nach Feynman und Björken läßt sich jede inelastische Elektron-Proton-Kollision als elastische Elektron-Parton-Kollision beschreiben, sodaß man bei der Beschreibung der Inelastizität vom Proton oder vielmehr seinen Konstituenten ausgehen kann. Daher wird jetzt der Graph in Abb. 9**B** als elastische Parton-Elektron-Streuung mit der Schwerpunktsenergie (zum Quadrat) $\hat{s} = xs \Rightarrow 1 = \frac{Q^2}{y\hat{s}}$ gedeutet. Anders herum erhält man genau diesen Zusammenhang, wenn für den Partonanteil am Viererimpuls $p = xP$ angesetzt wird. Die Partonen können mit den im Proton enthaltenen Quarks im weitesten Sinne, also Valenz- und Seequarks, identifiziert werden. Das anschauliche Bild des Partonanteils am Proton-(Vierer-)Impuls ist jedoch nicht ganz korrekt, zum Beispiel z. B. folgt aus $\vec{P} = 0 \Rightarrow \vec{p} = x\vec{P} = 0$, also keine Bewegung innerhalb des Protons, was in einer strengeren Herleitung durch die Annahme vernachlässigbarer Partonmassen ($\sqrt{p \cdot p} \ll E_\mathrm{p}$) oder Transversalimpulse ($p_\perp \ll p\vec{p} \cdot \vec{P} \approx x\vec{P}^2$, *infinite momentum frame*) formal verbessert werden kann.

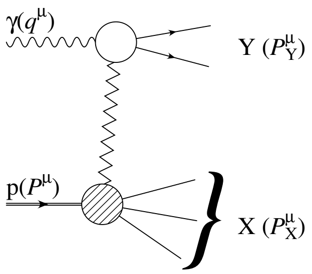
Exklusive Endzustände

Die bisher gemachten Bemerkungen und Definitionen galten ohne Unterschied für jegliche Art von Reaktion ep $\rightarrow$ eX, obwohl dabei oft auf die allgemeinste Betrachtungsweise, den inklusiven Ein-Boson-Austausch, oder sogar nur den Ein-Photon-Austausch, nach Abb. 9, Bezug genommen wurde. Läßt man diesen Hauptanteil am ep-Wirkungsquerschnitt beiseite, so führt der nächsteinfache Fall auf eine kinematische Konstellation wie in Abbildung Abb. 11. Dort sind nun zwei getrennte Teile des hadronischen Endzustandes, X und Y, zu unterscheiden. Der Ausdruck hadronischer Endzustand findet auch dann Anwendung, wenn — zum Beispiel in einem elektroschwachen Prozeß — statt Hadronen in Y nur Leptonen entstehen.



◁ *Abbildung 11:* Diffraktive ep-Streuung, in der der Endzustand X+Y deutlich getrennt ist

Abbildung 12: Erzeugung des Endzustandes Y in Photon-Proton-Kollision. Die vermittelnde Zickzacklinie steht für eine hier nicht weiter spezifizierte Wechselwirkung zwischen Photon und Proton. Einzige Bedingung ist, daß sie netto keinen Austausch von Farbquantenzahlen vermittelt. ▷



Hier wird zunächst nicht auf die Dynamik, also die zugrundeliegenden Modelle der Wechselwirkungen und Prozesse für solche Endzustände eingegangen. In den meisten Fällen sind die einzelnen Bestandteile des hadronischen Endzustandes nicht klar voneinander zu unterscheiden, weil die starke Wechselwirkung (Farbladungen) sie aneinander bindet und bei der Hadronisierung für eine kontinuierliche, zusammenhängende Teilchenverteilung im Endzustand sorgt. Demzufolge entsteht eine Lücke (das sogenannte *rapidity gap* — um das Kriterium relativistisch invariant zu formulieren, s. Rapidität S. 21), die einen separaten, isolierten Zustand Y neben X erkennen läßt, nur dann, wenn die Wechselwirkung über einen Mechanismus stattfindet,

* im Vgl. oder Ggs. dazu siehe auch (7), S. 20

der keinen Austausch von Farbladungen vermittelt. Offensichtliche Kandidaten dafür sind elektroschwache Eichbosonen (γ, W, Z) und das hypothetische oder Quasi-Teilchen Pomeron ($\mathbb{P}$) der Regge-Theorie ([Fra63; Omn63] oder Abschn. 5.6, S. 104). Die weiteren kinematischen Betrachtungen werden also ungeachtet der genauen Natur dieser oder anderer Austauschteilchen durchgeführt, unter der einzigen Annahme, daß sie in der Summe ihrer Wirkung keine Farbladung austauschen dürfen und unter Benutzung der Bezeichnung $\mathbb{P}$, womit im allgemeinen Fall auch ein Photon oder ein anderes Vektorboson gemeint sein kann.

Für viele theoretische Überlegungen ist es sinnvoll, auch den Graphen mit dem Endzustand X + Y (Abb. 11) wieder zu einer 2→2-Reaktion (Abb. 12) zu vereinfachen. Damit wird HERA praktisch zu einem γp-Beschleuniger mit Photonen variabler Energie $E_\gamma = q_0$ und Virtualität $Q^2 = -q^2$. Diese Reaktion $\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{XY}$ wird auch wieder durch ein Tripel lorentzinvarianter kinematischer Variablen beschrieben. Und obwohl die (historisch bedingte) Wahl der Bezeichnungen ein intuitives Wiedererkennen erschwert, ist das Schema identisch. Tab. 1 zeigt die Parallelen der Definitionen in beiden Betrachtungsweisen. An die Stelle von (Q^2, y, s) zur Bestimmung eines Phasenraumpunktes in $\mathrm{ep} \to \mathrm{eX}$ treten $(t, z, W_{\gamma\mathrm{p}})$ in $\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{XY}$.

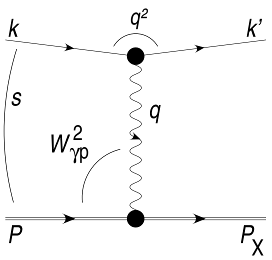
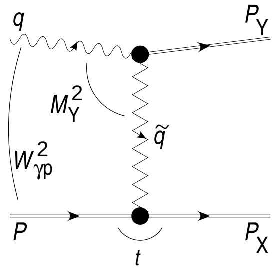
$\mathrm{ep} \to \mathrm{eX}$: $x; y; Q^2$	$\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{XY}$: $W_{\gamma\mathrm{p}}; z; t$
	
$s = (P+k)^2 = 2Pk$	$W^2_{\gamma\mathrm{p}} = (q+P)^2 = M^2 - Q^2 + 2Pq \approx ys - Q^2$
$y = \dfrac{Pq}{Pk}$	$z = \dfrac{PP_\mathrm{Y}}{Pq} = 1 - \dfrac{P\tilde{q}}{Pq}$
$-q^2 = Q^2 = xys \approx 2kk'$	$-t = W^2_{\gamma\mathrm{p}}(1-z)\xi \approx 2qP_\mathrm{Y}$
$x = \dfrac{Q^2}{ys} = \dfrac{kk'}{Pq}$	$\xi = \dfrac{P_\mathrm{Y}q}{P\tilde{q}} = \dfrac{P_\mathrm{Y}q}{Pq(1-z)} = \dfrac{x_\mathbb{P}}{1-z}$
$xy = \dfrac{Q^2}{s} = \dfrac{kk'}{kP}$	$x_\mathbb{P} = \dfrac{q(P-P_\mathrm{X})}{qP} = \dfrac{qP_\mathrm{Y}}{qP} = (1-z)\xi$
$\nu = \dfrac{Pq}{M}$	$\tilde{\nu} = \dfrac{P\tilde{q}}{M} = \dfrac{P(q-P_\mathrm{Y})}{M} = (1-z)\nu$

Tabelle 1: Gegenüberstellung der kinematischen Variablen im ep- bzw. γp-Bild. Die Hilfsvariable $\tilde{q}$ ist definiert durch

$$\tilde{q} = P_\mathrm{X} - P = q - P_\mathrm{X}; \tilde{q}^2 = t.$$

Dem Tripel $(s; y; Q^2)$ der ep-Streuung entspricht der Variablensatz $(W_{\gamma\mathrm{p}}; 1{-}z; t)$ in der γp-Streuung. Diese Variablen beschreiben die entsprechende Kinematik des Streuprozesses jeweils vollständig (bis auf Rotation um die Kollisionsachse).
Die Gleichheitszeichen entsprechen in den meisten Fällen (relativistischen) Näherungen und gelten für kleine Impulsüberträge, also $Q^2 \ll W_{\gamma\mathrm{p}}, s$.
Das mit einer Zickzacklinie gekennzeichnete Austauschteilchen $(\tilde{q}, \mathbb{P})$ zwischen dem Proton und dem oberen Ast des Graphen ist nicht immer mit hadronischer Wechselwirkung gleichzusetzen.

Die verfügbare Energie im γp-Schwerpunktsystem $W_{\gamma\mathrm{p}}$ ergibt sich aus

$$W^2_{\gamma\mathrm{p}} = (q+P)^2 = q^2 + 2Pq + M^2 = q^2 + y(s - M^2 - m^2) + M^2 \approx ys - Q^2, \tag{6}$$

wobei die Näherung für $m^2, M^2 \ll ys$ gültig ist. Da die Wechselwirkung zwischen Photon und Proton nicht weiter spezifiziert werden soll, wird der Energieübertrag des einlaufenden Photons auf den Endzustand Y im Ruhesystem des Protons als **Elastizität**

$$z = \frac{P_\mathrm{Y}P}{qP} \overset{\vec{P}=0}{=} \frac{E_\mathrm{Y}}{E_\gamma} \tag{7}$$

definiert. (Diese Definition ist komplementär zum vergleichbaren y aus (3); vgl. Tab. 1.) Je kleiner z wird, desto mehr Energie gibt das Photon an das Proton ab, weswegen diese Größe in diesem Zusammenhang auch Elastizität genannt wird. Anhand des Kriteriums $z \approx 1$ wird die Erzeugung des Endzustandes Y elastisch genannt. Der sogenannte Impulsübertrag zwischen Proton und Photon wird durch die Mandelstam-Variable

$$t = (P_\mathrm{X} - P)^2 = (q - P_\mathrm{Y})^2 \tag{8}$$

ausgedrückt.

Diese drei Variablen sind analog zu (4) über

$$W_{\gamma\mathrm{p}} = \frac{-t}{\xi(1-z)} \tag{9}$$

miteinander verknüpft, sodaß bei gegebener Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ nur zwei von ihnen unabhängig sind. In der Terminologie der diffraktiven Physik werden die beiden Variablen ξ und z über die Größe

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{q(P_\mathrm{X} - P)}{qP} = (1-z)\xi$$

verknüpft, sodaß ein Ereignis bis auf die Azimutwinkel durch die vier Variablen $(Q^2; y; z; x_{\mathbb{P}})$ oder ein äquivalentes Quadrupel vollständig bestimmt ist. Eine besondere Rolle kommt dabei der invarianten Masse des Endzustandes Y,

$$M_\mathrm{Y}^2 = (q-\tilde{q})^2 = q^2 + t - 2q\tilde{q} = q^2 + t + 2x_{\mathbb{P}}qP \approx q^2 + t + x_{\mathbb{P}}ys, \tag{10}$$

zu. Falls im Kanal Y eine Resonanz erzeugt wird, so wird offensichtlich der kinematische Bereich durch diese Zwangsbedingung eingeschränkt. Aber diese Zwangsbedingung erlaubt nicht die Eliminierung einer weiteren Variablen.

In Abschn. 1.4 wird beschrieben, wie diese LORENTZ-Invarianten aus den gemessenen Größen des Endzustandes berechnet werden können. Sobald der Endzustand genauer spezifiziert ist, können weitere Winkelbeziehungen zwischen den einzelnen Teilchen des Endzustandes definiert werden. In dieser Arbeit wird der Teil Y zumeist aus einem Elektron-Positron-Paar bestehen. Die dafür maßgeblichen Winkel und Beziehungen werden im Theorieteil (Abschn. 5.7, S. 111) sowie in Bezug auf die Rekonstruktion auch im Analyseteil (Abschn. 7.7) genauer behandelt. Für die Beschreibung der Paarerzeugung ebenfalls nützlich ist die Größe Rapidität, die im nächsten Abschnitt definiert wird.

Rapidität

Im vorigen Abschnitt wurde schon angedeutet daß das Photon-Proton-Schwerpunktsystem (γp) für die Beschreibung bestimmter Prozesse besser geeignet ist als das experimentell leichter zugängliche HERA-Laborsystem oder auch das ep-Schwerpunktsystem. Allerdings ist die konkrete Wahl der Transformation in zum Beispiel das Parton-Elektron-Schwerpunktsystem (xp e) oder das γp-Schwerpunktsystem aufgrund der nicht konstanten Partonimpuls(anteil)e x und y bei jedem Ereignis eine andere und muß daher für jedes Ereignis individuell bestimmt werden. Diese Tatsache birgt hingegen auch den Vorteil, daß trotz konstanter Maschinenbedingungen bei vielen verschiedenen Schwerpunktsenergien dieser Sub-Reaktionen gleichzeitig gemessen wird.

Abb. 13 zeigt im Überblick eine anschauliche Zusammenfassung der Verhältnisse innerhalb der Teilreaktionen **A**: p+e, **B**: (p $\to$ q)+e und **C**: (e $\to \gamma$)+p und die dafür jeweils auftretenden Schwerpunktsenergien als Funktion der lorentzinvarianten kinematischen Variablen. Man erkennt, daß das Schwerpunktsystem der

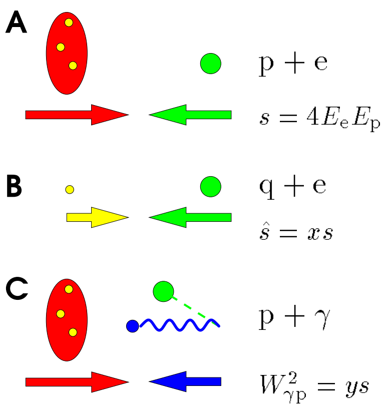


Abbildung 13:
Übersicht der kinematischen Verhältnisse in den verschiedenen Bezugssystemen mit Hilfe des Parton-Bildes: Von der Schwerpunktsenergie der

- ep-Kollision (**A**), s,

stehen

- im eq-System (**B**) xs und
- im γp-System (**C**) ys

zur Verfügung. So gesehen entsprechen x und y den Impulsanteilen von Quark beziehungsweise Photon an Proton- und Elektron-Impuls.

untersuchten Reaktion nicht festliegt, sondern von Ereignis zu Ereignis in Abhängigkeit von x oder y variiert. Eine LORENTZ-Transformation entlang $\hat{z}$ ist fast immer nötig, um verschiedene Ereignisse untereinander oder deren Verteilungen mit Modellen vergleichen zu können. Das ist die Motivation dafür, die Rapidität

$$Y = \ln\sqrt{\frac{p^+}{p^-}} = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{p^0+p^3}{p^0-p^3}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right) \tag{11}$$

für ein Teilchen mit Viererimpuls p^μ zu benutzen, die einer sehr einfachen Transformationsvorschrift gehorcht: Bei einer LORENTZ-Transformation entlang $\hat{z}$ wird lediglich ein konstanter Wert addiert:

$$Y \mapsto Y + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) = Y + \omega.$$

Der so definierte Abstand zweier Teilchen (in Richtung des Polarwinkels) ist daher lorentzinvariant wenn er durch $\Delta Y = Y_1 - Y_2$ definiert wird. Der Polarwinkel φ ist relativistisch invariant, sodaß auch zum Beispiel $\mathcal{R}^2 = \Delta Y^2 + \varphi^2$ invariant ist. Da zumeist relativistische Teilchen ($E \approx p$) betrachtet werden, kann (11) näherungsweise berechnet werden als

$$Y \approx \ln\sqrt{\frac{p + p\cos\vartheta}{p - p\cos\vartheta}} = -\ln\sqrt{\frac{\frac{1}{2}(1-\cos\vartheta)}{\frac{1}{2}(1+\cos\vartheta)}} = -\ln\left(\tan\frac{\vartheta}{2}\right) = \eta, \tag{12}$$

was Pseudorapidität genannt wird. Man überprüft mit etwas Rechenaufwand die Beziehungen

$$\sinh\eta = \frac{1}{\tan\vartheta} = \sinh Y\sqrt{\frac{m^2}{p_\perp^2}+1},$$

die die Gültigkeit der Näherung (12) in allgemeiner Form vermitteln. Man erkennt, daß sie für die Grenzfälle $Y = \pm\infty$ und $Y = 0$ erfüllt ist, sowie für die in dieser Arbeit untersuchten Elektronen aufgrund der Selektionsbedingung $p_\perp > 1$ GeV/c (Tab. 26, S. 126) im gesamten Detektor.

Die Rapidität kann auch dazu benutzt werden, um ein Maß für die Bewegung des Schwerpunktsystems zu berechnen. Für das ep-Schwerpunktsystem von HERA gilt:

$$Y_\bullet = Y(\beta_\bullet) = \ln\sqrt{\frac{E_\mathrm{p}}{E_\mathrm{e}}} = 1{,}697, \quad \text{mit } \beta_\bullet = \frac{E_\mathrm{e}-E_\mathrm{p}}{E_\mathrm{e}+E_\mathrm{p}} = 93{,}5\ \% \tag{13}$$

wobei sich alle mit $\bullet$ gekennzeichneten Variablen auf das ep-Schwerpunktsystem beziehen.

Eine weitere Anwendung ist die allgemeine Kinematik bei Paarerzeugung [Pes95, §17.4], welche ursprünglich für die Beschreibung von Drell-Yan-Prozessen $\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}} \to \ell\bar{\ell}$ [Dre70] eingeführt wurde und in dieser Arbeit bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Leptonpaarerzeugung (Abschn. 5.2). Zur Erläuterung

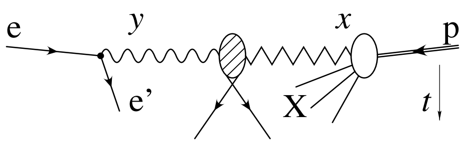


Abbildung 14:
Zur Kinematik der Paarerzeugung bei HERA: Aus dem Elektron und aus dem Proton werden jeweils „Partonen"mit dem Impuls(bruchteil) x und y abgespalten, die über einen hier nicht weiter betrachteten Zwischenprozeß zu einem Leptonpaar verschmelzen.
Die Variable x war in Tab. 1 (S. 20) $x_{\mathbb{P}}$ genannt worden.

ist in Abb. 14 noch einmal der Graph aus Abb. 11 für den Sonderfall $\mathrm{Y} = \ell^+\ell^-$ und etwas umsortiert in Anlehnung an die räumlichen Verhältnisse bei der Kollision dargestellt. In erster Näherung wird angenommen, daß sich die Transversalimpulse der beiden Leptonen zu Null addieren, sodaß nur Verschiebungen entlang der $\hat{z}$-Achse in Betracht kommen. Die Rapidität des Leptonpaares wird mit $Y_{\ell\ell}$, die Rapidität der einzelnen Leptonen mit $y_\pm$ bezeichnet. Dieselben Größen werden zu $Y^*_{\ell\ell}$ und $y^*_\pm$ in das Ruhesystem des Leptonpaares $(*)$ transformiert. Dort haben beide Leptonen entgegengesetzte Rapidität, $0 = y^*_+ + y^*_- = y_+ + Y_{\ell\ell} + y_- + Y_{\ell\ell}$, womit die Rapidität des Leptonpaares

$$Y_{\ell\ell} = \tfrac{1}{2}(y_+ + y_-)$$

der Wert ist, mit dem man in dieses Ruhesystem transformiert. Die Rapidität der Leptonen im Ruhesystem ist

$$y^* = y^*_+ = -y^*_- = \tfrac{1}{2}(y_+ - y_-).$$

Für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten sind diese Variablen mit den (relativen oder normierten) Partonimpulsen x und y aus Abb. 14 wie folgt in Verbindung zu setzen. Dazu wird zunächst angenommen, im ep-Schwerpunktsystem ($\bullet$) haben die Partonimpulse die Größe $y\sqrt{s}/2$ und $x\sqrt{s}/2$ und ihre transversalen Komponenten seien vernachlässigbar gegenüber den longitudinalen. Dann ergibt sich für die Rapidität des Leptonpaares im ep-Schwerpunktsystem für die Näherung kleiner Partonmassen

$$Y^\bullet_{\ell\ell} = \frac{1}{2}\ln\frac{(E+cp_z)^\bullet_{\ell\ell}}{(E-cp_z)^\bullet_{\ell\ell}} \approx \frac{1}{2}\ln\frac{x+y+x-y}{x+y-x+y} = \frac{1}{2}\ln\frac{x}{y}$$

und mit (13) für das Laborsystem

$$Y_{\ell\ell} = Y^\bullet_{\ell\ell} + Y_\bullet = \frac{1}{2}\ln\frac{xE_\mathrm{p}}{yE_\mathrm{e}}.$$

Die zweite unabhängige Variable ist offensichtlich die invariante Masse des Leptonpaares,

$$m^2_\mathrm{ee}c^4 = (P^\bullet_\gamma + P^\bullet_\mathrm{IP})^2c^2 \approx 4\,x\frac{\sqrt{s}}{2}\,y\frac{\sqrt{s}}{2} = sxy,$$

die ebenfalls sich leicht im ep-Schwerpunktsystem ausrechnen läßt. (Man beachte die nicht zu (4) kompatible Verwendung von x anstelle von x_IP und den Bezug zu (10). Es sei auch angemerkt, daß Variablen weiterer Freiheitsgrade in der Annahme verschwindender Transversalimpulse absorbiert werden.) Diese Gleichungen können in Bestimmungsgleichungen für die Partonimpulse umgeformt werden:

$$x = \frac{m_\mathrm{ee}c^2}{\sqrt{s}}e^{Y_{\ell\ell}}; \quad y = \frac{m_\mathrm{ee}c^2}{\sqrt{s}}e^{-Y_{\ell\ell}}.$$

Aus diesen Gleichungen ist schon abzulesen, in welcher Form die Rapidität der Leptonen mit den kinematischen Größen zusammenhängt. Diese Beziehung wird noch genauer im Abschn. 5.5 bestimmt werden. Weiterhin erlaubt diese recht einfache Beziehung einen Schnitt bei der Integration von Wirkungsquerschnitten, was in Abschn. 5.2 zur Anwendung kommt. Der Formalismus der Rapidität erlaubt auch gerade dort die einfache Transformation von differentiellen Wirkungsquerschnitten zwischen Laborsystem und einem Bezugssystem, das für die Integration angebrachter ist. Schließlich ist ein experimenteller Aspekt zu erwähnen, der der Besonderheit von LORENTZ-Transformationen bei der Selektion von Teilchen Rechnung trägt: Die Rapidität als Meßgröße erlaubt eine lorentzinvariante Bewertung der Entfernung zweier Teilchen in Richtung des Polarwinkels.

1.4 Observable

Die im vorigen Abschnitt definierten lorentzinvarianten kinematischen Variablen sind nicht direkt der Messung zugänglich, sondern werden stattdessen aus Observablen des Endzustandes mit endlicher Auflösung berechnet. Wenn alle Teilchen des Endzustandes gemessen werden, dann liegt ein überbestimmtes Gleichungssystem vor, sodaß die jeweils günstigste Kombination von Observablen gewählt werden kann. Das ist in dieser Arbeit in der Regel nicht der Fall, und die folgende Diskussion geht daher nicht über die wichtigsten Bestimmungsmethoden für inklusive Betrachtung eines Ereignisses hinaus. Spezielle Ausführungen für den exklusiven Fall aus Abb. 11 mit einem Leptonpaar im Endzustand werden bei der Beschreibung der Selektion (Abschn. 7.7) gemacht.

Die Kinematik $(Q; x; y)$ kann vollständig aus den beiden Meßgrößen Energie E_e und Polarwinkel ϑ des gestreuten Elektrons bestimmt werden. Es ergibt sich für den Impulsübertrag

$$\begin{aligned} q^2c^2 = (k-k')^2c^2 &= -\,2\left(-m^2c^4 - EE' + c^2\vec{k}\vec{k}'\right) \\ &\approx -\,2EE'(1+\cos\vartheta) \qquad \text{für } mc^2 \ll E \text{ und mit } \sphericalangle(\vec{k};\vec{k}') = \pi - \vartheta \\ &= -\,4EE'\cos^2\frac{\vartheta}{2}. \end{aligned} \tag{14}$$

Die Inelastizität bestimmt man aus

$$
\begin{aligned}
y = \frac{Pq}{Pk} &= 1 - \frac{Pk'}{Pk} \\
&\approx 1 - \frac{E_{\mathrm{p}} E' - E_{\mathrm{p}} \hat{z} c \vec{k}'}{2 E_{\mathrm{p}} E_{\mathrm{e}}} \\
&\approx 1 - \frac{E'}{2E_{\mathrm{e}}} (1 - \cos\vartheta) \\
&= 1 - \frac{(E - cp_z)_{\mathrm{e}}}{2E_{\mathrm{e}}} = \frac{(E - cp_z)_{\mathrm{X}}}{2E_{\mathrm{e}}} .
\end{aligned}
\tag{15}
$$

Im letzten Schritt ist ausgenutzt worden, daß sich die longitudinale Impuls-Energie-Bilanz $(E - cp_z)$, über den gesamten Endzustand genommen, gerade zu $2E_{\mathrm{e}}$ ergänzt (vgl. (48), S. 131). Der Index X bezieht sich also auf alle Endzustandsteilchen mit Ausnahme des Elektrons im Sinne von Abb. 9. Offensichtlich können Teilchen, die in Vorwärtsrichtung im Strahlrohr verlorengehen $(E \approx cp_z)$, in dieser Summe leicht vernachlässigt werden.

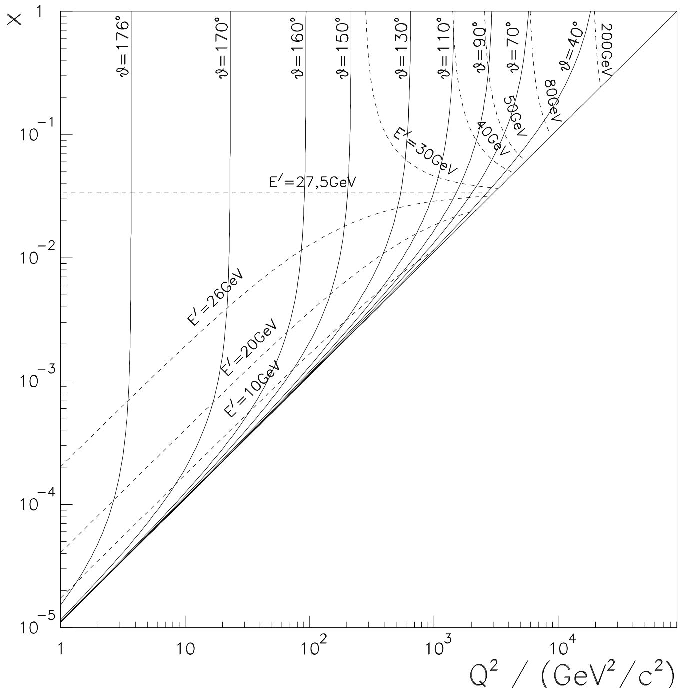


Abbildung 15:
Kinematische Ebene $(Q^2; x)$ mit Isolinien der Elektronvariablen, Polarwinkel ϑ und Energie E' für den Fall $E_{\mathrm{e}} \otimes E_{\mathrm{p}} = 27{,}5$ GeV $\otimes$ 820 GeV: Für den Fall $E' = E_{\mathrm{e}}$ ist $x = E_{\mathrm{p}}/E_{\mathrm{e}}$ konstant; hohe Streuenergien $E' \gg E_{\mathrm{e}}$ treten nur in Vorwärtsrichtung unterhalb bestimmter Polarwinkel auf.

Die Beziehungen (14) und (15) definieren über Gleichung (4) auch den Meßwert für die Variable x. Abb. 15 zeigt in der $(Q^2; x)$-Ebene den Verlauf der Isopolarwinkel- und Isoenergie-Linie des gestreuten Elektrons. Daraus kann man anschaulich den kinematischen Akzeptanzbereich ablesen, innerhalb derer ein Elektron nachgewiesen werden kann. Zusammen mit den Betrachtungen zum Verhalten des Wirkungsquerschnitts als Funktion von x und Q^2 im folgenden Abschnitt erkennt man auch, daß die wahrscheinlichste Situation diejenige ist, wo das gestreute Elektron mit einer Energie nahe E_{e} im Rückwärtsbereich des Detektors nachgewiesen wird oder öfter noch unter ganz großen Polarwinkeln im Strahlrohr ohne weiteren Nachweis entkommt. Diese Betrachtungen waren wesentlich für die Konzeption des in Kap. 2 beschriebenen Detektors.

1.5 Inklusive Wirkungsquerschnitte

Wie in Kap. 5 genauer beschrieben ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms, also Austausch von γ- und Z^0-Bosonen, in der ep-Streuung

$$
\frac{d^2\sigma(\mathrm{e}^{\pm}\mathrm{p})}{dx\, dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \mp (y - y^2/2) F_3(x, Q^2) \right) . \tag{16}
$$

Dabei liegen die Strukturfunktionen $F_i(x, Q^2)$ in der Größenordnung 10^0 und variieren nur leicht mit x und Q^2. Die wesentliche Abhängigkeit ist das Ansteigen mit Q^{-4} bei sehr kleinen Impulsüberträgen. Diese Ereignisse ($Q^2 \lesssim 1\ \mathrm{GeV}^2/c^2$,) werden als Photoproduktion definiert und machen offenbar den größten Anteil der Ereignisse aus. Betrachtet man noch einmal Abb. 15, so wird klar, daß aufgrund des Vorfaktors $\frac{1}{xQ^4}$ bei einer Messung von ep-Streuung die meisten Ereignisse in der linken unteren Ecke des Diagramms, also bei kleinen Streuwinkeln und relativ niedrigen Streuenergien liegen.

Ein Mensch kann nicht alles wissen,
aber etwas muß jeder haben, was er ordentlich versteht.
— G. Freytag (1816–95)

2. Das H1-Experiment

2.1 Experimentaufbau, Überblick

In der Halle Nord des HERA-Rings befindet sich der H1-Detektor. Abb. 16 zeigt eine Übersicht über seine Baugruppen und Funktionseinheiten im Gesamtschema. Protonen und Positronen, deren Erzeugung im vorigen Kapitel (Abschn. 1.2, S. 13 ff.) beschrieben wurde, werden in der Wechselwirkungszone in Kollision gebracht. Die Endprodukte dieser Reaktion werden in Spurkammern (Orts- und Impulsmessung geladener Teilchen), Kalorimetern (Orts- und Energiemessung) und gewisse Teilchen auch in einem der Myon-Systeme, andere innerhalb bestimmter kinematischer Bereiche wiederum in Spezialdetektoren nachgewiesen. Sämtliche in diesen Sub-Detektorgruppen erzeugten Signale werden in Echtzeit (bis zu fünfzig mal pro Sekunde) digitalisiert, komprimiert und der Datenerfassung zugeleitet. Eine ausführliche Übersicht des H1-Detektors befindet sich in [H1.97.1]. Im Vergleich zur dort beschriebenen Situation ist der in dieser Arbeit benutzte H1-Detektor (Jahre 1995–97) um das sogenannte Spaghetti-Kalorimeter (SpaKal, ab 1995) [H1.96.1] und die Siliziumdetektoren (ab 1996) [Pre96; H1.92] aufgerüstet worden.

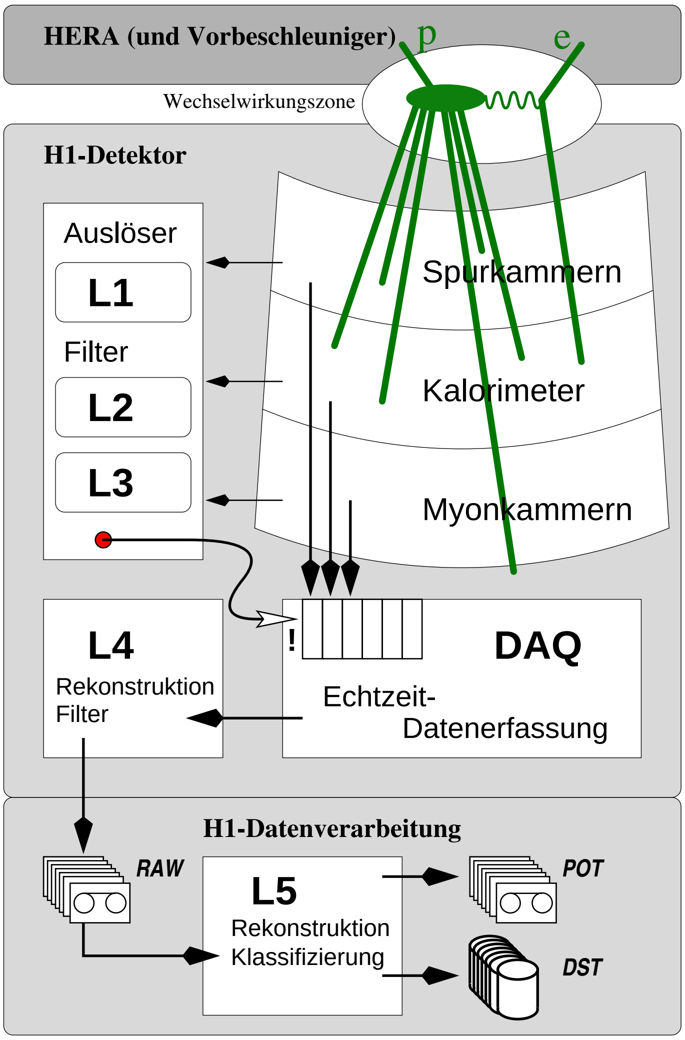


Abbildung 16:
Schematischer Überblick des H1-Experimentes — von der Erzeugung der kollidierenden Teilchen über Messung und Aufzeichnung zur Datenspeicherung (siehe auch Erläuterungen im Text):

Oben rechts ist die Wechselwirkungszone mit der zu messenden ep-Reaktion dargestellt. Die Endzustandsteilchen dieser Reaktion werden ihrer Natur gemäß in den Hauptdetektorkomponenten Spurkammern, Kalorimeter und Myonkammern nachgewiesen. Die Signale der Detektorkomponenten werden auf zwei Wegen benutzt, nämlich zunächst links im Bild in einer Art schneller Auswertung, um zu entscheiden, ob das jeweilige Ereignis beachtenswert ist. Ist diese Entscheidung einmal gefallen, so werden alle Detektoren mit der höchstmöglichen Präzision ausgelesen und den Puffern der Datenerfassung (Mitte rechts) übergeben.
Ist dieser Schritt vollzogen, so durchläuft jedes Ereignis zwei weitere Stufen der Auswertung (unten im Bild), deren Zwischenergebnisse jeweils auf Band aufgezeichnet werden. Darin werden jeweils die gemessenen Detektorsignale zur Teilchenidentifizierung zusammgesetzt (rekonstruiert) und jedes Ereignis anhand von Erkennungskriterien einem oder mehreren Prozeßtypen zugeordnet (klassifiziert).

Abbildung 17: Technische Zeichnung des H1-Detektors im Längsschnitt. Die Polarwinkel ϑ einiger Akzeptanzgrenzen ▹ sind angegeben; von vorn nach hinten 5°: Beginn der Akzeptanz der Vorwärtsspurkammern, 20°: Grenze zwischen FB/IF-Kalorimeterbereich, 25°: Beginn der Akzeptanz beider CJC, (34°–127°: Zentralbereich der Myonkammern,) 140°: Beginn des BBE-Kalorimeters, 151°: Beginn Akzeptanz des SpaKals, 160°: Ende der Akzeptanz beider CJC, 171°: Ende der Akzeptanz der CJC.

Die Entscheidung darüber, welche der 10^7 möglichen Zeitpunkte je Sekunde für ein Ereignis erfaßt und weiter verarbeitet werden, trifft ein zentraler Auslösemechanismus (engl.: *Central Trigger*) in vier Stufen (L1–L4, engl.: *level 1–4*). Die Stufen L1–L3 arbeiten vor der eigentlichen Datenerfassung, indem sie einige typische Detektorsignale auswerten. Naturgemäß ist diese Auswertung sehr viel gröber, als sie mit den endgültigen Daten möglich wäre. Diese sind aber erst nach dem Ausleseprozeß verfügbar, wenn die vollständigen Daten eines Ereignisses an die vierte Stufe (L4) weitergegeben werden. Diese ist eine die verschiedenen Ereignisse parallel verarbeitende Prozessorfarm, die darüber entscheidet, ob die erfaßten Ereignisse auf Rohdaten-Bänder (engl.: *RAW data*) geschrieben und somit für weitere Verwendungen archiviert werden.

Örtlich und zeitlich entkoppelt vom eigentlichen Experiment läuft als fünfte Stufe (L5) die Rekonstruktion der Rohdaten. Das geschieht in der Regel zweimal: zuerst möglichst zeitgleich zur aktuellen Datennahme für eine unmittelbare Überprüfung der Datennahme-Kette vom Experiment bis zu den Eingangsdaten der individuellen Analysen. Der zweite Durchgang (engl.: *reprocessing*) erfolgt nach Abschluß einer Jahreskampagne unter Berücksichtigung aller Kalibrationsergebnisse für die einzelnen Subdetektoren. Verschiedene Konzepte [Dag96] sind in der Vergangenheit ausprobiert worden. Als erfolgreich kann man bisher nur das einer 20-Prozessor-SGI-Maschine betrachten, die die in dieser Arbeit benutzten Daten der Jahre 1995, 1997 und zu einem großen Teil auch 1996 rekonstruiert und selektiert hat. In der Zukunft wird sie aus Gründen der Wirtschaftlichkeit durch eine 20-Prozessor-Linux-Farm ersetzt werden. Die von L5 rekonstruierten Ereignisse werden einer auf den endgültigen Meßdaten basierenden Ereignisklassifikation unterworfen. Diejenigen Ereignisse, die die Kriterien mindestens einer L5-Klasse (auch ECLASS genannt) erfüllen*, werden vollständig auf Band gespeichert (POT, engl.: *production output tape*). Eine Untermenge der Informationen pro Ereignis wird zum schnellen Zugriff während der individuellen Analysen auf einen zentralen Platten-Pool [Bau94] geschrieben, auf dem in der Regel alle Physik-Analysen stattfinden (DST, engl.: *data selection tape*, obwohl es sich heutzutage nicht mehr um Bänder handelt).

Die restlichen Abschnitte dieses Kapitels widmen sich den einzelnen Subdetektoren und der Datennahmeelektronik des H1-Detektors. Die vier Stufen des Auslösemechanismus werden im folgenden Kapitel (S. 47 ff.) beschrieben.

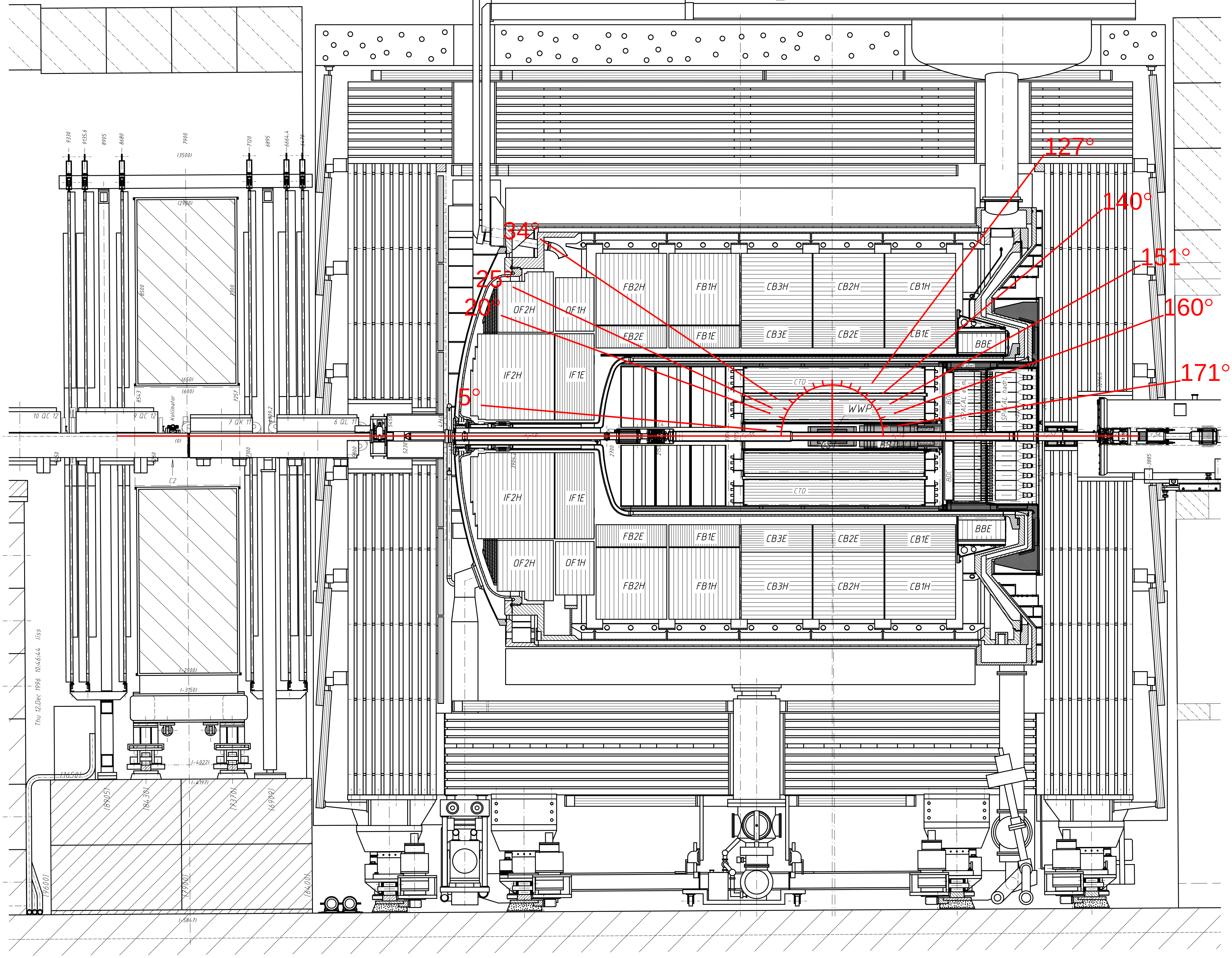
2.2 Detektor

Der Hauptteil des H1-Detektors ist auf der technischen Zeichnung in Abb. 17 sowie auf dem 3D-Schnittbild (Abb. 2, S. 12) zu sehen. Die $\hat{z}$-Achse des Koordinatensystems wird in die Protonrichtung gelegt, die auch die Vorwärtsrichtung definiert. $\hat{x}$ zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Ringes. Der Ursprung liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt der Protonen und Positronen. Für zweidimensionale Abbildungen der dreidimensionalen Apparatur findet die Zylinder- oder $\hat{r}\hat{z}$-Projektion Anwendung, in der alle Punkte $(x; y)$ auf eine radiale Koordinate $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ abgebildet werden. (Beispiele dafür sind unter anderem in dieser Arbeit auf S. 80, Abb. 59 oder S. 140, Abb. 113 zu finden.)

Um den Wechselwirkungspunkt herum befindet sich das Spurkammersystem, das fast vollständig von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter (FlAr) umgeben ist. Das FlAr-Kalorimeter selbst liegt in einem Kryostaten, der nur in Rückwärtsrichtung geöffnet ist. Diese Öffnung ist mit einem Spaghetti-Kalorimeter (SpaKal) ausgefüllt, das vor allem zur Messung der gestreuten Positronen dient. Die Kalorimeter werden von einer supraleitenden Spule umfaßt, die ein Magnetfeld $\vec{B}_0 \parallel \hat{z}$ der Stärke $|\vec{B}_0| = 1{,}16$ T zur Impulsmessung in den Spurkammern erzeugt. Ganz außen befindet sich die Eisenstruktur, die zweierlei Funktionen erfüllt: Zum einen wirkt sie als Rückführungs-Joch des magnetischen Flusses; zum anderen dient die darin enthaltene Instrumentierung zum Nachweis jener Teilchen, die im Kalorimeter nicht vollständig absorbiert werden. Das sind Ausläufer hadronischer Teilchenschauer und vor allem Myonen.

Die Kinematik (Abschn. 1.3) bevorzugt die Vorwärtsrichtung für die Endzustände. Deshalb ist dort ein Myon-Spektrometer mit Toroid-Magnet und Driftkammern aufgebaut. Weiter in dieser Richtung befinden sich dann ab 24 m (proton-)stromabwärts die Vorwärts-Proton-Detektoren (PRT, FPS, S. 42) und

* Das stimmt nicht ganz wegen der für manche Klassen exklusiv angewandten L5-Untersetzungsfaktoren. Diese spielen aber für die in dieser Arbeit ausgewerteten Ereignisse keine Rolle.


127°
140°
151°
160°
171°
34°
25°
20°
5°
FB2H
FB1H
CB3H
CB2H
CB1H
FB2E
FB1E
CB3E
CB2E
CB1E
OF2H
OF1H
IF2H
IF1E
BBE
CTD
WWP
SPACAL e.m.
SPACAL hadr.
BDC
10 QC 12
9 QC 12
7 QK 11
6 QL 11
Kollimator
Thu 12.Dec 1996 10:46:44 liss

ein Neutron-Kalorimeter (FNC, ibidem). In entgegengesetzter Richtung, den Positronen folgend, befinden sich die Detektoren des Luminositätssystems zur Messung von gestreuten Positronen und vor der Kollision abgestrahlten Photonen. Die Anordnung der äußeren oder peripheren Subdetektoren sind in Abb. 24 (S. 41) im Gesamtüberblick zu sehen.

2.3 Physikalische Grundlagen: Teilchenverhalten in Materie

Wie im Anhang (S. 212) hergeleitet findet man auf makroskopischen Distanzen im Detektor, also außerhalb des Vertexbereiches innerhalb des Strahlrohres, nur sieben Sorten von Teilchen $(\mathrm{e}, \mathrm{p}, \mathrm{n}, \nu, \mu, \pi^{\pm}, \mathrm{K}^{0})$, die unmittelbar von der ep-Reaktion herrühren. Vor allem in den hadronischen Sekundärreaktionen treten dann auch wieder schwerere Baryonen und Mesonen auf, die aber sogleich wieder zerfallen und nicht einzeln nachgewiesen werden. Für eine vollständige Übersicht der Wechselwirkungsarten sei auf Tab. 17 und die Fachliteratur [Kle92] verwiesen. Im folgenden werden die Prozesse ausführlich besprochen, die für den Teilchennachweis im H1-Detektor und insbesondere für diese Arbeit maßgeblich sind. Man teilt sie gemäß der Teilchensorten, die mit ihnen nachgewiesen werden, ein. Das Symbol A steht für einen Atomkern aus dem Detektormaterial.

- **Nachweis geladener Teilchen** durch
  - — Ionisierung, $\mathrm{eA} \to \mathrm{eA}^{+}\mathrm{e}^{-}$, und
  - — elektromagnetische Strahlung, $\mathrm{eA} \to \mathrm{eA}\gamma$.

  Bei letzterer sind hier die Übergangstrahlung und Szintillation von Belang, und für die Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse auch die Bremsstrahlung. Die Spektren dieser Prozesse sind jedoch sehr unterschiedlich.
- **Nachweis von Photonen** durch
  - — Paarbildung, $\gamma \to \mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-}$,
  - — Photoeffekt, $\gamma\mathrm{A} \to \gamma\mathrm{A}^{+}\mathrm{e}^{-}$,
  - — Compton-Streuung, $\gamma\mathrm{e} \to \gamma\mathrm{e}$.
- **Nachweis von Hadronen** durch Sekundärreaktionen, in denen wiederum geladene Teilchen und Photonen (und weitere Hadronen) entstehen.
- **Nachweis von Neutrinos** durch Sekundärreaktionen. Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnittes ist das nur in spezialisierten Detektoren und mit sehr geringer Effizienz möglich. In nicht dafür spezialisierten Detektoren wie den Beschleunigerexperimenten müssen Neutrinos dadurch identifiziert werden, daß Energie oder Impuls in der Gesamtbilanz eines Ereignisses „fehlen“.

Spurkammern und Kalorimeter benutzen zwei Extremsituationen desselben Phänomens: In einer Spurkammer wird in möglichst materiefreiem Raum die Bahn eines einzelnen Teilchens durch seine Wechselwirkung mit dem aktiven Detektormaterial verfolgt. In den Kalorimetern wird durch Wechselwirkung in sehr dichtem passiven Material eine Vielzahl von Sekundärteilchen erzeugt, welche dann direkt oder indirekt in ein elektrisches Signal konvertiert werden. Wenn man daher die durchlaufene Strecke eines Teilchens auf die durchquerte Materialdichte normalisiert, so ist die Entwicklung des entsprechenden Teilchenschauers sehr ähnlich, wenngleich in einem Kalorimeter üblicherweise um Größenordnungen dichter. Diese Erkenntnis ist Grundlage für die in dieser Arbeit vorgenommene Eichung der Elektronenergiemessung (Abschn. 7.7, S. 146 ff.). Die folgenden Abschnitte gehen zunächst auf das Verhalten eines einzelnen Teilchens in Materie ein; anschließend wird die Anwendung in verschiedenen Detektorbaugruppen des H1-Experiments erläutert.

Energieverlust geladener Teilchen in Materie

Für die Beschreibung dieser Vorgänge ist es nützlich, die Wirkungsquerschnitte der Elementarprozesse in die Größe

$$\text{Energieverlust pro durchlaufene Strecke} \equiv -\frac{dE}{dx}$$

umzurechnen. Die entsprechende Funktion der Form

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_{\mathrm{A}} e^4}{mc^2\beta^2}\frac{\rho Z}{A}\left(\ln\left(\frac{mc^2T}{2I^2}\right) + k\ln\left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) - \delta\right), \tag{17}$$

mit den charakteristischen Materialkonstanten Dichte ρ, Atomladung Z, Molmasse A (in atomaren Einheiten) und Ionisationsenergie I, der Elektronmasse m und der relativistischen Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c =$

p/E, geht auf Herleitungen von BETHE und BLOCH zurück. Für hohe Energien muß eine Dichtekorrektur δ (s. u.) berücksichtigt werden. Für Elektronen werden die Variablen $T = \frac{mc^2}{2\sqrt{1-\beta^2}}$ und $k = 1$; für alle anderen Teilchen gelten $T = 2mc^2, k = 2$ [Ste84]. In der Praxis wird diese BETHE-BLOCH-Funktion meist nur empirisch durch eine an Meßdaten angepaßte Parametrisierung beschrieben. Einzelheiten dazu sowie weitere Verweise findet man in [Pet92; Ste99].

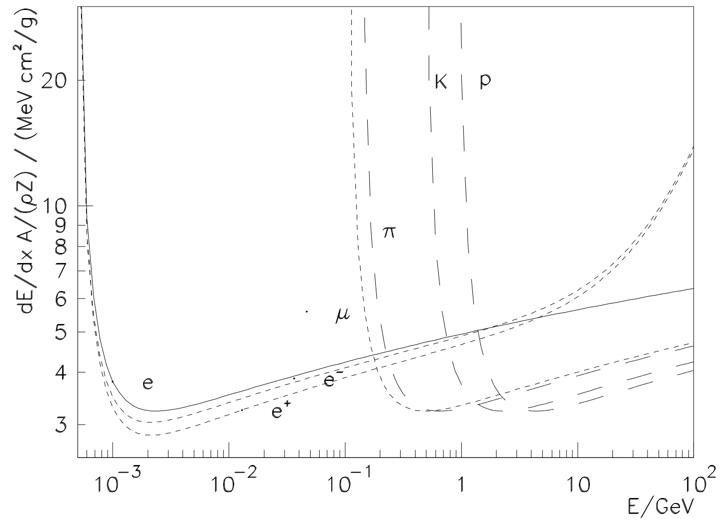


Abbildung 18:
Energieverlust einiger „stabiler" (vgl. S. 212) Teilchen, modellhaft berechnet und auf die Materialkonstanten $\frac{\rho Z}{A}$ normiert. (In der Praxis werden entsprechende Funktionen an Meßwerte angepaßt.) Man erkennt die durch die Massenabhängigkeit verursachte Verschiebung der Kurve zu höheren Energien für schwerere Teilchen, sowie das Zusammenschmelzen im Bereich des relativistischen Plateaus. Die Elektronen/Positronen nehmen insofern eine Sonderstellung ein, daß einerseits Teilchen und Antiteilchen ein leicht unterschiedliches Ionisationsverhalten zeigen und andererseits als einzige einen deutlichen Anstieg des Energieverlusts für höhere Teilchenenergien aufgrund von Bremsstrahlung aufweisen.

Die wesentlichen Merkmale des Energieverlusts durch Ionisation von durchquerter Materie sind in Abb. 18 zu erkennen. Der schnelle Abfall $\sim \beta^{-2}$ mit der Stoßenergie gemäß RUTHERFORDscher Streuformel (vgl. (31)) wird durch einen logarithmischen Anstieg $\sim \ln \beta\gamma$ zu höheren Energien hin ausgeglichen. Dieser kommt vor allem durch die Lorentzkontraktion des elektromagnetischen Feldes des Teilchens zustande. Schließlich wirkt diesem Anstieg der sogenannte Dichteeffekt entgegen. Das ist der Einfluß der Polarisation des durchquerten Materials durch das von der durchquerenden Ladung verursachte Feld, der den dE/dx-Wert in das FERMI-Plateau [Fer39; Fer40] münden läßt. Diese letztere und weitere Korrekturen wie zum Beispiel der Einfluß der Elektronenhüllenstruktur des Materials oder niederenergetische (weiche) elektromagnetische Strahlung werden in der Korrektur δ zusammengefaßt. Sie sind für die vergleichenden Betrachtungen nicht wesentlich, wohl aber der Unterschied zwischen Elektronen und Positronen. In Abb. 18 wurde zur Illustration des Verlaufs der BETHE-BLOCH-Funktion (17) die Parametrisierung von [Roh54] benutzt.

Energieverlust durch Bremsstrahlung

Ein Effekt, der üblicherweise nicht in die BETHE-BLOCH-Formel hineingenommen wird, ist der Energieverlust durch hochenergetische (harte) Bremsstrahlung. Sie ist in Abb. 18 ebenfalls berücksichtigt worden. Bremsstrahlung ist die Abstrahlung eines Photons von einem geladenen Teilchen, das das Feld eines Atoms oder seines Kerns durchquert. Ihr Wirkungsquerschnitt nimmt mit der Masse des strahlenden Teilchens ab und ist daher bei den hier untersuchten Energiebereichen nur für Elektronen, und ab einigen hundert GeV Teilchenenergie auch für Myonen, relevant. Für Elektronen mit einer Energie über 1 GeV überwiegt der Energieverlust durch Bremsstrahlung den durch Ionisation bei weitem.

Seine Berechnung wurde erstmals von BETHE und HEITLER [Hei54] durchgeführt und ist von JACKSON ausführlich auch für verschiedene andere Herleitungen nachvollzogen worden [Jac82]. Für große Energien ist der wegbezogene Energieverlust proportional zur Teilchenenergie

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad \Rightarrow \quad E(x) = E_0 \cdot \mathrm{e}^{-\frac{X}{X_0}}, \quad \text{wobei } E_0 = E(x = 0). \tag{18}$$

Die charakteristische Weglänge für ein bestimmtes Material, X_0, wird **elektromagnetische Strahlungslänge** genannt und numerisch zu

$$\frac{1}{X_0} = \frac{16}{3} N \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left(\frac{z^2 e^2}{M c^2}\right)^2 \ln\left(\frac{233}{\sqrt[3]{Z}} \frac{M}{m}\right)^2 \tag{19}$$

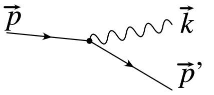


Abbildung 19:
Definition der Kinematik der Bremsstrahlung; die Linien stellen einlaufendes und auslaufendes Elektron sowie das auslaufende Photon in Standard-Feynman-Graph-Konvention dar.

berechnet [Hei54, §25; Jac82, §15] für ein Teilchen der Ladung z und der Masse m in einem Medium, dessen Atomkerne die Ladung Z und die Masse M haben, und von denen sich $N = N_\mathrm{A}\frac{\rho}{M}$ in einem Einheitsvolumen befinden (N_A: Avogadro-Konstante, ρ: Massendichte). Speziell für Elektronen erhält man

$$\frac{1}{X_0} = \frac{16}{3} N \frac{Z^2 e^4}{\hbar c (Mc^2)^2} \ln\left(\frac{233}{\sqrt[3]{Z}}\frac{M}{m}\right)^2 .$$

Zur genaueren Untersuchung des Spektrums der abgestrahlten Photonen, des Kleinwinkel-Strahlungsstreuquerschnittes werden die Impulsvektoren des einlaufenden und auslaufenden Elektrons sowie des auslaufenden Photons in Abb. 19 definiert. Dann wird für hinreichend kleine $Q = |\vec{p}\,'| - |\vec{p}\,|$ [Jac82]

$$\frac{d\sigma}{dk\,dQ} = \frac{16}{3} N \frac{Z^2 e^4}{\hbar (Mc^2)^2} \frac{1}{\beta^2 Q}.$$

In den häufigsten Fällen der Bremsstrahlung wird also das Elektron wenig abgelenkt und ein Photon mit geringer Energie fast kollinear dazu abgestrahlt. Qualitativ ist diese Aussage über den gesamten kinematischen Bereich gültig.

Energieverlust von Photonen in Materie

Analog zur klassischen Optik definiert man den Absorptionskoeffizienten μ/ρ für dünne Schichten (s. z. B. [Bor33]) mit einer Massenbelegung $X = \rho x$ über

$$dI = \frac{-\mu}{\rho} I\,dX = -\mu I\,dx \quad \Leftrightarrow \quad I(x) = I_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu x}.$$

Ähnlich (18) ist die Absorption von Photonen proportional zur Intensität I. Im Rahmen der Quantenphysik kann der Massenabsorptionskoeffizient μ aus dem Wirkungsquerschnitt für Photon-Absorption σ und der Avogadrokonstanten N_A sowie der Molmasse A über $\mu = \sigma N_\mathrm{A}/A$ hergeleitet werden [Hei54, I§5]. Der Absorptionswirkungsquerschnitt ist stark abhängig von der Photonenenergie E_γ und den Kernladungen der durchquerten Materie. Er setzt sich zusammen als Summe von Absorption durch Paarbildung ($\sigma_\mathrm{ee} \sim E_\gamma$), Photoeffekt ($\sigma_\mathrm{Ae} \sim 1/E_\gamma^3$) und Compton-Streuung ($\sigma_{\gamma\mathrm{e}} \sim 1/E_\gamma$) [Kle92; Eva58]. Bei Energien $E_\gamma > 0{,}1$ GeV überwiegt in allen Materialien die Absorption durch Paarbildung. Er nähert sich für noch größere Energien dem asymptotischen Wert

$$\sigma_\mathrm{ee} = r_\mathrm{e}^2 e \alpha Z^2 \left(\frac{7}{9}\ln\frac{183}{\sqrt[3]{Z}} - \frac{1}{54}\right) \quad \Rightarrow \quad \mu = \sigma_\mathrm{ee}\frac{N_\mathrm{A}}{A} = \frac{7}{9X_0}$$

Die charakteristische Weglänge ist somit hier durch einen Wert proportional zu dem für die Bremsstrahlung definiert. Sie ist etwa 30% länger als die für Bremsstrahlung von hochenergetischen Elektronen.

Äquivalente Strahlungslänge

Für die Wechselwirkung von Photonen und Elektronen genügend großer Energie in Materie gilt demnach dieselbe charakteristische Größe X_0. Will man zwei verschiedene Materialien unterschiedlicher Dicke d miteinander vergleichen, so ist die Größe

$$\text{äquivalente Strahlungslänge} \quad \Xi_0 = \frac{d}{X_0} \tag{20}$$

dazu nützlich. In manchen Quellen wird diese Größe als „elektromagnetische Strahlungslängen" bezeichnet, weil sie angibt, welchem Vielfachen der Strahlungslänge X_0 die Schichtdicke d entspricht. Zwei unterschiedliche Materialdicken mit gleichem Ξ_0 werden in Bezug auf die elektromagnetische Wechselwirkung hochenergetischer Photonen und Elektronen denselben Effekt haben. Die äquivalente Strahlungslänge für ein Gemisch verschiedener Materialien (j) mit Anteil w_{ij} in mehreren Schichtdicken d_j wird analog zu

$$\Xi_0 = \sum_j d_j \frac{\sum_i \frac{w_{ij}}{X_0^{(i,j)}}}{\sum_i w_{ij}} \quad \text{oder als Integral} \int dx\, \frac{\sum_i \frac{w_j(x)}{X_0^{(j)(x)}}}{\sum_i w_j(x)} \tag{20'}$$

berechnet. Sie erlaubt es, die rekonstruierten, von Teilchen durchlaufenen Wege in sehr inhomogenen Umgebungen, wie zum Beispiel dem gesamten H1-Detektor, miteinander zu vergleichen (Abschn. 7.7).

Hadronische Wechselwirkungslänge und Vergleich

Andere Teilchensorten als Elektronen und Photonen erfahren aufgrund ihrer höheren Masse geringere elektromagnetische Wechselwirkung gemäß (17) und (19). Von Bedeutung für die Schauererzeugung ist dann nur die starke Wechselwirkung (vgl. S. 37). In Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung wird die Wechselwirkungslänge oder nukleare Absorptionslänge

$$\lambda = \frac{A}{\sigma_{\text{inela.}} N_{\text{A}} \rho} \tag{21}$$

durch den inelastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{inela.}}$ von Hadronen in einem Absorbermaterial definiert. Dieser ist nicht so grundlegend wie die elektromagnetischen Reaktionen zu berechnen und wird üblicherweise experimentell tabelliert. Zum Beispiel sind für

- Kupfer $\lambda_{\text{Cu}} = 15{,}06$ cm $X_{0_{\text{Cu}}} = 1{,}43$ cm (*Tabelle 2:* Typische Wechselwirkungslängen)
- Eisen $\lambda_{\text{Fe}} = 16{,}76$ cm $X_{0_{\text{Fe}}} = 1{,}76$ cm
- Blei $\lambda_{\text{Pb}} = 17{,}09$ cm $X_{0_{\text{Pb}}} = 0{,}56$ cm.

Die mittlere freie Weglänge eines Hadrons in Metallen liegt also ungefähr eine Größenordnung über der von Elektronen und Photonen. Das hat zur Folge, daß Kalorimeter (Abschn. 2.5) zum Nachweis von Hadronen großzügiger dimensioniert oder massiver gebaut werden müssen.

2.4 Innere Spurdetektoren

Die im vorangehenden Abschnitt erklärten Begriffe dienen dazu, die Funktionsweise der H1-Detektorbaugruppen zu verstehen, die in dieser Arbeit benutzt worden sind. In diesem Abschnitt werden die Spurdetektoren behandelt. Zur Unterscheidung zu den auf S. 39 kurz erwähnten Myondetektoren, die die äußersten Schalen des Detektors bilden, werden sie auch *innere* Spurdetektoren genannt. Abb. 20 zeigt sie in einer Schnittzeichnung. Als Schnittebene wurde wie in Abb. 17 $(\hat{z}; \hat{y})$ gewählt. Als Ergänzung dazu zeigt Abb. 21 einen Oktanten der Zentralen Spurkammern, die in den nächsten Absätzen genauer beschrieben werden.

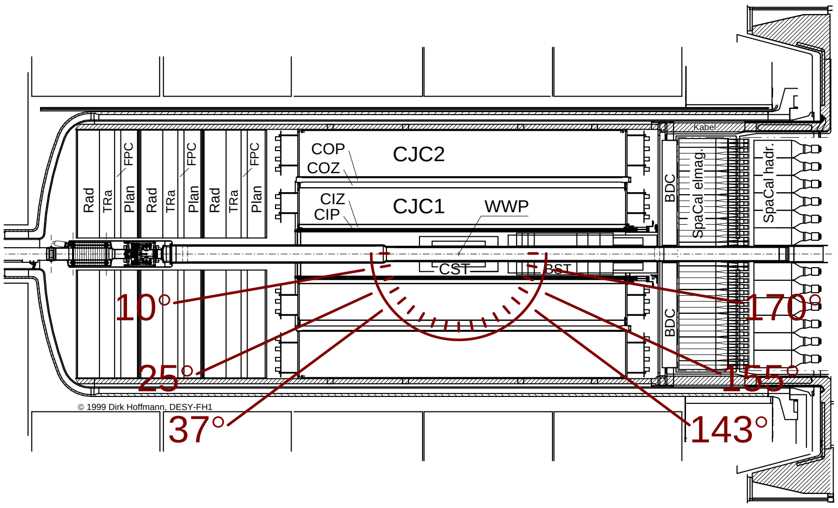


Abbildung 20: Seitenansicht der Spurdetektoren: Der vordere Bereich wird von 7° bis 32° durch die Vorwärtsspurkammern abgedeckt. Überlappend von 10° bis 170° werden Teilchenspuren mit den Zentralspurkammern gemessen. Im Bereich von 37° bis 143° kann die maximal verfügbare radiale Spurlänge mit den Jetkammern CJC1/CJC2 ausgenutzt werden. Die rückwärtige Spurkammer deckt den Bereich von 160° bis 177° ab. Messungen außerhalb der zentralen Spurkammern werden durch Vielfachstreuung an der an den Frontplatten der CJC montierten Ausleseelektronik beeinträchtigt.

Alle Spurkammern funktionieren nach dem Prinzip, daß die von einem geladenen Teilchen in einem Zählgas gemäß (17) verursachte Ionisationsladung in einem elektrischen Feld beschleunigt und zu einer lokal eng begrenzten Lawine ausgebildet wird. Die in dieser Lawine erzeugte Ladung wird über einen Signaldraht (engl.: *sense wire*) gemessen. Sofern sie proportional zur anfänglichen Ionisationsladung ist, spricht man von *Proportionalkammern* [Kle92]. Das ist auch der Arbeitsbereich der H1-Spurkammern.

In Erweiterung dieses Konzepts erhöhen *Driftkammern* die Ortsauflösung durch die Messung der Driftzeit von der Teilchentrajektorie zum Signaldraht. Dazu müssen eine konstante Driftgeschwindigkeit und demzufolge ein konstantes Feld innerhalb einer Zelle herrschen. Das wird dadurch erreicht, daß weitere Drähte mit definiertem elektrischen Potential in den Zellen eingebaut werden.

Die Driftkammern

Die wichtigste Spurdetektor-Baugruppe sind die beiden zentralen **Jetkammern** (engl.: *central jet chamber*, CJC), die aus 30×24 (CJC1) und 60×32 (CJC2) parallel zur $\hat{z}$-Achse verlaufenden Driftzellen bestehen. Jede Driftzelle enthält einen Signaldraht. Damit werden die $(\hat{x}; \hat{y})$- oder $r\phi$-Projektionen der im Magnetfeld $\vec{B} \| \hat{z}$ gekrümmten Spuren geladener Teilchen vermessen. Jeder Signaldraht bildet einen Ladungsteiler, und die Verteilung des Signals auf die beiden Drahtenden dient zu einer groben Bestimmung der $\hat{z}$-Koordinate.

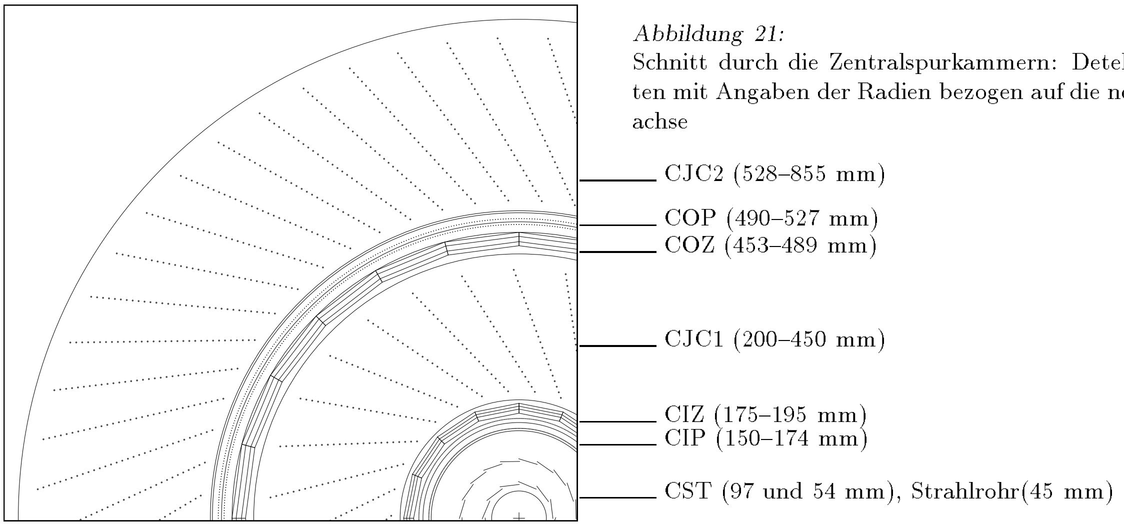


Abbildung 21:
Schnitt durch die Zentralspurkammern: Detektorkomponenten mit Angaben der Radien bezogen auf die nominale Strahlachse

Die Auflösung in z, die letztendlich zu einer Messung des Polarwinkels ϑ der Teilchenbahnen führt, wird durch die innere (CIZ) und äußere (COZ) z-Driftkammer verbessert, welche sich jeweils innerhalb und außerhalb direkt anschließend an die CJC1 befinden. Die CIZ enthält fünfzehn Polygon-Ringe mit jeweils vier Signaldrähten. Die COZ enthält 24 Polygon-Ringe mit jeweils vier Signaldrähten.

In Rückwärtsrichtung befindet sich die **rückwärtige Driftkammer** (engl. *backward drift chamber*, BDC), welche vor allem für ein gestreutes Elektron in diesem Bereich die Messung des Polarwinkels verbessert. Die Ausleseelektronik der Zentralspurkammern befindet sich an den Stirnseiten der CJCs und stellt eine erhebliche äquivalente Materialdicke dar. Daher ist die Wahrscheinlichkeit für Elektronen und Photonen, schon vor Erreichen der BDC (oder auf der vorderen Seite vor Erreichen der Vorwärtsspurkammern) einen Schauer zu initiieren, nicht unbedeutend (vgl. Abb. 59, S. 80). Diese Tatsache und das Fehlen eines zweiten, genügend weit entfernten, Meßpunktes zur Vertexbestimmung, führen zu einer starken Einschränkung in der Verwendbarkeit dieses Detektors für die Analyse dieser Arbeit.

Vorwärtsspurdetektoren

Die Vorwärtsspurkammern (Abb. 20) bestehen aus drei identisch aufgebauten Supermodulen, welche jeweils vom Vertex aus gesehen aus Planarkammern, den im nächsten Abschnitt beschriebenen Proportionalkammern, Radialkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren bestehen.

Proportionalkammern

Mit Ausnahme einiger Signaldrähte der CJC können die Signale der Driftkammern nicht für eine schnelle Entscheidung im Auslösemechanismus des H1-Triggers benutzt werden. Dazu dienen zwei zentral und drei in Vorwärtsrichtung installierte Proportionalkammern: Die innere (CIP) und äußere (COP) Proportionalkammer befinden sich jeweils unmittelbar innerhalb beziehungsweise außerhalb der entsprechenden Driftkammern CIZ und COZ. Alle Proportionalkammern liefern eine Ortsauflösung in der Größe ihrer Segmentierung. Die drei Vorwärts-Proportionalkammern sind jeweils in eines der drei Supermodule der Vorwärtsspurkammern integriert. Die Anordnung und das Zusammenspiel aller Proportionalkammern im Auslösemechanismus werden in Abschn. 3.2 (S. 50 ff.) behandelt.

Rekonstruktion der Spuren

Die Signale der bis hier beschriebenen Spurdetektoren werden benutzt, um zwei Klassen von Spuren für das H1-Experiment zu rekonstruieren. Zunächst werden innerhalb der Detektorgruppen Vorwärtsspurkammern(engl.: *forward tracking detector, FTD*) und Zentralspurkammern(engl.: *central tracking detector, CTD*) die Treffer ausgewertet und Spurstücke daran angepaßt, die als Helix parametrisiert werden. Ein eventueller Energieverlust, also ein „Schrumpfen" der Helix entlang der Trajektorie wird in dieser Parametrisierung nicht berücksichtigt. Wenn die Anpassung dieser freien Spuren (DTNV-Bank) genügend gut gelingt, dann wird versucht, eine Anpassung mit einer Vertexvorgabe als Randbedingung durchzuführen (DTRA-Bank). Diese Vertexvorgabe wird aus der Mittelung vieler Ereignisse und vieler Spuren, gebräuchlicherweise aller Ereignisse eines Datennahmeabschnitts, (engl.: *run vertex*) als Funktion $(x(z), y(z))$ berechnet.

Die Trajektorie geladener Teilchen im Magnetfeld $\vec{B}$ ist eine Helix. Eine Helix in $\mathbb{R}^3$ wird eindeutig durch sieben unabhängige Parameter beschrieben, wovon zwei durch die Richtung des Vektors $\vec{B} \parallel \hat{z}$ eliminiert werden. Für die fünf freien Parameter wird bei H1 der Satz

- ϑ Polarwinkel,
- φ Azimutwinkel,
- κ Krümmung senkrecht zum Magnetfeld $\vec{B}$, woraus der Transversalimpuls $p_\perp = \frac{eB}{\kappa} = 348\ (\mathrm{MeV/m})/(c\kappa)$ berechnet wird, (Krümmungsradius $R = 1/\kappa$)
- d_{ca} Projektion des kürzesten Abstands zur Strahlachse $\hat{z}$ auf die Ebene $(\hat{x}; \hat{y})$, (engl.: *distance of closest approach*),
- z_0 die $\hat{z}$-Koordinate, bei der dieser Wert erreicht wird

gewählt, um die gemessenen Spuren* zu definieren.

Bei der Rekonstruktion und Kalibration der Spurkammern wird zunächst die Ausrichtung der CJC festgestellt und anschließend die Ausrichtung der übrigen Spurkammern relativ dazu festgelegt.

Die Orientierung des Magnetfeldes $\vec{B} \| \hat{z}$ verursacht in der $(\hat{x}; \hat{y})$-Ebene eine negative Krümmung (Rechtsdrehung) der Bahn für Elektronen.

Verantwortlich für Meßfehler bei der Transversalimpulsbestimmung sind Ungenauigkeiten (Auflösung) bei der Orstmessung sowie eine Verschmierung der Spur durch Vielfachstreuung am Material des Meßgerätes selbst oder an totem Material. Die Auflösung der Krümmungsmessung ergibt sich [Glu63] näherungsweise zu

$$\frac{\Delta p_\perp}{p_\perp} = \frac{\sigma_{r\varphi} p_\perp}{0{,}3 C\, B L^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \tag{22}$$

bei N gleichen Messungen mit Auflösung $\sigma_{r\varphi}$ und gleichem Abstand.

Silizium-Streifendetektoren

In der Betriebspause 1995/96 ist das Aluminium-Strahlrohr im Detektor gegen ein schlankeres Modell, mit 90 mm Durchmesser statt der vorherigen 190 mm, aber ebenfalls aus Aluminium hergestellt, ausgetauscht worden, um nahe am Vertex die Montage von zwei Silizium-Streifendetektoren zu ermöglichen. Letztere Situation ist in Abb. 20 und allen anderen Zeichnungen in dieser Arbeit dargestellt. Im rückwärtigen Bereich von 165–177° erhöht der **BST** (engl.: *backward silicon tracker*) die Meßgenauigkeit für geladene Teilchen in Rückwärtsrichtung, insbesondere das gestreute Elektron, was zur genauen Bestimmung der Ereigniskinematik benutzt werden kann. Weiterhin läßt sich die Trennung von Elektronen und Photonen innerhalb des Akzeptanzbereiches weitaus zuverlässiger durchführen als dies mit der BDC der Fall ist, weil eine äquivalente Dicke von $\Xi_0 \approx 1$ an passivem Material zwischen CJC und BDC vermieden wird, somit die Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen sinkt. Im zentralen Bereich von 30–150° soll der **CST** (engl.: *central silicon tracker*) die Auflösung von Primär- und Sekundärvertex-Rekonstruktion um etwa einen Faktor 2–4 (je nach Projektion und zusätzlich benutzten Spurdetektoren) [Pre96; Kau98] verbessern. Für die vorliegende Arbeit konnten diese Detektoren noch nicht verwendet werden.

Eine grobe Abschätzung ergibt, daß die Auflösung der Spurvermessung, also Polarwinkel ϑ und Transversalimpuls $p_\perp$, sich durch das Hinzukommen von ein bis zwei Meßpunkten im Bereich nahe des Strahlrohrs nicht merklich verbessern wird (vgl. (22)), sofern bei der Spurrekonstruktion der Ereignisvertex in $(\hat{x}; \hat{y})$-Ebene fest vorgegeben wird. Das ist jedoch für Ereignisse mit kleiner Spurmultiplizität derzeit unvermeidlich.

* Für Unterschiede in den verschiedenen Spurkammern sowie Einzelheiten, vgl. Anhang in [GSc94]

2.5 Kalorimetrie

Prinzipien, Grundlagen

Für ungeladene Teilchen oder geladene Teilchen mit sehr hohem Transversalimpuls ist die Spurmessung wie im vorigen Kapitel beschrieben gar nicht oder nur mit großen Ungenauigkeiten anwendbar. Unter den vorgenannten Bedingungen für das H1-Experiment, einer Auflösung $\frac{\sigma(p_\perp)}{p_\perp^2} = \frac{0{,}7\%}{\mathrm{GeV}/c}$, wird die relative Ungenauigkeit der Spurmessung für Werte von $p_\perp > 72$ GeV$/c$ größer als 50%. Ergänzend zu den Spurkammern finden daher mehrere Schauerkalorimeter zur Energiemessung bei H1 Anwendung. Deren Meßungenauigkeit sinkt für größeren Energien. Das Innere Spurkammersystem von H1 ist von zwei großen Kalorimetern umgeben: dem Flüssig-Argon-Kalorimeter (FlAr-Kalorimeter, S. 38), das den Winkelbereich 4° bis 154° abdeckt, und dem Spaghetti-Kalorimeter (SpaKal, S. 38), das im rückwärtigen Bereich von 153° bis 179° mißt.

Schauerkalorimeter

Das Prinzip eines Schauerkalorimeters wird in Abb. 22 veranschaulicht. Ein zu messendes, von links einfallendes Teilchen trifft zunächst auf eine Schicht Absorbermaterial, mit dem es in der für es typischen Wechselwirkung Energie in Form von Sekundärteilchen abgibt. Diese werden in der darauffolgenden Detektorschicht per Szintillation oder Ionisation nachgewiesen. Danach wiederholt sich die Schichtsequenz Absorber/Detektor. Der so erzeugte Teilchen-*Schauer* wächst zunächst exponentiell an, erreicht ein Maximum und versiegt, wenn die individuelle Energie der Teilchen im Schauer unter die kritischen, für die Erzeugung von Sekundärteilchen benötigte, Energie E_c sinkt. Dieses weiter unten quantitativ ausgeführte, aber trotz-

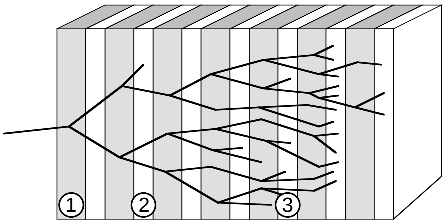


Abbildung 22:
Prinzip eines Schauerkalorimeters: Das von links einfallende Teilchen erzeugt durch Wechselwirkung mit dem Material der Absorberschichten ① einen Schauer von Sekundärteilchen, die in den Detektorschichten ② nachgewiesen werden. Die Energie des Primärteilchens teilt sich so auf die Sekundärteilchen auf, bis die Energie jedes einzelnen Teilchen unter die Mindestenergie fällt und der Schauer ausklingt ③.

dem sehr einfache Modell beschreibt die Wirklichkeit schon hinreichend genau und dient außerdem dazu, die Erkenntnisse der Schauertheorie auf die „Vor-Schauer" im toten Material zu übertragen und damit die Energiemessung mit dem Kalorimeter zu korrigieren (Abschn. 7.7). Für eine genaue Beschreibung sei auf [Hei54, § 38 u. Ref. dort] verwiesen. Aus diesen Betrachtungen geht auch hervor, daß der Schauerverlauf in allen Materialien ähnlich abläuft und hauptsächlich Funktion der Wirkungsquerschnitte für die Kaskadenbildung (im Absorber), integriert über die durchlaufene (Absorber-)Schichtdicke ist. Entsprechend der Art des einfallenden Teilchens (vgl. S. 30) und der vorwiegenden Wechselwirkungsart für die Kaskadenbildung unterscheidet man sogenannte *elektromagnetische Schauer* und *hadronische Schauer*.

Elektromagnetische Schauer

Die Kaskadenbildung durch einfallende Photonen oder Elektronen wird im Wesentlichen durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung verursacht, in geringerem Maße und vor allem für Schauerteilchen niedriger Energien auch durch Ionisierung. Schon nach geringer Schauertiefe ähneln sich beide Schauerarten [Ros56; Mes69], wie aus dem schematischen Vergleich der Kaskaden

$$\begin{aligned} &\mathrm{e} \to \gamma\mathrm{e} \to \mathrm{eee}\gamma \to \mathrm{e}\gamma\mathrm{e}\gamma\mathrm{e}\gamma\mathrm{ee} \quad \text{und} \\ &\gamma \to \mathrm{ee} \to \mathrm{e}\gamma\mathrm{e}\gamma \to \mathrm{e}\gamma\mathrm{eee}\gamma\mathrm{ee} \end{aligned}$$

anschaulich wird. Details zu Beginn des Schauerverlaufs könnten prinzipiell dazu dienen, einfallende Elektronen und Photonen voneinander zu unterscheiden [PDG98, Kap. 23]. Der Wirkungsquerschnitt für die primären Schauerreaktionen, Bremsstrahlung (für Elektronen) oder Paarerzeugung (für Photonen), ist sehr hoch und proportional zur weiter vorn definierten Größe $1/X_0$ (vgl. Abschn. 2.3). Aufgrund der statistischen Natur dieser Prozesse ist es sinnvoll, mittlere Schauergrößen zu definieren, also die Erwartungswerte für eine große Zahl von Schauern mit gleichen Anfangsbedingungen zu betrachten. Weiterhin wird der geringfügige

Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten für Ionisation und Paarbildung, also Elektronen und Photonen, vernachlässigt, sodaß im Mittel nach einer Weglänge Ξ_0 der Schauer aus 2^{Ξ_0} Teilchen mit der mittleren Energie $E_{\rm i}(\Xi_0) = E_0 2^{-\Xi_0}$ besteht. Nach den oben gemachten Vorüberlegungen endet solch ein exponentiell anwachsender Schauer nach $\Xi_0 = \ln\frac{E_0}{E_c}/\ln 2 = T$ abrupt mit $N_T = 2^T = \frac{E_0}{E_c}$ Teilchen. Obwohl in Wirklichkeit der Verlauf von $N(\Xi_0)$ stetig ist, geben diese Ergebnisse schon gut die ausführlicherer Betrachtungen [Ros56, § 5.4 ff.; Hei54, § 38; Kle92, Kap. 6] wieder. Numerische Simulationen mit Monte-Carlo-Verfahren führen zu einer Beschreibung des Schauerverlaufs mit Hilfe einer Gammafunktion [Lon75] in Abhängigkeit der durchlaufenen Materialstärke Ξ_0

$$\frac{dE}{d\Xi_0} = E_0 b \left(\frac{(b\Xi_0)^{a-1} e^{-b\Xi_0}}{\Gamma^{(a)}} \right) \tag{23}$$

mit dem energieabhängigen Parameter $a(E_0)$ und der materialabhängigen Konstanten b. Zusammenfassend können folgende Merkmale für die Schauererzeugung herausgestellt werden:

- Die Anzahl der Teilchen, Photonen und Elektronen, zu Beginn des Schauers wächst exponentiell.
- Die Anzahl von Teilchen oberhalb einer gegebenen Energie E hat ein Maximum bei $\ln\frac{E_0}{E}$. Demzufolge ist liegt das Schauermaximum, an dem sich die höchste Anzahl Teilchen im Schauer ausgebildet hat, bei $T = \ln\frac{E_0}{E_c}$. Genauere Rechungen führen zu $T_{\rm max} = \ln\frac{E_0}{E_c} - t$, wobei $t = 1{,}1$ für Elektronen und $t = 0{,}3$ für Photonen beträgt.
- Die Anzahl von Teilchen mit Energien größer als E ist im Schauermaximum annähernd proportional zu E_0/E. Damit ist die Gesamtzahl der Teilchen im Schauermaximum proportional zu E_0/E_c.
- Die gesamte Spurlänge der geladenen Teilchen, also von Elektronen und Positronen, ist proportional zur Energie E.

Anders als diese Charakteristika der longitudinalen Schauerausdehnung wird die laterale Ausdehung durch die Vielfachstreuung der Schauerteilchen bestimmt, die einer großen Zahl von relativ kleinen Richtungsänderungen nach MOLIÈRE [Mol47] entspricht. Experimentell wurde nachgewiesen [Bat70], daß die transversale Schauerausdehnung in Einheiten des MOLIÈRE-Radius

$$X_{\rm M} = 21\ \text{MeV}\, X_0/E_{\rm c} = 7\frac{\rm g}{\rm cm^2}\frac{A}{Z}$$

unabhängig vom Material ist. Danach sind 90% der Schauerteilchen in einem Radius $X_{\rm M}$ um die Schauerachse und 99% innerhalb eines Radius $3X_{\rm M}$ enthalten. Die Zahlenwerte für die in den H1-Kalorimetern benutzten Materialien Eisen, Kupfer und Blei unterscheiden sich mit 1,68 cm, 1,50 cm und 1,68 cm für ρX_0 kaum voneinander.

Schließlich kann aus der Schauertheorie auch die Meßungenauigkeit der Energiemessung mit Schauerkalorimetern aufgrund der statistischen Fluktuation der Schauerbildung hergeleitet werden. Für den Fehler einer Energiemessung E gilt allgemein

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + b^2} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b. \tag{24}$$

Entsprechende Zahlenwerte für die H1-Detektoren werden in den nächsten Abschnitten angegeben.

Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu den elektromagnetisch induzierten Schauern ist der Wirkungsquerschnitt für die initiierenden hadronischen Reaktionen wesentlich kleiner. Die elektromagnetische Wechselwirkung (Bremsstrahlung) spielt bei der Auslösung der Kaskadenreaktionen nur für die Pionen als leichteste Hadronen eine Rolle. Daher ist für hadronische Schauer im allgemeinen die nukleare Absorptionslänge λ gemäß (21) (S. 33) ausschlaggebend für die Schauerdimensionen.

Aufgrund des kleineren Wirkungsquerschnitts der Schauerreaktionen sind die Fluktuationen und damit die Meßunsicherheit naturgemäß größer als bei elektromagnetischen Schauern. Die Schauerform kann aber insbesondere für Pionen einen großen elektromagnetischen Anteil (das heißt Elektronen und Photonen) annehmen und damit einem elektromagnetischen Schauer in all seinen Charakteristika sehr ähnlich werden. Dieser Aspekt ist daher bei der für diese Arbeit wichtigen Elektronerkennung (Abschn. 6.1, S. 117) zu berücksichtigen.

Flüssig-Argon(FlAr)-Kalorimeter

Der Anwendungsbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters des H1-Experiments umspannt so extreme Meßbereiche wie den Nachweis minimal ionisierender Teilchen wie Myonen bis zur Energiemessung von hadronischen Teilchenbündeln bis zu mehreren hundert GeV. Außerdem ist bei seiner Auslegung auf die Möglichkeit von genauesten Messungen gestreuter Elektronen bei großen Impulsüberträgen ($Q^2 > 100$ GeV^2) Wert gelegt worden. Diese Genauigkeit wird durch die Verwendung von flüssigem Argon als Nachweismaterial erreicht, welches ein sehr stabil reproduzierbares Ladungssammlungsverhalten aufweist. Das Absorbermaterial ist Blei im inneren Teil für die elektromagnetischen Schauer und Edelstahl im äußeren Teil für den Nachweis hadronischer Schauer. Die Präzision der Ladungsintegration wird durch relativ große Zellen und eine lange Integrationszeit erreicht.

Die Ladungssignale werden auf zwei Wegen aus dem Detektor ausgelesen:

- In 44352 Analog-Digital-Wandlern (engl.: *analog digital converter*, ADC) mit 12-Bit-Genauigkeit wird die über mehr als 20 μs integrierte Spannung der Kanäle ausgelesen.
- Zusätzlich werden je 244 FADCs (*Flash-ADCs*, schnelle ADCs) jeweils für den elektromagnetischen und hadronischen Teil über die FlAr-Kalorimeter-Triggerelektronik (s. Abschn. 3.2, S. 50) mit den Kalorimetersignalen versorgt.

Der erste Weg dient der offensichtlichen bestmöglichene Energiemessung nachdem der komplette Detektor ausgelesen worden ist. Der zweite Weg hat zweierlei Funktion: Zunächst werden die schnelleren, wenngleich ungenaueren, Signale verwendet, um eine vorgezogene Beurteilung der gerade gemessenen Ereignisse (*online*), die im nächsten Kapitel beschriebene Auslöse- oder *Trigger*-Entscheidung, vorzunehmen. Zusätzlich bieten die FADC-Werte, die mit der Frequenz ν_{HClk} gebildet werden, die Möglichkeit den zeitlichen Verlauf der Signale nach der Aufzeichnung zu analysieren. Da im Mittel zwei zusätzliche Untergrundereignisse innerhalb von 10 μs erwartet werden, die sich über die eigentliche Energiemessung legen (engl. *pileup*) und sie damit verschlechtern, ist das ein wertvolles Hilfsmittel zur Trennung solcher Untergrundsignale [Pie96].

Das vorausgesagte Verhalten der Kalorimeterbaugruppen wurde unter anderem mit Testmessungen am CERN untersucht und parametriert [And94]. Die Energieauflösung des FlAr-Kalorimeters für Elektronen ist (vgl. (24)) zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E/1\ \mathrm{GeV}}} \oplus 1\%.$$

bestimmt worden [Fle97].

Zur Bestimmung der Schauerkoordinaten wird vor allem die Tatsache ausgenutzt, daß immer mehrere Zellen (i) des Kalorimeters von einem einzelnen Schauer betroffen sind. Die Koordinate und die gemessene Energie jeder getroffenen Zelle werden mit $\vec{r}_i$ und E_i bezeichnet, und der Schauerschwerpunkt $\vec{r}_\bullet$ berechnet sich zum Beispiel als

$$\vec{r}_\bullet = \sum_{i \in \mathrm{Schauer}} \vec{r}_i E_i.$$

Weitere Größen zur Charakterisierung von Teilchenschauern werden in Kap. 7 vorgestellt und benutzt.

Spaghetti-Kalorimeter (SpaKal)

Das elektromagnetische Spaghetti-Kalorimeter des H1-Experiments besteht aus 1096 Bleiquadern mit einem Querschnitt von (4,05 cm)^2 und weiteren 96 Teil-Blöcken mit kleinerem Querschnitt in den Randbereichen. Alle Querschnitte zusammen füllen einen Kreis von 82 cm Radius in in der $(\hat{x};\hat{y})$-Ebene im Rückwärtsbereich des Detektors bei rund $z = 149$ cm* aus. In diese Bleiblöcke sind parallel zur $\hat{z}$-Richtung szintillierende Glasfasern eingelassen, die dem Detektor seinen Namen gaben. Die Fasern sind das aktive Material dieses Kalorimeters und die Enden jeweils eines (4,05 cm)^2-Blockes oder des entsprechenden Äquivalents in den Randbereichen sind über Wellenleiter mit je einem SEV verbunden. Der hadronische Teil des SpaKal ist ebenfalls aus Blei-Glasfaser-Blöcken, aber mit einem Querschnitt von (12,0 cm)^2 aufgebaut.

Die Konstruktionsweise erlaubt im Gegensatz zum FlAr-Kalorimeter nur eine zweidimensionale Auflösung der Schauer in $(x;y)$. Die z-Koordinate eines gemessenen Schauers wird gemäß der Schauertheorie (S. 37) aus der gemessenen Schauerenergie bestimmt. In dieser Arbeit wird die Form

$$z_{\mathrm{SpaKal}} = 0{,}001956\ \mathrm{cm}\frac{E}{1\ \mathrm{GeV}} + 0{,}8529\ \mathrm{cm} \cdot \ln(2479\frac{E}{1\ \mathrm{GeV}})$$

* Die genaue Position variiert mit jeder Datennahmekampagne und wird in der Auswertung berücksichtigt.

Kalorimeter	**Flüssig-Argon-Kalorimeter** elektromagn. / hadr. Teil	**Spaghetti-Kalorimeter** elektromagn. / hadr. Teil
Aufbau	viele Lagen Zellen	eine Lage (PM)
	$\Rightarrow$ Schauertiefe gemessen	$\Rightarrow$ Schauertiefe $\sim \log(E)$
Trigger	Zeitauflösung: $1\tau_{\mathrm{HClk}}$	$^1/_{10}\tau_{\mathrm{HClk}}$
	Geometrie: $14 \times 16(\vartheta \times \varphi)$	$20 \times 20(\hat{x} \times \hat{y})$
Rauschen	1 GeV	$<$ 100 MeV
Analyse	$E_{\mathrm{min}}(\ell(\mathrm{J}/\psi)) \approx 1$ GeV	$>$ 6 GeV
	Winkel $4° < \vartheta < 150°$	$150° < \vartheta < 170°$

Tabelle 3: Vergleich der Kennwerte der beiden Weitwinkelkalorimeter des H1-Experiments, FlAr-Kalorimeter und SpaKal.

zur Berechnung des Schauerschwerpunktes aus der Schauerenergie bestimmt.

Tail-Catcher/Myon-Systeme

Außerhalb der Kalorimeter sind im Zentraldetektor drei Detektorsysteme zum Nachweis von Myonen angebracht. Alle Teilchen, die nicht vollständig in den Kalorimetern nachgewiesen werden und nach außen dringen, gelangen bis in diese Detektoren. Das sind vor allem Myonen, die von den ep-Stößen, aber auch von Untergrundprozessen außerhalb des Detektors herrühren können.

- Das **zentrale μ-System** im instrumentierten Eisenjoch, das auch die Rückführung für das Magnetfeld darstellt, umschließt den gesamten Detektor und dient auch zur Verbesserung der Energiemessung hochenergetischer hadronischer Jets, die nicht vollständig im FlAr-Kalorimeter enthalten sind.
- Das **Vorwärts-μ-Spektrometer** besteht aus eine Toroidmagneten und je drei Lagen Driftkammern davor und dahinter in Vorwärtsrichtung. Es deckt Polarwinkel von 2° bis 25° ab.
- Zusätzlich sind großflächige Szintillationszähler unterhalb des H1-Detektors angebracht, die Myonen der Höhenstrahlung erkennen helfen können.

Die Myonerkennung mit diesen Detektoren ist ohne Belang für die hier vorliegende Arbeit.

Die Vorwärts-Myonkammern haben jedoch ein gutes Ansprechverhalten auf Teilchen, die in kleinste Winkel nahe der Protonrichtung gestreut werden, und deren Sekundärteilchen. Sie kommen zur Trennung von proton-dissoziativen und elastischen Ereignissen im Analyseteil dieser Arbeit zur Anwendung.

PLUG-Kalorimeter

Ebenfalls in Vorwärtsrichtung befindet sich ein weiterer Detektor innerhalb des instrumentierten Eisens, der den Winkelbereich 0,7°$< \vartheta <$3,4° oder 5$> \eta >$3,5 in Einheiten der Rapidität abdeckt. Es handelt sich um ein Cu/Si-Kalorimeter, in dem Kupferplatten als Absorber und großflächige Si-Dioden zum Schauernachweis im Verhältnis 75 mm/400 μm angebracht sind. Diese Konstruktionsweise ist für die Messung von Hadronen mit hoher Energie $E \simeq O(10^2)$ GeV optimiert. Die Verwendung für die Daten-Analyse in dieser Arbeit ist aufgrund eines relativ hohen Rauschpegels von einigen GeV und dessen unzureichender Beschreibung durch die Detektorsimulation ausgeschlossen (s. Studie und Abb. 160, S. 174).

2.6 Flugzeit-Zähler und Vetomechanismen

Hauptsächlich zur Erkennung von Untergrundereignissen ist das H1-Experiment mit mehreren Veto- und Flugzeitzählern ausgestattet worden, die es erlauben, sehr genau festzustellen, ob Teilchen das Experiment zur nominellen Zeit einer Strahlkreuzung an einer gegebenen Stelle durchqueren. Dazu wurden drei separate ToF-Subdetektoren (von engl. *Time of Flight*),

- BToF (*backward ToF*) zwischen instrumentiertem Eisen und Kompensatormagnet in Rückwärtsrichtung bei $z = -3{,}2$ m,
- FToF (*forward ToF*) innerhalb der Vorwärts-Myonkammern bei $z = +7{,}0$ m und
- PToF (*PLUG ToF*) bei $z = +5{,}3$ m,

die in [Wis98] genau beschrieben worden sind, in das H1-Experiment eingebaut. Weiterhin befindet sich hinter dem Experiment bei $z = -6{,}6$ m eine Veto-Wand mit großflächigen Szintillationszählern. Und schließlich bietet der TDC-Teil des SpaKal (S. 38) die Möglichkeit einer sehr genauen Zeitmessung, die außerdem sehr schnell zur Verfügung steht aufgrund der Tatsache, daß darin Szintillatorfasern verwendet wurden. Da das SpaKal transversal die gesamten Spurkammern abdeckt, kann es somit auch als großflächiges Veto auf strahbegleitende Teilchen von (Proton-)stromaufwärts dienen.

In der Auswertung dieser Arbeit werden diese Subdetektoren für die Vetobedingungen auf einige Auslöserkoinzidenzen benutzt. Abb. 23 zeigt, innerhalb welcher Zeitfenster einzelne Teilchen eindeutig einer ep-Streuung im nominellen Vertexbereich oder einer Untergrundreaktion zugeordnet werden können. Insbesondere die von den weiter vorn beschriebenen (longitudinalen) Satelliten herrührenenden Teilchen

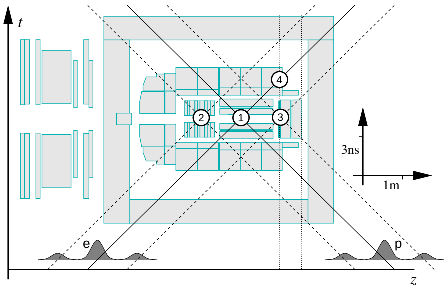


Abbildung 23:
H1-„Fahrplan“: Es sind die Trajektorien von Elektronen (e) und Protonen (p) sowie deren Satelliten entlang $\hat{z}$ im Weg-Zeit-Diagramm aufgetragen. Das unterlegte Schema des H1-Detektors dient der Illustration der verschiedenen Orte und Ereignisse und hat keine Bedeutung in vertikaler Richtung. Neben den Strahlkreuzungen im nominellen Wechselwirkungspunkt ① treten die der Satelliten außerhalb des Vertexbereiches in ② und ③ auf. Späte Protonsatelliten ③ treffen fast zeitgleich mit Teilchen der nominellen Wechselwirkungen in den hinteren Detektorbereichen ④ ein.

nach dem eigentlichen Protonpaket lassen sich nur durch Kombination von Flugzeitmessern an verschiedenen Orten eindeutig identifizieren. Man erkennt so zum Beispiel, daß innerhalb des SpaKals die Elektronen einer ordentlichen ep-Kollision gleichzeitig mit den Protonen eines (nachfolgenden) Proton-Satelliten eintreffen. Die vorausgehenden Proton-Satelliten sind dahingegen im ganzen Detektor eindeutig anhand ihrer Zeit zu identifizieren.

Die beiden Hauptdetektoren, FlAr-Kalorimeter und CJC, können für diese Art Zeitmessungen nicht herangezogen werden. Die präzisen ADC-Kalorimetersignale enthalten aufgrund der langen Integrationszeit keine auswertbare Zeitinformation mehr; und die FADC-Signale liefern eine Auflösung von τ_{HClk}und sind durch starkes Rauschen beeinträchtigt. Die Zeitinformation der Spurkammersignale ist etwa einen Faktor hundert genauer ($^1/_{100}\ \tau_{\text{HClk}}$); sie kann zur Unterscheidung kosmischer Höhenstrahlung von ep-Kollisionen herangezogen werden. Dabei wird aber über die Flugzeit innerhalb der Spurkammer integriert, sodaß eine „Richtung“ der Spur nicht daraus abgeleitet werden kann.

2.7 Periphere Subdetektoren

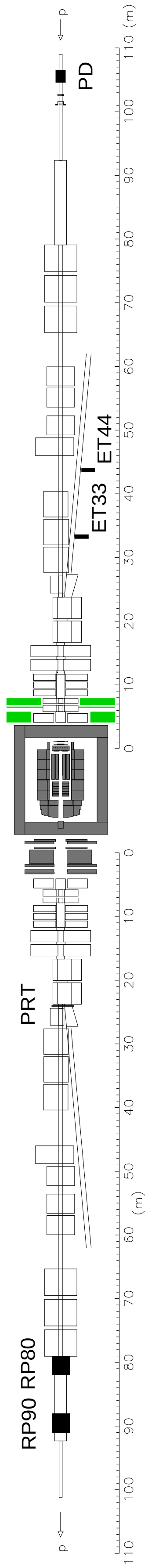
Ergänzend zu den Messungen mit den bisher vorgestellten Haupt-Detektorkomponenten innerhalb der Experimentierhalle ist es bisweilen aufschlußreich, Elektronen oder Protonen zu messen oder zumindest nachzuweisen, die unter extrem kleinen Winkeln* gestreut werden. Dazu dient auf der einen Seite das Luminositätsmeßsystem für Elektronen und Photonen sowie auf der anderen Seite die Proton- und Protonrest-Detektoren.

Rückwärtsrichtung: Luminositätssystem

Im Tunnel rechts vom Beschleunigermittelpunkt gesehen (Abb. 24) sind nahe dem Elektronstrahlrohr zwei Kalorimeter angebracht, die Positronen nachweisen, die unter sehr kleinem Winkel gestreut werden. Da sie eine andere Energie als die restlichen, ungestreuten Elektronen des Pakets haben, werden sie wie in Abb. 25 dargestellt in den Strahlführungsmagneten spektroskopisch getrennt und in Kalorimetern 33,4 m und 43,2 m vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt nachgewiesen.

Da die Akzeptanz dieser beiden Kleinwinkelkalorimeter somit sehr stark von der jeweiligen Einstellung der Strahlführungsmagnetfelder abhängt, kann sie nicht genügend gut durch eine Simulation wie in Kap. 4 beschrieben bestimmt werden. Sie wird nach einer separaten Auswertung [Lev93; And96] in Form einer

* Das heißt $\vartheta < 4°$ in Vorwärtsrichtung für die Protonen, $\vartheta > 177°$ in Rückwärtsrichtung für die Elektronen



◁ *Abbildung 24:* Überblick über den *gesamten* H1-Detektor mit allen Komponenten. Man erkennt außer einer Vielzahl von Magneten die zwei FPS-Stationen sowie den Kleinwinkel-Proton-Detektor (PRT) und das Vorwärts-Neutron-Kalorimeter (FNC) in Vorwärtsrichtung (unten). In Rückwärtsrichtung (oben) liegen die drei Kleinwinkel-Elektron-Kalorimeter, der Photondetektor des Luminositätssystems.

Der Anschaulichkeit halber ist die die $\hat{y}$-Achse überhöht dargestellt, der Nullpunkt von $\hat{z}$ auseinandergezogen und der H1-Detektor (in den tatsächlichen $(\hat{x};\hat{y})$-Proportionen) dort eingefügt worden.

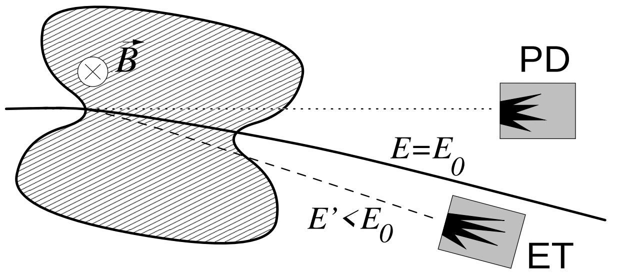


Abbildung 25: Prinzip der Elektron- und Photon-Messung unter extrem kleinen Winkeln: Gestreute Elektronen (gestrichelte Bahn, $E' < E_0$) werden spektroskopisch vom Strahl (durchgezogene Bahn, Nominalenergie $E = E_0$) getrennt und in einem Kalorimeter nachgewiesen. Photonen (gepunktete Bahn) aus einer ep-Wechselwirkung werden, von den Ablenkmagnetfeldern unbeeinflußt, in gerader Verlängerung des Strahls beobachtet.

Bibliotheksfunktion zur Verfügung gestellt, die für verschiedene Zeiträume während der Datennahme gültig ist. Diese Funktion wurde benutzt, um die luminositätsgewichteten* mittleren Akzeptanzkurven wie in Abb. 26 gezeigt zu berechnen. Daraus erhält man die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kleinwinkelkalorimeters innerhalb des gesamten Zeitraums der Datennahme. Diese dient dann als Gewichtungsfunktion für Monte-Carlo-simulierte Ereignisse wie in Abschn. 4.3 (S. 85 ff.) beschrieben.

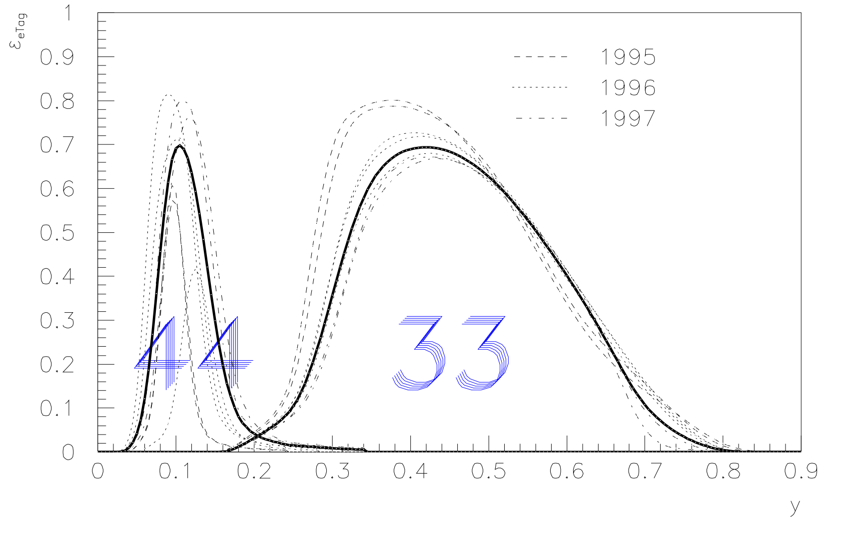


Abbildung 26: Experimentell bestimmte Akzeptanzkurven der Kleinwinkelkalorimeter bei rund 33 m und 44 m für die in dieser Arbeit benutzten Daten zu verschiedenen Zeiten (dünne unterbrochene Linien) und die daraus ermittelte, luminositätsgewichtete Akzeptanzwahrscheinlichkeit (dicke durchgezogene Linien), die in dieser Arbeit verwendet wurde.

In gerader Verlängerung der Strahlachse vom Vertex aus befindet sich der Photondetektor, in dem unter kleinen Winkeln ($\vartheta \approx 180°$) abgestrahlte Photonen nachgewiesen werden. Sie entstehen vor allem bei der quasi-kollinearen Abstrahlung von Photonen durch einlaufende Elektronen (Anfangszustands-Abstrahlung, engl.: *initial state radiation, ISR*).

* Zur Luminositätsberechnung wurden die Hochspannungskorrekturen (S. 162) der Analyse dieser Arbeit angewandt.

Um die Photonen sicher genug von geladenen Teilchen trennen zu können, befindet sich vor dem Photonkalorimeter ein TSCHERENKOV-Zähler (eigentlich TSCHERENKOV-Strahlungs[Cer37]-Zähler), der als Veto fungiert.

Abkürzung	Position z	sensitive Fläche	Tiefe/Kanäle
ET33	−33,4 m	154×154 mm^2	20 cm ($\Xi_0 = 22$) 49 Kanäle
ET44	−43,2 m	44×66 mm^2	20 cm ($\Xi_0 = 22$) 6 Kanäle
PD	−103,1 m	100×100 mm^2	20 cm ($\Xi_0 = 22$) 25 Kanäle
VC	−102,8 m		28 cm ($\Xi_0 = 1$) 2 Kanäle

Tabelle 4:
Komponenten des Luminositätssystems (wie in dieser Arbeit benutzt, vgl. Hinweis S. 191) und deren Kennwerte [WWW01]

Zur Messung der Luminosität wird die Reaktion ep $\to$ eγp, die Abstrahlung von Photonen unter sehr kleinen Winkeln in der sogenannten Bethe-Heitler-Reaktion, benutzt, die die Bedingungen
- genügend hohe Rate zur Messung mit hinreichend kleinen statistischen Fehlern und
- sehr genaue theoretische Kenntnis zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts möglich (innerhalb der QED)

erfüllt, um als Eichnormal dienen zu können.

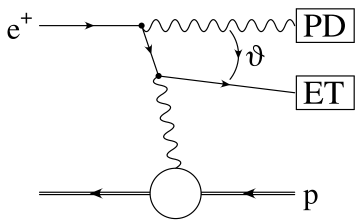


Abbildung 27:
Diagramm der Bethe-Heitler-Reaktion

Zur Erkennung dieser Reaktionen gibt es zwei Methoden. Bei der **Koinzidenz**-Methode wird der gemeinsame Nachweis von Photon und Elektron in Photon- und Elektrondetektor verlangt. Sie hat den Vorteil, unabhängig von der Kalibration der Photonenergie ein zuverlässiges Ergebnis zu liefern, und verlangt eine genaue Ortskalibration beider Detektoren. Genauer ist die **Photonmethode**, bei der lediglich das Auftreten eines Photons gezählt wird. Voraussetzung ist allerdings, daß die Energie der Photonen gut kalibriert ist.

Für die unmittelbare Bestimmung (*online*) der Luminosität während der Datennahme wird seit 1996 die Photonmethode benutzt. Die Jahresauswertung zur Bestimmung der Luminosität für eine ganze Datennahmekampagne (*offline*) wurde immer mit der Photonmethode durchgeführt. Dazu wird lediglich das ET33-Kalorimeter benutzt, welches bei weitem die größte Akzeptanz hat (s. Abb. 26, [Lev93]). Die Werte der Luminositätsmessung sowie der Detektorstatus sind mit einem Raster von ungefähr 30 Sekunden in der zentralen H1-Datenbank (H1NDB) verfügbar. Der endgültige Fehler der Luminositätsmessung nach Anwendung aller Korrekturen (vgl. dazu S. 162) beträgt weniger als 2%.

Die genaueste Meßgröße, die die Elektronkalorimeter liefern, ist die Elektronenergie. Diese direkte Messung ist trotzdem zu ungenau für die Bestimmung der Kinematik, weswegen die oben vorgestellte Methode der Akzeptanzfunktion für die Integration der Wirkungsquerschnitte verwendet wird. Die Streuwinkel ϑ', φ des Elektrons werden ebenfalls nicht gut genug aufgelöst. Im Prinzip hat das Kalorimeter eine (ungleichmäßige) Akzeptanz von 360° in φ, sowie 0,5 mrad$\approx$0,03° in ϑ, die allerdings durch die Emittanz des Elektronstrahls (0,1. . .0,2 mrad) und durch Vielfachstreuung im Austrittsfenster um mehr als 0,5 mrad ungenau wird, sodaß der ursprüngliche Winkel nicht mehr bestimmt werden kann.

Vorwärtsrichtung: PRT, FPS, FNC

Auf der anderen Seite des Detektors, im Tunnel links vom Beschleunigermittelpunkt aus gesehen (Abb. 24), befinden sich insgesamt drei Typen von Detektoren, die das Proton oder dessen Rest bei kleinen Winkeln ϑ ganz oder teilweise nachweisen.

Am ersten möglichen Standort hinter dem Hauptdetektor, der Platz für eine solche Installation bietet, befindet sich 24 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt, ein System von vierzehn Protonrest-Szintillatoren (engl.: *proton remnant tagger*, PRT). Sie sind um das Proton-Strahlrohr herum angeordnet (Abb. 28), wobei jeweils zwei in Koinzidenz geschaltet sind, und somit insgesamt sieben unabhängige Kanäle zur Verfügung stehen. Wenn das Proton in mehrere Hadronen dissoziiert, die unter geringem Streuwinkel nahe der ursprünglichen Protonrichtung weiterfliegen, können diese die Szintillatorblätter anregen und somit erkannt werden.

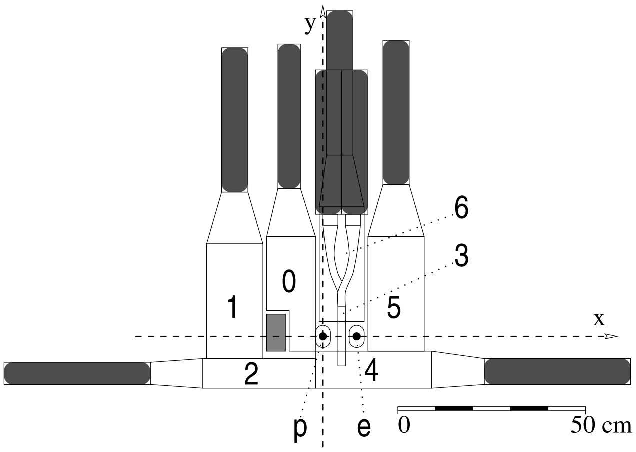


Abbildung 28:
Schematischer Aufbau des PRT in Blickrichtung zum Hauptdetektor. Der Koordinatenursprung verläuft auf dieser Zeichnung durch die nominelle Position des Protonstrahls. Zu erkennen sind in der Mitte das Proton- (p) und Elektronstrahlrohr (e), die dunkel gezeichneten SEV-Röhren, sowie die aktiven Szintillatorflächen (Rechteck) und die Lichtleiter (Trapez).

Weiter protonstromabwärts befinden sich bei $z = +81$ m und $z = +90$ m zwei Spurdetektoren (engl.: *forward proton spectrometer*, FPS), die gemeinsam dazu dienen, die Bahn des Protons in äußerster Vorwärtsrichtung zu vermessen, so es denn intakt bleibt. Aufgrund dieser Spurmessung erfolgt die spektrometrische Bestimmung der Energie ebenfalls mit Hilfe der Felder der Strahlführungsmagnete. Schließlich gestattet das Vorwärts-Neutron-Kalorimeter (engl.: *forward neutron spectrometer*, FNC, [Bru99]) die Energiemessung eines Neutrons, das unter Polarwinkeln $\vartheta < 0{,}6$ mrad vom Wechselwirkungspunkt herkommt.

2.8 Echtzeit-Datenerfassung (Online-DAQ)

In den vorherigen Kapiteln wurden sämtliche Subdetektoren des H1-Experiments erwähnt, wobei die für die später folgende Analyse wichtigen Baugruppen ausführlich beschrieben wurden. Dieser Absatz beschreibt die elektronischen Hilfsmittel, die es erst möglich machen, die von den Detektoren im einzelnen und dem Experiment im Ganzen nachgewiesenen Teilchen und Signale schnell, genau und effizient auszuwerten und aufzuzeichnen. Da ist zunächst die Ausleseelektronik, die vor allem die analogen Signale digitalisiert, in ein einheitliches Datenformat bringt und zur Speicherung (engl.: *logging*) und Nachbereitung (engl.: *reconstruction*) abgibt. Wesentlich für eine effiziente Funktion des gesamten Experiments ist der Auslöse- und Filtermechanismus. Ein bedeutender Teil dieser Arbeit befaßt sich mit Theorie, Entwicklung, Bau und Betrieb eines neuen Auslösemechanismus der zweiten Stufe (*L2TT-Trigger*) welcher im nächsten Kapitel in Abschn. 3.6 (S. 63 ff.) eingehend beschrieben wird.

Baugruppen der Datenerfassung

Das H1-Experiment ist* in zwölf logische Datennahme-Einheiten aufgeteilt, die in Tab. 5 aufgeführt sind. Sie entsprechen im wesentlichen den in diesem Kapitel beschreibenen Detektorbaugruppen, wobei mehrere Baugruppen mit wenig Datenaufkommen zu einem einzigen logischen Datennahme-System zusammengefaßt werden. Diese liefern im Prinzip unabhängig voneinander (asynchron) die in ihrem jeweiligen Bereich anfallenden Daten an die dreizehnte Einheit, den DAQ-Koordinator, weiter. Sie sind durch einen doppelten Glasfaserring seriell miteinander verbunden, der einen Durchsatz von bis zu 10 MB/s gestattet [Hay87; Hay88; Hay90]. Er verbindet die in mehreren VME-Überrahmen verteilten Subsysteme schnell und effizient miteinander und trägt den Namen VMETaxi-Ring. Die physikalische und logische Anordnung der Datennahme-Systeme innerhalb dieses Taxirings ist in Abb. 29 gezeigt.

Beim Entwurf der Datenerfassung eines Speicherringexperiments muß ein Kompromiß zwischen der Genauigkeit der Messung, daraus folgender hoher Datenmenge und langer Auslesezeit sowie großem Speicherbedarf auf der einen Seite und der möglichst hohen Statistik, also der multiplikativ eingehende Ereignisrate,

* zum *tempus* vgl. Hinweis S. 191

1	Central Trigger	
2	Kalorimeter-Trigger (FADC)	244 BT $\times$ 2 $\times$ BC
3	FlAr-Kalorimeter, elektromagn.	30784 elm. + 13568 had. Zellen = 44352 Kanäle FlAr-Kal. insgesamt [Fle97] 250 kBytes, intern reduziert auf 10 . . . 20 kBytes
	PLUG	800 Kanäle
	SpaKal	1192 elm. + 136 had. + 12 BPlug-Zellen = 1350 Kanäle SpaKal insgesamt [SSc98]
4	Zentralspurkammern	11300 FADCs für alle Driftkammern
5	Vorwärtsspurkammern	
6	Vorwärts-μ-Spektrometer	30000 Kanäle
7	MWPC (CIP/COP/FPC/BPC)	3936 Kanäle
8	μ-System:	131000 Kanäle [Keu97] intern reduziert auf $\approx$ 250 Bytes
9	Rückwärtsspurkammer(BDC)	2048 Kanäle digital, 256 Kanäle analog = 88 kBytes, Nullunterdr. reduziert auf 630 Bytes
10	R101-Systeme: FPS Vorwärts-μ-Trigger FNC Luminositätsdetektoren	 $4 \times 8 = 32$ Oktanten 82 Kanäle (Abb. 4, S. 42)
11	Trigger-Systeme: DC-$r\phi$-Trigger rz-Trigger	
12	CST [Pre96] BST	81920 Auslesestreifen

Tabelle 5: Datenerfassungseinheiten und von ihnen verarbeitete Datenmengen im H1-Detektor

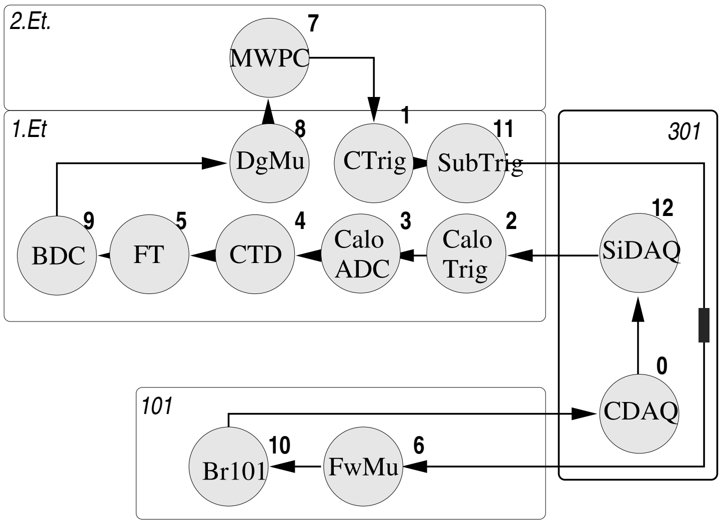


Abbildung 29:
Datennahmering des H1-Experiments: Jeder Kreis stellt eine Taxi-Einheit dar. Die Pfeile geben die Transportrichtung der Ereignisdaten an, die Zahlen stehen für die logische Reihenfolge der Abfrage im Datennahmeprotokoll. Das System SiDAQ (Silizium-Detektoren) besteht selbst aus einem weiteren Datennahmering desselben Typs.

auf der anderen Seite gefunden werden. Der stochastische Charakter des Auftretens von Ereignissen erfordert einen Auslösemechanismus, der zusammen mit einer Filterfunktion die wirtschaftliche Ausbeutung vorhandener Kapazitäten ermöglicht. Dieses Auslöse- und Filterkonzept wird (engl.) *Trigger* genannt und im nächsten Kapitel beschrieben.

Ein Mann, der recht zu werken denkt,
muß auf das rechte Werkzeug halten.
— J. W. Goethe, Faust

3. Auslösemechanismen (Trigger)

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Datenmengen könnten zu einem Datendurchsatz von 50 kB $\cdot$ 10^7 Hz $= {}^1\!/_2$ TByte pro Sekunde führen, wenn man jede Begegnung von ep-Paketen genau registrieren wollte. Diese utopische Zahl kann in der Praxis nicht verarbeitet werden. Zum einen wäre die anfallende Datenmenge so groß, daß sinnvolle Nachbereitung und Auswertung unerschwinglich werden. Zum anderen brauchen der Detektor und seine Baugruppen eine gewisse Erholzeit nach dem Ansprechen auf ein Teilchen. Das gesamte Experiment im Zusammenspiel aller Baugruppen benötigt ebenfalls eine gewisse Zeitspanne für die Aufzeichnung der zu einem Ereignis gemessenen Signale. Da das Experiment während dieser Zeit für weitere Ereignisse blind ist, spricht man auch von Totzeit. Sie begrenzt unter anderem die maximale Rate, mit der Ereignisse im Experiment erfaßt werden können.

Von ep-Stößen werden im Mittel aufgrund der Wirkungsquerschnitte bei einer Luminosität von $10^{30}/(\mathrm{cm}^2\mathrm{s})$ lediglich einige Ereignisse pro Sekunde erwartet, die physikalisch relevant sind. Dazu muß sich ein genügend großer Teil des Endzustandes im Detektor befinden, was sich in eine Untergrenze für die kinematischen Variablen Q^2 oder $p_\perp(\mathrm{X})$ übersetzen läßt. Tab. 6 gibt einen Überblick über die Raten verschiedener Ereignistypen. Man sieht zum Beispiel, daß exklusive Endzustände, welche schwere Quarks oder schwere Vektorbosonen enthalten, zu den seltensten gehören.

Ereignisarten		Raten
ep:	$\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{31}/(\mathrm{cm\,s})$	
	DIS (NC), $Q^2 > 3\ (\mathrm{GeV}/c)^2$	3 Hz
	DIS (CC)	$3 \cdot 10^{-3}$ Hz
	Photoproduktion	$\approx 10^3$ Hz
	Erzeugung von $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Paaren	< 1 Hz
Untergrund:	$I(\mathrm{p}) = 200$ mA, $I(\mathrm{e}) = 60$ mA	
	Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung	$10^2 \ldots 10^3$ Hz
	durch Nominalvertex (-25 cm $< z <$ 25 cm)	0,2 Hz
	Proton-Halo-induzierte Myonen ($\tau(\mathrm{p}) = 24$ h)	$2 \cdot 10^5$ Hz
	Proton-Restgas-Reaktionen (10^{-10} Torr)	$2 \cdot 10^3$ Hz
	durch Nominalvertex (-25 cm $< z <$ 25 cm)	150 Hz

Tabelle 6:
Erwartungswerte für die Raten einiger wichtiger Ereignistypen bei HERA [Fie85, und Verweise dort]

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Protonen an Atomkernen liegt wiederum Größenordnungen *über* dem der inklusiven Proton-Elektron-Streuung. Und Atomkerne sind in dem technischen Vakuum des Strahlrohres (als sogenanntes Restgas) sowie im Halo-Bereich* des Protonstrahls (als Strahlrohrwand) so reichlich vorhanden, daß man 10^5 Ereignissen pro Sekunde zu erwarten hat, die überhaupt nicht von Elektron-Proton-Stößen herrühren. Hinzu kommen Ereignisse, die durch Synchrotronstrahlung oder kosmische Höhenstrahlung induziert werden. Alle diese Ereignisse werden als Untergrund bezeichnet.

Somit erstrecken sich die Ereignisraten der verschiedenen Ereignistypen also über mehrere Größenordnungen. Ein Auslösemechanismus muß deshalb sowohl sensitiv auf die seltensten Ereignisse reagieren als auch restriktiv gegen die Untergrundereignisse sein, die zudem am häufigsten auftreten. Diese Konstellation ist bei HERA als Elektron-Proton-Speicherring einzigartig, weil sie die Nachteile großer Untergrundraten des Protonstrahls mit den kleinen (elektroschwachen) Wirkungsquerschnitten der Elektronstreuung verbindet. Hadron-Hadron-Beschleuniger wie TeVatron profitieren im Gegensatz dazu von vergleichsweise hohen Streuquerschnitten und Elektron-Elektron(oder -Positron)-Beschleuniger wie LEP von geringen Untergrundraten. Die entsprechenden Auslöser und Filter für die HERA-Experimente waren eine der neuen Herausforderungen an diesem Beschleuniger und überliefern zukünftigen Experimenten wie LHC (12 Ereignisse pro Strahlkreuzung) und HERA-B (4 Ereignisse pro Strahlkreuzung) wertvolle Erfahrungen.

Eine Vorentscheidung durch einen Auslöse- oder Triggermechanismus muß, um wirkungsvoll zu sein, innerhalb einer Zeitspanne gefällt werden können, die deutlich unter der Zeit liegt, die für das Auslesen eines Ereignisses benötigt wird. Damit ist sie aber auch inhärent ungenau: Einerseits müssen die Digitalisierung, Auswertung und Kompression der Daten schneller erfolgen als für eine maximale Genauigkeit erforderlich

* siehe S. 17

Teilchen	Beschleuniger	Pakete	Takt	Untergrundrate	Physik
e^+e^-	LEP	8	10 μs		
$p\bar{p}$	TeVatron	6	3,5 μs		
$e^\pm p$	HERA	200 (220)	96 ns	10^5 Hz	$10^{-2\ldots1}$ Hz

Tabelle 7:
Vergleich der experimentellen Gegebenheiten an verschiedenen Beschleunigeranlagen

wäre; andererseits sind die endgültigen Kalibrationskonstanten wie zum Beispiel für Ereignisvertex oder Energieskalen zum Zeitpunkt der Datennahme noch nicht bekannt. Demzufolge ist jeder Auslösemechanismus oder Filter ein Kompromiß zwischen Schnelligkeit und Präzision, und in der Regel wird für Experimente an Speicherringen ein mehrstufiges System mit in jeder Stufe zunehmender Genauigkeit und Entscheidungszeit gewählt.

Im H1-Experiment sind bis zu vier Auslöserstufen vorgesehen, die unmittelbar während der Datennahme wirksam sind. Wie die Entscheidungen getroffen werden, wird in Abschn. 3.2 ff. beschrieben. Insbesondere auf die Neuentwicklungen für die zweite Stufe (L2, s. Abschn. 3.4) wird ausführlich in Abschn. 3.5 (L2NN) und Abschn. 3.6 (L2TT) eingegangen. Der folgende Abschnitt gibt zunächst einen einführenden Überblick in Konzept und Zusammenhang der vier Stufen und die Zeitverhältnisse und Randbedingungen während der H1-Datennahme.

3.1 Zeitverhältnisse und Architektur

Bei einer Betrachtung der Zeitverhältnisse im Funktionsablauf eines Detektors spielen einerseits die Erholzeit des Detektors selbst, also die Regenerationszeit des sensiblen Detektormaterials, und andererseits die Totzeit, die durch Ausleseelektronik und Datenverarbeitung verursacht wird, jeweils eine Rolle. In Bezug auf letztere kann man unterscheiden zwischen der Auslesezeit, während der die Daten digitalisiert, formatiert und komprimiert werden, und der Manipulationszeit, während der die Daten weiter selektiert, formatiert und an die zentrale Datennahmeeinheit abgegeben werden. Die **Totzeit erster Ordnung** oder **primäre Totzeit** wird definiert als diejenige Zeit, während der eine bestimmte Baugruppe oder das gesamte Experiment keine weiteren Ereignisse beobachten kann, solange es das unmittelbar aufgezeichnete Ereignis noch verarbeitet. Üblicherweise werden die Ereignisdaten dann von den einzelnen Baugruppen wie im vorherigen Kapitel (Abschn. 2.8) beschrieben zwischengespeichert. Die Weiterverarbeitung dieser Daten kann dann asynchron zur eigentlichen Aufzeichnung geschehen. Falls die Rate der aufgezeichneten Ereignisse allerdings so hoch wird, daß Zwischenspeicher in der Detektorbaugruppe selbst oder weiter datenstromabwärts nicht mehr rechtzeitig entleert werden können, dann kommt es **Totzeit zweiter Ordnung**. Dieser Arbeitsbereich wird möglichst für den Betrieb des Detektors vermieden.

Der Subdetektor mit der höchsten primären Totzeit ist das FlAr-Kalorimeter. Aufgrund seiner langen Integrationszeit für die Ladungssammlung und der feinen Segmentierung, demzufolge also einer sehr großen Anzahl Kanäle, ist es der präziseste aber auch der langsamste* Subdetektor des Experimentes im Hinblick auf die Reaktions- und Erholzeit seiner sensitiven Bereiche. Daher hat das Zeitverhalten dieses Detektors das Design des Auslöser- und Datennahmesystems von H1 (Abb. 30) stark beeinflußt. Die maßgebenden Zeitkonstanten sind:

- **2** μs (24 HClk) für die FADC-Digitalisierung und Summenberechnung im Auslösesystem des Kalorimeters (s. Abschn. 3.2, S. 51 ff.)
- **2,7** μs bis zum Erreichen des Maximalwertes, nachdem sich ein Teilchenschauer im Kalorimeter entwickelt hat
- **20** μs (ungefähr) für die Integration der Ionisationsladung im Impulsformer, welcher dann für begrenzte Zeit in der Kapazität eines Abtast-Halte-Gliedes (engl.: *Sample&Hold*) gespeichert werden kann
- **800** μs Planvorgabe für die Auslesezeit. Sie setzt sich zusammen aus $128 \times 5\ \mu\text{s} = 640\ \mu\text{s}$ für die (sequentielle) Digitalisierung von je 128 Kanälen und einer Bearbeitungszeit für eine vorläufige Formatierung und Zwischenspeicherung der Daten

Der H1-Auslöse- und Filterkomplex (engl.: *trigger and filter*) besteht aus vier Stufen. Der Datenfluß nimmt mit jeder Stufe ab, während die jeweilige Komplexität der Entscheidungen zunimmt. Die erste Stufe arbeitet totzeitfrei mit einer Latenzzeit von 24 HClk. Während dieser Zeit werden alle im Detektor anfallenden Daten in Schieberegister (engl.: *pipeline*) geschrieben und festgehalten. Somit können beim Anhalten des Detektors Vergangenheit und Zukunft um den nominellen Zeitpunkt herum ausgelesen werden. Unterschiedlich lange

* Das trifft jedoch nicht zu für die Auslesezeit.

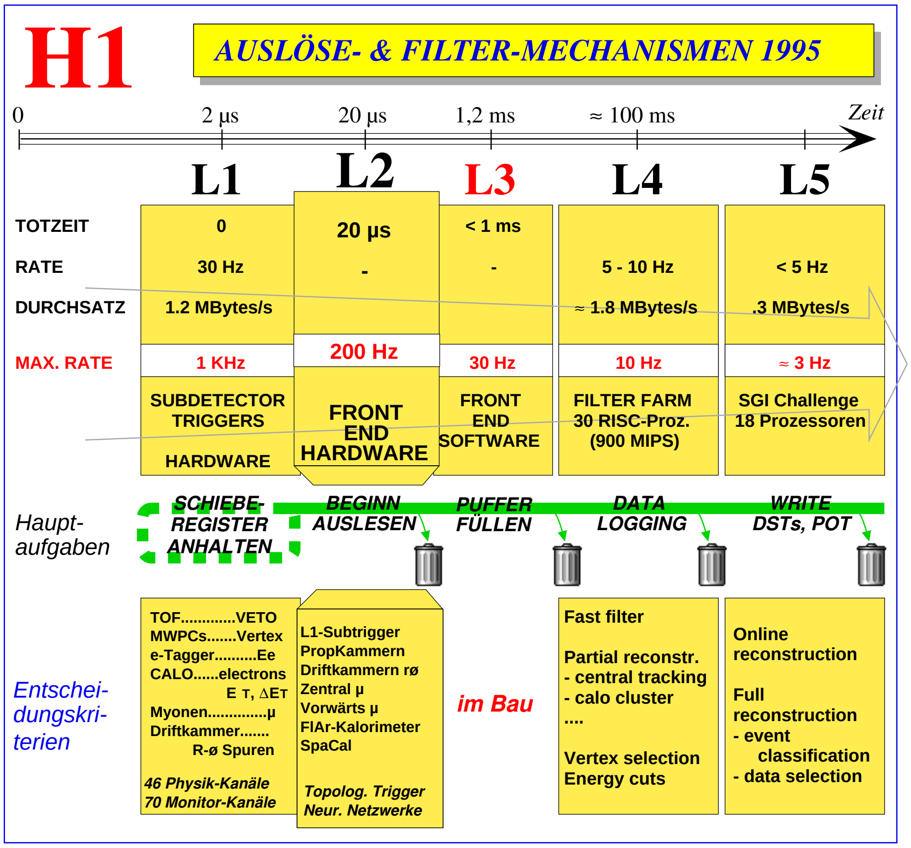


Abbildung 30:
Übersicht des Auslöse- und Filter-Systems für das H1-Experiment: Für jede Stufe sind die charakteristischen Größen und Randbedingungen angegeben, sowie die Detektorbaugruppen, die jeweils für die Entscheidungen benutzt werden können.

Die Komplexität und Entscheidungszeit nehmen von links nach rechts zu. Dabei nimmt der Datendurchsatz ab. Die erste Stufe (L1) funktioniert totzeitfrei; alle Stufen führen zur Weitergabe oder Löschung der gerade bearbeiteten Ereignisdaten.

Reaktionszeiten verschiedener Detektoren können durch unterschiedlich tiefe Schieberegister ausgeglichen und somit synchronisiert werden. Solange die Entscheidungen 24 HClk nach dem jeweiligen Ereigniszeitpunkt negativ ausfallen, läuft der Detektor weiter, wobei die ältesten Daten zyklisch Überschrieben werden. Mit dem Eintreten der Anhaltebedingung zum Anhalte- oder *Trigger*zeitpunkt wird der Zeitnullpunkt t_0 eines Ereignisses festgelegt. Er ist naturgegebenermaßen ein Vielfaches von τ_{HClk} und wird durch HERA-Umlauf- und -Paketnummer eindeutig angegeben.

Wenn ein Ereignis von der ersten Stufe angenommen worden ist, und die Totzeit beginnt, gibt es drei Möglichkeiten für den weiteren Verlauf:

- ▷ **L2Rj** Nach 20 μs wird das Ereignis von der zweiten Stufe abgewiesen. ◀
- ▷ **L2Kp**
  - ▷ **L3Rj** Das Ereignis wird von der zweiten Stufe angenommen und bis zu 800 μs nach **L1Kp** durch die dritte Stufe abgelehnt. ◀
  - ▷ **L3Kp** Das Ereignis wird von der zweiten Stufe angenommen und nach spätestens 800 μs von der dritten Stufe ausdrücklich oder zwangsläufig durch überschreiten einer Zeitgrenze bestätigt.

Das Symbol ◀ bedeutet, daß an den entsprechenden Stellen die Datennahme des Detektors von neuem beginnen kann.

Auslöseprotokoll

Der Ablauf der Entscheidungen in den verschiedenen Stufen wird von der Zentralen Auslöselogik (engl.: *Central Trigger*) in allen Detektorbaugruppen über ein fest definiertes Signalprotokoll koordiniert. Wenn die im vorigen Kapitel definierten Datennahmeeinheiten ihre Bereitschaft zur Datennahme (engl.: *front end ready*, FER) gemeldet haben, sendet sie ein Rücksetz-Signal (engl.: *fast clear*, FClr) an alle Baugruppen und schaltet nach dem Anlaufen der Schieberegister (engl.: *pipeline enable*, **PEN**) die Statusleitung **L1Atv** („L1 aktiv"). Der typische Zeitablauf dieser Signalfolge ist in Abb. 31 dargestellt. Sie leitet den Beginn der Datennahme (*run*) ein und schließt auch die Aufzeichnung jedes Ereignisses ab.

Wenn die erste Auslöserstufe (L1) entschiedet ein bestimmtes Ereignis aufzuzeichnen, dann wird das Signal **L1Kp** aktiv, was gleichzeitig **L1Atv** und **PEN** zurücksetzt (Abb. 32–34). Die Ausleseprozessoren der Zentralen Myonkammern beginnen ihre Arbeit, während die Detektorsignale von Driftkammern und Kalori-

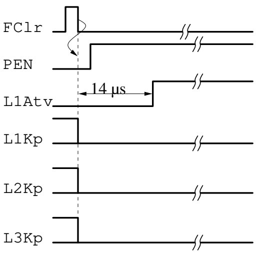


Abbildung 31:
Restart-Sequenz der Auslöser-Steuersignale: Mit dem Rücksetz-Signal (**FClr**) werden alle Haltesignale (**L*Kp**) auch zurückgesetzt. 2 HClk später wird **PEN** aktiv, und 14 μs später wird die Datennahme mit **L1Atv** freigegeben.

meter in zwischengespeichert werden. Es bleiben dann 20 μs Zeit für die zweite Auslöserstufe (L2), um eine positive Entscheidung hervorzurufen. Bleibt diese aus, so erfolgt ein schneller Neustart (engl.: *Restart*) wie in Abb. 32 gezeigt.

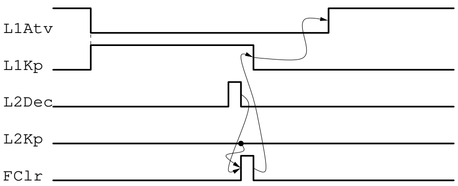


Abbildung 32:
L1Kp-L2Rj-Sequenz: Mit der positiven Entscheidung **L1Kp** wird **L1Atv** zurückgesetzt. Zum festgelegten Zeitpunkt wird mit **L2Dec** die L2-Entscheidung ermittelt. Folgt unmittelbar darauf kein **L2Kp** , so wird ein schneller Neustart mit **FClr** veranlaßt.

Abb. 34 zeigt den weiteren Verlauf, sofern auf L2 das Ereignis akzeptiert worden ist. Dann sind 800 μs vorgesehen, um per L3-Entscheidung das Ereignis zu verwerfen oder für die Datennahme zu bestätigen. Eine negative Entscheidung (**L3Rj**) führt wieder zu einem schnellen Neustart, während eine positive Entscheidung dazu führt, daß die ausgelesenen Signale nach Abschluß des Auslesens in den MEB validiert werden.

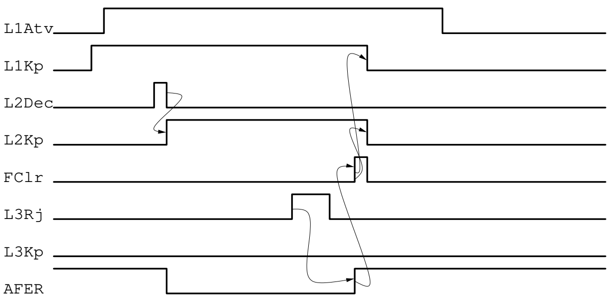


Abbildung 33:
L1Kp-L2Kp-L3Rj-Sequenz: Die **L1Kp**-Entscheidung wird nach **L2Dec** durch **L2Kp** bestätigt. Daraufhin verwirft die L3-Entscheidung **L3Rj** das Ereignis und führt zu einer Neustart-Sequenz wie im vorigen Fall (Abb. 32). **L2Kp** löst aber auch die Vorbereitung der Daten in der Ausleseelektronik aus, was durch das Signal **AFER** angezeigt wird.

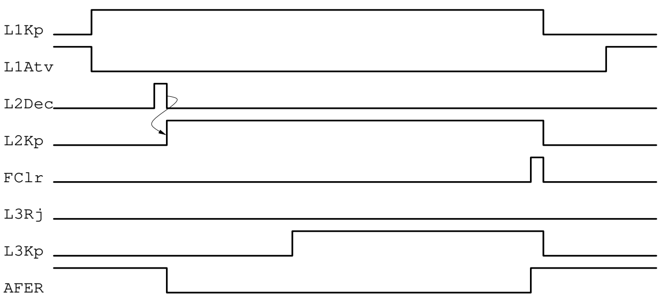


Abbildung 34:
L1Kp-L2Kp-L3Kp-Sequenz: Die Entscheidungen **L1Kp** und **L2Kp** werden schließlich auch durch **L3Kp** bestätigt, was zu einem vollständigen Auslesen aller Detektorbaugruppen führt. Anschließend wird die übliche Neustart-Sequenz ausgeführt.

Alle Subdetektor-Auslesesysteme müssen ihre Bereitschaft zur weiteren Datennahme nach Beendigung der entsprechenden Aktivitäten durch das Signal **FER** (engl.: *front end ready*) anzeigen. Frühestens nach der Aktivierung von **L3Kp** oder **L3Rj** ist die Übergabe der ausgelesenen Daten an das Zentralsystem per **L3Ack** zu quittieren. Sind diese Quittungssignale von allen Baugruppen eingegangen, so wird **FClr** gesetzt, und der Datennahmeprozeß kann wie am Anfang dieses Abschnittes beschrieben fortgesetzt weden.

3.2 Erste Stufe (L1)

Die erste Stufe fällt für ein gegebenes Ereignis innerhalb von 24 HClk nach dem Zeitpunkt der ep-Kollision eine Entscheidung darüber, ob es aufgezeichnet oder als unerwünschter Untergrund betrachtet

FlAr-Kalorimeter	a k l m	Flugzeitmesser	i
SpaKal: IET, BPlug, Flugzeit	f g H	RZ-Trigger	n
Vorw.-Prop.-Kammern	b	Veto-Wände	p
Zent. Prop.-Kammern	d j C D	FPS	E
DCrϕ (CJC)	c F	FNC	G
Luminositätssystem	o	Rückw.-Driftkammer (BDC)	B
Zentraler μ-Detektor	h		
Vorwärts-μ-Detektor	e	„Seifenschachtel“ (f. Tests)	A

Tabelle 8: H1-Detektorgruppen, die Auslösesignale zur Verfügung stellen: Jeder Buchstabe stellt eine Gruppe von acht digitalen Signalen dar.

wird. In dieser Zeit werden sowohl die Detektorsignale grob ausgewertet als auch mögliche Koinzidenzen gebildet. Tab. 8 gibt eine Übersicht über die Detektorbaugruppen, die L1-Triggersignale liefern.

Wie die Korrelation zwischen den Signalen der einzelnen Subdetektor-Auslösersysteme für die erste und zweite Stufe technisch hergestellt wird, wird im nächsten Abschnitt beschrieben. An dieser Stelle folgt zunächst eine Beschreibung der wichtigsten in dieser Arbeit benutzten und auch in der zweiten Stufe benutzten Apparate und Algorithmen.

L1: FlAr-Kalorimeter-Trigger

Das in Abschn. 2.5 beschriebene FlAr-Kalorimeter wird, zusammen mit dem SpaKal, in sechzehn Polarwinkelbereiche unterteilt, die etwa gleiche Abstände in Einheiten der Rapidität (Def. S. 22) haben. Im einzelnen wird jede Kalorimeterzelle einem bestimmten ganzzahligen Θ-Index wie in Abb. 35 gezeigt zugeordnet. Damit bestimmt auf Trigger-Niveau der Wert $\Theta \in [0;16]$, innerhalb welches Intervalls in ϑ ein Teilchen gemessen worden ist. Zusätzlich wird entsprechend der Granularität des Kalorimeters eine vier-

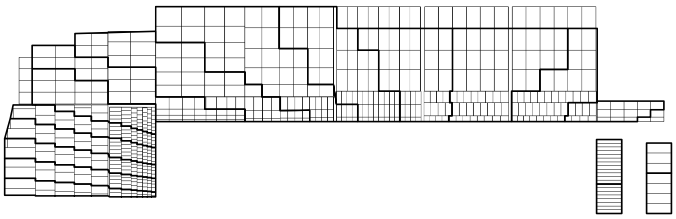


Abbildung 35: Aufteilung in Rapiditätsbereiche (Θ-Indizes) entlang des Polarwinkels ϑ

bis 32-fache, äquidistante Unterteilung in Φ-Indizes entlang dem Radialwinkel φ vorgenommen, sodaß ein $(\Theta;\Phi)$-Gitter wie in Abb. 36 dargestellt entsteht.

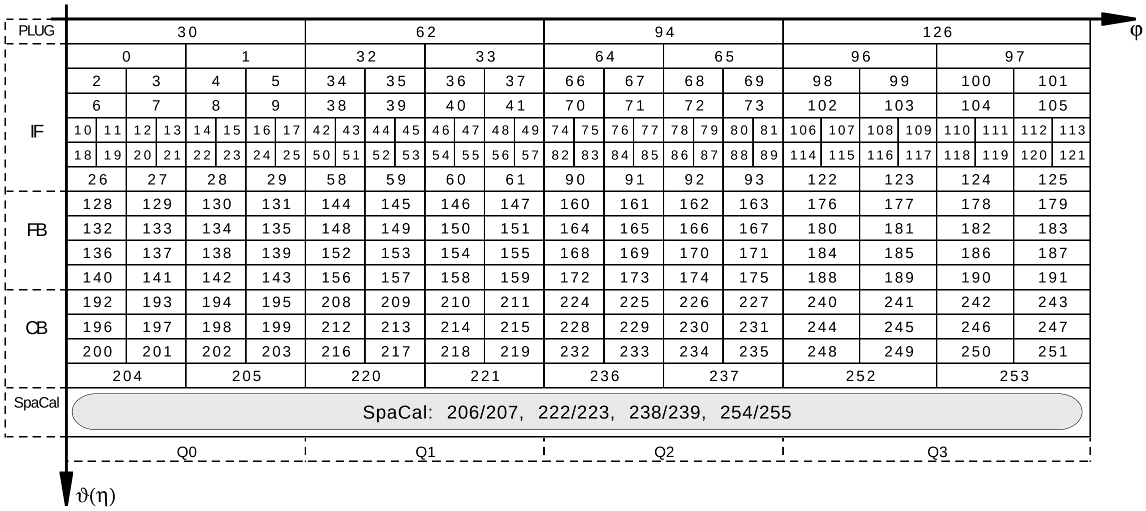


Abbildung 36: Aufteilung der BigTowers in der $(\Theta;\Phi)$-Ebene

Die 256 Felder dieser $(\Theta;\Phi)$-Ebene werden ihrer Geometrie entsprechend *Big Towers* (BT) genannt. Ein BT besteht schaltungstechnisch aus bis zu vier Triggertürmen (engl.: *Trigger Towers*), was für die weitere Betrachtung nicht wesentlich ist. Jeder dieser Türme ist aufgeteilt in einen elektromagnetischen und hadronischen Teil, welche getrennt voneinander im (FlAr-)Kalorimeter-Trigger [Car95; And93b, §6] verarbeitet werden können. Ihre Signale werden, sofern sie einen bestimmten Schwellwert (AGM, *analog gating module*, [Sef94])überschreiten, in schnellen Analog-Digital-Wandlern (*Flash-ADCs*, FADCs) digitalisiert und über bestimmte Bereiche summiert.

Von besonderer Bedeutung für die in Kap. 7–8 vorgestellte Analyse ist die Verwertung dieser Signale für die sogenannten Elektronbedingungen. Abb. 37 veranschaulicht die für diese Bedingungen angewandten

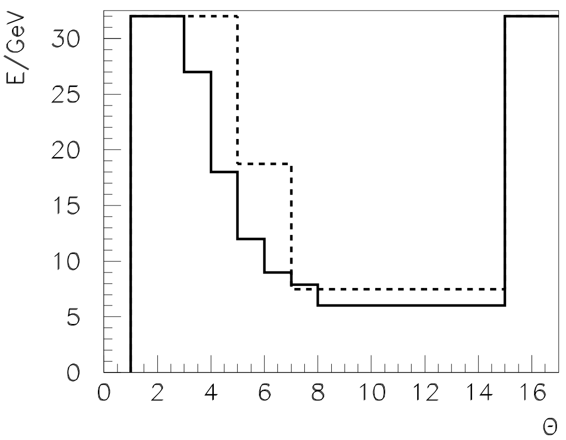


Abbildung 37:
Die Schwellen der Triggerelemente `LAr_electron1` (durchgezogene Linie) und `LAr_electron2` (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit des `Θ`-Indizes. Die Schwellen für `LAr_electron1` blieben unverändert, die für `LAr_electron2` wurden für die Datennahme 1997 wesentlich erniedrigt.

Energieschwellen in Abhängigkeit des `Theta`-Indizes. Wird in einem der BT-Bereiche diese ϑ-abhängige Schwelle von der elektromagnetischen Energie überschritten, so ist diese Bedingung logisch wahr (`true`). Weitere Bedingungen werden anhand von Energiesummen über Teile des Kalorimeters (`LAr_CB`, `LAr_IF`, `LAr_FB`, s. Tab. 9) gebildet. Schließlich ist die `LAr_BT`-Bedingung von Bedeutung, die im folgenden Abschnitt im Zusammenhang mit dem Proportionalkammer-Trigger beschrieben wird.

`LAr_??`	`LAr_IF` : E_{IF}	`LAr_CB` : E_{CB}	`LAr_FB` : E_{FB}
=0	$\leq$ 2,0 GeV	$\leq$ 6,0 GeV	$\leq$ 3,0 GeV
=1	$>$ 2,0 GeV	$>$ 6,0 GeV	$>$ 3,0 GeV
=2	$>$ 7,5 GeV	$>$ 7,5 GeV	$>$ 7,5 GeV
=3	$>$ 20.0 GeV	$>$ 20,0 GeV	$>$ 20,0 GeV

Tabelle 9:
Schwellen der FADC-Energiesummen für die L1-Triggerelementkombinationen `LAr_IF`, `LAr_CB` und `LAr_FB`. Die Kodierung in jeweils 2 Bits erlaubt die Erkennung von jeweils drei verschiedenen Schwellen.

L1: zVtx-Trigger

Der zVtx-Trigger [Bec96] wertet die Signale aller Proportionalkammern (FPC, CIP, COP) auf zwei Arten aus. Einerseits werden alle Spurkombinationen die aus den Signalen der zwei bis drei Kammerlagen gebildet werden können, bis zur Vertexachse ($x = 0, y = 0$) extrapoliert und in ein Histogramm eingetragen, dessen statistische Eigenschaften (Mittelwert, Anzahl Einträge, Spitzenwert, ...) mit Grenzwerten verglichen werden. Bei Übereinstimmung oder Überschreitung wird dann ein entsprechendes L1-Signal ausgelöst (vgl. Tab. 10, S. 53). Außerdem werden geometrisch genau an die BT-Einteilung des Kalorimeter-Triggers angepaßt Signale zur Bestätigung der FlAr-Triggersignale erzeugt. Das ermöglicht es, schon auf dieser Stufe geladene Teilchen genügend hoher Energie zu identifizeren. Diese werden BR (engl.: *big rays*) genannt und können auf L1 einzeln (nur Spurkammersignale) oder in Koinzidenz mit dem FlAr-Kalorimeter (BT `&&` BR) ausgewertet werden. Auf L2 besteht dann die Möglichkeit, diese Koinzidenzen in der vollen Raumwinkel-Auflösung von angenähert 16×16 Feldern zu bilden.

L1: DC$R\phi$-Trigger

Der DC-$r\phi$-Trigger [Wol92] verwendet Signale aus 390 der 2640 CJC-Driftzellen, von denen sieben Lagen aus CJC1 und drei innere Lagen aus CJC2 beitragen. Diese werden mit je 45 identischen Masken für je vier Spurtypen verglichen:

- positive Krümmung, $p_\perp > 400$ MeV/c,
- positive Krümmung, $p_\perp > 800$ MeV/c,

Tabelle 10: Übersicht der wichtigsten Auslösesignale (Triggerelemente)

Proportionalkammer-Trigger: [Bec96]

`zVtx_T0` — Mindestens eine Kombination der CIP/COP-Signale ergibt eine Trigger-Spur (Big Ray)

`zVtx_T0_nextbc` — Dasselbe Triggerelement wie `zVtx_T0`, um τ_{HClk} vorgezogen; kann als Veto auf verfrühte (ungenaue) Trigger anderer Subsysteme benutzt werden.

`FwdRay_T0` — Mindestens eine Kombination der FPC-Signale ergibt eine Trigger-Spur (Big Ray)

`zVtx_Cls` — Die Einträge im zVtx-Histogramm verteilen sich auf nicht mehr als vier benachbarte Bins

`zVtx_small` — Der Eintrag im Spitzenwert des zVtx-Histogramms ist kleiner als fünf und die Summe aller übrigen Einträge kleiner als drei.

`Topo_Mult` — Anzahl der gefundenen Big Rays

`Topo_BR` — Genau zwei Big Rays, die einander in φ gegenüberliegen

FlAr-Kalorimeter-Trigger:

`LAr_electron1` — Mindestens ein elektromagnetischer Big Tower lag über dem Θ-abhängigen Schwellwert, dessen Verlauf in Abb. 37 gezeigt wird.

`LAr_electron2` — Mindestens ein elektromagnetischer Big Tower lag über dem Θ-abhängigen Schwellwert, dessen Verlauf in Abb. 37 gezeigt wird. Ab Ende 1996 wurde dieses Triggerelement mit der Bedingung, mindestens zwei Big Towers entsprechend oberhalb einer deutlich erniedrigten Schwelle zu finden, eingeschränkt.

`LAr_BR` — Ein Big Tower oberhalb der Θ-abhängigen Schwelle mit passendem Big Ray löst dieses Triggerelement aus.

`LAr_IF` — Summe Big-Tower-Energien im IF-Kalorimeter-Rad (2 Bits, s. Tab. 9):

`LAr_CB` — Summe Big-Tower-Energien in den Kalorimeter-Rädern CB1–3 (2 Bits, s. Tab. 9):

`LAr_FB` — Summe Big-Tower-Energien in den Kalorimeter-Rädern FB1/2 (2 Bits, s. Tab. 9):

SpaKal-IET: Energie des höchsten gemessenen Elektronkandidaten (IET-Cluster) mit 2 Bit-Auflösung: Schwellen

`SPCL_IET` — Maximum der Energie der als Elektronkandidaten erkannten Schauersignale

`SPCLh_AToF_E_1` — dto., aber außerhalb des nominalen Zeitfensters für ep-Wechselwirkung

DC-$r\phi$-Trigger:

`DCRPh_T0` — mindestens eine t_0-Maske bestätigt

`DCRPh_Ta` — mindestens eine Maske erfüllt

`DCRPh_TPos` — mindestens $x(=1)$ positive Masken erfüllt

`DCRPh_TNeg` — mindestens $x(=1)$ negative Masken erfüllt

`DCRPh_THig` — mindestens $x(=1)$ Masken für $p_\perp > 800$ MeV erfüllt

`DCRPh_TLow` — mindestens $x(=1)$ Masken für 400 MeV $< p_\perp <$ 800 MeV erfüllt

Zusätzlich kommen folgende Signale der Veto- und Flugzeit-Detektoren (Abschn. 2.6, S. 39) gegen Untergrundereignisse (Abschn. 1.2, S. 17) zur Anwendung:

Vetowand:

`VETO_inner_BG` — Signal in einem Szintillator der inneren Vetowand innerhalb des Untergrund-Zeitfensters

`VETO_Outer_BG` — dto. für die äußere Vetowand

Flugzeitmesser:

`BToF_BG` — Backward-ToF-Signal innerhalb des Untergrund-Zeitfensters

`FToF_BG` — Forward-ToF-Signal innerhalb des Untergrund-Zeitfensters

`FToF_IA` — Forward-ToF-Signal innerhalb des nominellen Zeitfensters

`PToF_BG` — PLUG-ToF-Signal innerhalb des Untergrund-Zeitfensters

`PToF_IA` — PLUG-ToF-Signal innerhalb des nominellen Zeitfensters

***rz*-Trigger:**

`RZ_non_vtx` — Kombination der z-Driftkammersignale deutet auf einen Punkt außerhalb des nominellen Vertex-Bereiches

`RZ_sig1` — Kombination der z-Driftkammersignale ergibt eine Anhäufung innerhalb des nominellen Vertex-Bereiches

- negative Krümmung, $p_\perp > 400$ MeV/c,
- negative Krümmung, $p_\perp > 800$ MeV/c.

Die Anzahl der Masken, deren Bedingung von den CJC-Signalen erfüllt wird, wird auf L1 mit mehreren Schwellwerten ausgewertet (vgl. Tab. 10, S. 53)

L1: SpaKal-IET

Die Schauersignale des SpaKal werden auf zwei Wegen für die Bildung der Auslösersignale bearbeitet: Einerseits geht die Summe aller Energiesignale in das BT-Schema des FlAr-Kalorimeters ein, das insgesamt acht *Big Towers* für den SpaKal-Winkelbereich enthält. Für die Elektronerkennung ist allerdings der Inklusive Elektron-Trigger (IET) [Spi96] wichtiger, der es erlaubt, einzelne Elektronen in einer Auflösung von 20×20 Fenstern* drei verschiedenen Energieschwellen zu erkennen. Zusätzlich

`SPCL_IET`	1996–1997			1995		
E/GeV	innen	Mitte	außen	innen	Mitte	außen
`=0`	$\leq 5{,}4$	$\leq 3{,}1$	$\leq 1{,}7$	$\leq 0{,}5$	$\leq 0{,}5$	$\leq 0{,}5$
`=1`	$> 5{,}4$	$> 3{,}1$	$> 1{,}7$	$> 0{,}5$	$> 0{,}5$	$> 0{,}5$
`=2`	$> 8{,}1$	$> 5{,}1$	$> 3{,}1$	$> 1{,}8$	$> 1{,}8$	$> 1{,}8$
`=3`	> 19.8	$> 21{,}8$	$> 21{,}8$	> 5.1	$> 5{,}1$	$> 5{,}1$

Tabelle 11:
Schwellen der IET-Bits für die L1-Triggerelementkombinationen `SPCL_IET` Die Kodierung in jeweils 2 Bits erlaubt die Erkennung von jeweils drei verschiedenen Schwellen.

L1: Vetobedingungen und andere

Die Signale der bis jetzt beschriebenen vier Subdetektoren, FlAr-Kalorimeter, SpaKal, sowie Driftkammer- und Proportionalkammer-Trigger, sind die wesentlichen Zutaten für die Auslösebedingungen für die Dielektron-Ereignisse dieser Arbeit. Weitere wichtige Signale werden (vgl. Tab. 8, S. 51) von den Myonkammern (vorwärts und zentral), den Luminositätsdetektoren, dem Vorwärts-Proton-Spektrometer und den Vetozählern geliefert. Die Veto-Bedingungen und die dadurch verursachten möglichen Ineffizienzen sind in Abschn. 7.5 (S. 142) gesondert untersucht worden.

3.3 Zentrale Auslöse- und Entscheidungs-Logik

Die Koordination aller Signale aller Detektorbaugruppen ist die Aufgabe der Zentralen Auslöse- und Entscheidungs-Logik (engl.: *central trigger logics,* CTL). Sie ist schematisch in Abb. 38 dargestellt. Trotz

* Die 20×20 IET-Fenster decken als Quadrat den Kreis des SpaKal mit 80 cm Radius ab; und die Randbereiche sind daher irrelevant.

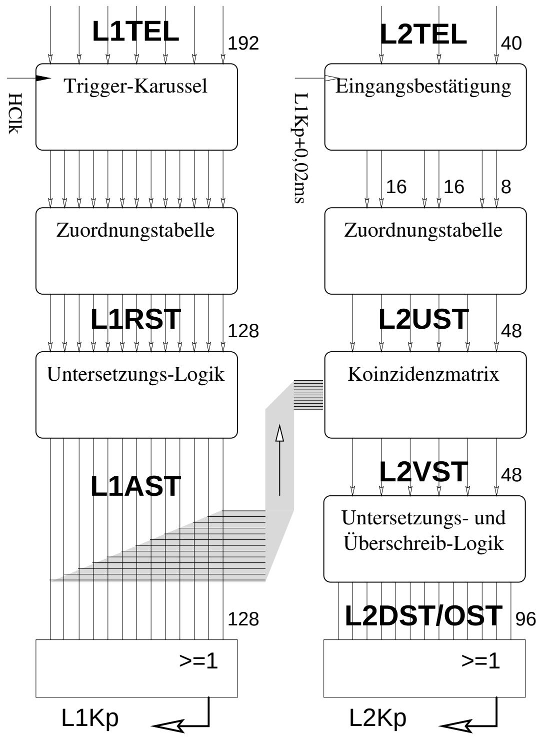


Abbildung 38: CTL1/CTL2: Verarbeitung der Trigger-Elemente zu einer Entscheidung jeweils in der ersten (L1, links) und zweiten (L2, rechts) Stufe.

Triggerelemente werden anhand von Tabellen zu Subtriggern verknüpft. Subtrigger können in einem ganzzahligen Verhältnis untersetzt werden, sodaß nur ein Teil von ihnen zur Auslösebedingung führt. Nach der Untersetzung sind alle Subtrigger einer Stufe gleichberechtigt und werden durch Disjunktion zu L1Kp oder L2Kp verknüpft.
Wesentlicher Unterschied zwischen erster und zweiter Stufe ist die zusätzlich zur Untersetzung mögliche Überschreibe-Logik, die einen Teil der von L2 verworfenen Ereignisse zu Prüfzwecken und zu Überwachungszwecken retten kann. Außerdem hängt jeder L2-Subtrigger von einem oder mehreren L1-Subtriggern ab, mit dem er in Koinzidenz auftreten muß.

der unterschiedlichen Zeitverhältnisse folgen die erste und zweite Stufe in der Art der Entscheidungsbildung einem identischen Schema:

> Triggerelemente (`TEL`) werden auf verschiedene Art in Koinzidenz gebracht; und jeder Koinzidenzbedingung ist genau ein Subtrigger-Signal (`ST`) zugeordnet. Das Vorhandensein mindestens einer Subtriggerbedingung `L1ST` oder `L2ST` setzt das entsprechende L1Kp oder L2Kp logisch wahr.

In der Praxis müssen die 192 `L1TEL`, die von vielen verschiedenen Detektorbaugruppen stammen (Tab. 8) und mit einer Verzögerung zwischen 1 τ_{HClk} und 24 τ_{HClk} nach dem Ereignis-Zeitnullpunkt t_0 für jeden HClk-Takt geliefert werden, synchronisiert werden. Dafür ist das Trigger-Karussel zuständig. Diese aufeinander abgestimmten Signale werden dann in einer Zuordnungstabelle (engl. *Lookup Table*, LUT) zu Subtriggern verknüpft, die zunächst rohe Subtrigger genannt werden (`RST`), weil anschließend die Möglichkeit besteht, jeden einzelnen (`L1RST`-)Subtrigger zu unterdrücken. Das geschieht dadurch, daß das entsprechende Signal in einem ganzzahligen Verhältnis d untersetzt wird, also bei d-maligem Auftreten nur einmal als `L1AST` (*actual subtrigger*) weitergegeben wird. Das Vorhandensein mindestens eines `L1AST` führt zum Setzen des L1Kp. Die `L2TEL` werden zum festen Zeitpunkt 20 μs nach L1Kp abgefragt, wobei früher eintreffende Signale solange elektronisch gespeichert werden. Wie in der ersten Stufe werden sie dann in einer Zuordnungstabelle zu den unvalidierten `L2UST` verknüpft. Nach einer weiteren Bestätigung durch die `L1AST` in einer Koinzidenzmatrix, die in Abschn. 3.4 (S. 58) genau beschrieben wird, werden sie gegebenenfalls als validierte `L2VST` weitergegeben. Untersetzungsfaktoren werden analog zu L1 angewandt und führen zu den `L2DST`. Für Überwachungszwecke (engl. *monitoring*) ist es außerdem möglich, diejenigen Ereignisse mit einem `L2UST` , der nicht zu `L2VST` bestätig worden ist, teilweise trotzdem aufzuzeichnen. Daher werden auch die Bedingungen `L2UST &! L2VST` mit einem (für gewöhnlich hohen) Untersetzungsfaktor zu `L2OST`-(*override*-)Bedingungen verarbeitet. Das Vorhandensein mindestens eines `L2DST` oder `L2OST` führt zu L2Kp.

Datennahme im Bereich des Zentralen Auslösers

Abgesehen von der Steuerung und Koordinierung des Auslesevorgangs aller Detekorbaugruppen im Experiment führt der Hauptprozessor CTP01 (*Central Trigger Processor*) des Zentralen Auslösesystems auch das Auslesen der gesamten Zentralen Auslöseelektronik, insbesondere der Triggerelemente und Subtrigger, aus. Dabei wird er unterstützt von einem Subprozessorsystem (CTPL23, *Central Trigger Processor L2/L3*), das die für L2 und L3 relevante Elektronik ausliest.

Abb. 39 zeigt die Aufteilung der verschiedenen Baugruppen auf die beiden Prozessoren und die Wege des Datentransports innerhalb der Zentralen Auslöselogik. Zu erkennen sind die Trennung der Auslesebereiche für den CTP01, die Auslöselogik mit den Einheiten *CTC Slow* und *CTC Fast* und die Detektorüberwachung

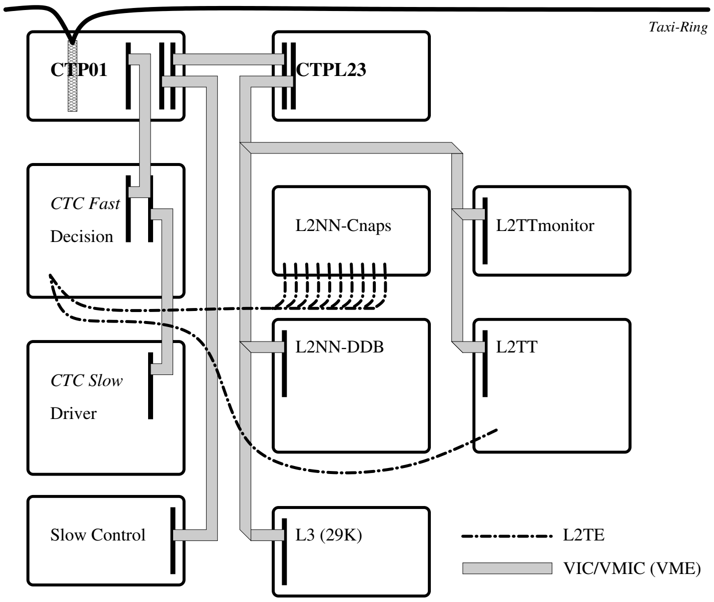


Abbildung 39:
Datenverbindungen innerhalb der DAQ-Einheiten *Central Trigger* (Zentraler Auslöser) und *Slow Control* (Detektorüberwachung): Jeder Kasten stellt einen VME-Überrahmen in 2fach- oder 3fach-Europakartenformat dar.
Der Hauptprozessor im CTP01-Rahmen ist zentrale Übergabestelle für alle Daten in den Glasfaserring des CDAQ-Taxi-Systems (oben links). Er liest außerdem die CTL1-Einheiten für die Entscheidungsbildung (*CTC Fast*) und Kommunikation (*CTC Slow*), sowie die Daten der Detektorüberwachung (*Slow Control*) aus. Er übernimmt auch die vom CTPL23 gesammelten Daten und ist für die Kommunikation mit den Subsystemen L2TT, L2NN und L3 zuständig. Jeweils sechzehn L2-Signale (*trigger elements* L2TE) werden von L2TT und L2NN auf einem gesonderten Signalbus übermittelt.

(*Slow Control*), und für den CTPL23, die L2- und L3-Subsysteme. Die Bereiche sind jeweils durch getrennte Inter-VME-Verbindungen mit den Ausleseprozessoren verbunden. Einzig der CTP01 hat Verbindung zum Taxi-Ring der Zentralen Datennahme. Der CTPL23-Prozessor ist ihm vollständig untergeordnet.

3.4 Zweite Stufe: L2

Randbedingungen

Im Gegensatz zur ersten Auslöserstufe, L1, ist die Zeit zur Entscheidungsfindung in der zweiten Stufe, L2, mit 20 μs rund zehnmal länger. Es stehen im Prinzip dieselben Detektorsignale, die zur Bildung einer Entscheidung auf der ersten Stufe dienen, in dieser Stufe in höherer Granularität zur Verfügung. Wegen der längeren Entscheidungszeit können aus diesen Signalen in der zweiten Stufe komplexere Korrelationen gebildet und insbesondere lokale Koinzidenzen zwischen verschiedenen Teildetektoren erzeugt werden. Als Anhalt für die geometrische Auflösung in den L2-Systemen gilt das nahezu 16×16 Felder in $(\vartheta; \varphi)$ enthaltende BT/BR-Gitter des Kalorimeter-Triggers (Abb. 35, Abb. 36). Im Topologischen L2-Trigger (L2TT) wird die Spurkammer- und Kalorimeter-Topologie jedes Ereignisses in dieser Auflösung betrachtet und ausgewertet, während der L2NN-Trigger zunächst abstraktere Größen aus den Triggerdaten bildet, die dann mit Hilfe von künstlichen Neuronalen Netzen (engl. *artificial neural networks*, ANN) als Signal („behalten", engl.: *keep*, L2Kp) oder Untergrund („verwerfen", engl.: *reject*, L2Rj) bewertet werden. Die dazu verfügbaren Daten werden von

- den **Kalorimetern**: FlAr-Kalorimeter, PLUG und dem IET des SpaKal,
- den **Spurkammern**: Vordere und Zentrale Proportionalkammern sowie dem Driftkammer-$r\varphi$-Trigger der Jetkammern
- und den beiden **Myondetektorgruppen**

geliefert und sind in Tab. 12 genau beschrieben. Die geometrische Zuordnung der Signale orientiert sich an der weiter vorn (S. 51) beschriebenen BigTower/BigRay-Geometrie. Die feinste Auflösung haben die Energiewerte des FlAr-Kalorimeters sowohl räumlich (vgl. Abb. 36) als auch energetisch mit der 256-fach unterteilten Energieskala für jeden einzelnen BT. Das geometrische Gitter der Proportionalkammer-Trigger faßt teilweise Gruppen von BT zusammen und bildet so eine gleichmäßige Auflösung von 16×16 Zellen in η und φ. Der Driftkammer-Trigger der Jetkammern liefert naturgemäß nur eine azimutale Auflösung. Er besitzt eine 45-fache Aufteilung, die demnach nicht homogen auf die 16-fache BT-Geometrie abzubilden ist. Er erlaubt hingegen eine grobe Unterscheidung nach Spurkrümmung, also Teilchenimpulsen. Die Myonsysteme liefern Signale, die teilweise ebenfalls der 16-fach unterteilten φ-Symmetrie zugeordnet sind. Die SpaKal-Signale werden über zweierlei Wege zur Verfügung gestellt:

Detektorbaugruppe	Datenquelle (16-Bit-Worte)	
Kalorimeter-Trigger	DSP0–7 $(0 \ldots 63)$	256 elm, $E \in [0;255]$
	DSP0–7 $(0 \ldots 63)$	256 had, $E \in [0;255]$
	DSP8/9 $(10+18)$	Teilsummen
SpaKal-IET	PQZP#16 (8)	elmag. ToF [Spi96]
	PQZP#17 (4)	AToF, nicht benutzt
DC$R\phi$	PQZP#11 (3)	4×45 „$R\phi$-Straßen“
Proportionalkammer-Trigger: CIP/COP/FPC	PQZP#7 (8)	256 $\Theta\Phi$-Straßen
z-Vertex-Histogramm		$n_{\mathrm{max}}, n_{\mathrm{tot}}, \ldots$
Zentrale μ-Detektoren	PQZP#8 (1+1)	2×64 Module [Itt97]
Vorwärts-μ-Detektoren	PQZP#10 (8)	8×8 pre/post-Toroid-Sektoren
Zentrale Auslöserlogik	CTC (13)	Triggerelemente, Ereignisnummern, …

Tabelle 12: Übersicht der Daten, die in der zweiten Auslösestufe verfügbar sind (auch L2-Daten oder engl. *L2data* genannt): Die Übertragung erfolgt nach Qbus- oder PQZP-Norm die CTC-Karte kann PQZP-kompatible Signale liefern.

— einerseits über den Kalorimeter-Trigger, wo für sie eigene BT vorgesehen sind, die auch in die Kalorimetersummen eingehen,

— andererseits über die SpaKal-eigene Auslöserbaugruppe, IET, die auf einzelne Elektronen anspricht.

Abb. 49 (S. 64) veranschaulicht die Zusammengehörigkeit all dieser Signale und zeigt beispielhaft die Signaturen für einen Teilchen-Jet, ein Elektron und ein Myon. Die Auswertung dieser Daten kann somit die Identifikation dieser Teilchen auf L2-Niveau ermöglichen. Zur formalen Behandlung des Entscheidungsprozesses „Ereignis aufnehmen / Ereignis verwerfen“ wird jetzt der Raum $\mathbb{R}_{\mathrm{L2}}$ definiert als der mehrdimensionale Raum derjenigen Daten, die auf der zweiten Auslöserstufe für die Auswertung verfügbar sind. Jedes Ereignis, das der zweiten Auslöserstufe zur Entscheidung vorgelegt wird, entspricht also einem Punkt in diesem Raum $\mathbb{R}_{\mathrm{L2}}$. Da die Daten im Binärformat vorhanden sind, ist es eigentlich ein diskreter Phasenraum mit $p = 2^n$ Punkten ($n \in \mathbb{N}$). Ohne auf das genaue Format der Daten, das sich auch häufig im Detail ändert, einzugehen, ist (vgl. Tab. 12)

$$|\mathbb{R}_{\mathrm{L2}}| = p = \underbrace{256^{2\cdot 248}}_{\text{Kalorimeter}} \cdot \underbrace{2^{256}}_{\text{zVtx}} \cdot \underbrace{2^{45\cdot 4}}_{\text{DC}R\phi} \cdot \underbrace{2^{64}}_{Z\mu} \cdot \underbrace{2^{64}}_{V\mu} \cdot \underbrace{50^4}_{\text{SIET}} \approx 10^{1369{,}4}$$

eine gute Abschätzung für die Anzahl der Phasenraumpunkte, nachdem die offensichtlichen Korrelationen eliminiert worden sind. Anhand dieses Datenvolumens und der prinzipiell möglichen Kombinationen wird klar, daß in 20 μs die Komplexität der Auswertung durch die Rechenzeit beschränkt ist. Weiter unten wird gezeigt, wie die notwendige Auswahl einiger besonderer Kombinationen, also die Reduktion oder Projektion des $\mathbb{R}_{\mathrm{L2}}$ auf einen kleineren Unterraum, in den Systemen L2NN und insbesondere L2TT gelöst worden ist.

Zuvor wird in den folgenden zwei Abschnitten auf die technische Seite der Umgebung für diese beiden L2-Systeme eingegangen. Das betrifft die Eingangs-Schnittstelle, an der die L2-Daten zur weiteren Auswertung bereitgestellt werden, auf der einen Seite und auf der anderen Seite den Ausgang und die Technik, mit der die endgültige Entscheidung über das Aufzeichnen oder Verwerfen eines Ereignisses gefällt wird. Dieser Zusammenhang wird auch in Abb. 40 veranschaulicht, wo die Gemeinsamkeiten der beiden L2-Maschinen schematisch veranschaulicht werden: Ausgehend von den L2-Daten der verschiedenen Detektorgruppen, die in jedem L2-Subsystem getrennt empfangen und aufbereitet werden, können bis zu 48 unabhängige L2-Subtrigger als Entscheidungs-*Empfehlungen* an die Zentrale Entscheidungseinheit (CTL2) weitergegeben werden. Schließlich korreliert die CTL2 diese Empfehlungen mit den Ergebnissen aus der CTL1.

Es ist möglich, neben den 2×16 weitere acht L2-Triggerelemente von einem zusätzlichen System gleichberechtigt dazu zu empfangen, wovon bisher kein Gebrauch gemacht wird.

Datenübertragung

Die L2-Daten werden von den L2-fähigen Detektorbaugruppen an die L2-Maschinen geliefert. Für das Senden und Empfangen dieser Daten wurden zwei verschiedene Bussysteme entwickelt:

- der asynchrone, nullen-unterdrückende Quickbus, der ursprünglich für die Kommunikation zwischen der Datenerfassung der Kalorimeter und insbesondere des FlAr-Kalorimeters entworfen worden war,

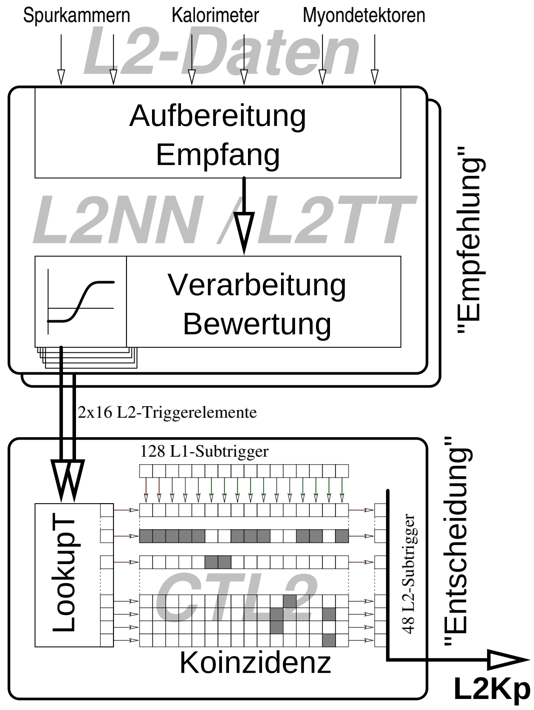


Abbildung 40:
Schema des L2-Auslösesystems:

Der Datenfluß findet von oben nach unten statt, ausgehend von den Detektorsignalen, und in die binäre Entscheidung L2Kp/L2Rj mündend. Beide L2-Systeme, L2TT und L2NN, haben insofern ähnliche Architekturen, als daß in jedem Fall die Daten der Detektorsignale empfangen und für die spezifische Auswertung jeweils aufbereitet werden müssen, und daß am Ende der Auswertung die Überschreitung eines Grenzwertes für jeweils sechzehn Ausgangsgrößen als Entscheidung eines bestimmten Kanals angesehen wird.
Die 2×16 Entscheidungen werden als Empfehlung an die Zentrale Auslöselogik für die zweite Stufe (CTL2) weitergegeben, wo sie mit den 128 Entscheidungskanälen (Subtrigger) der ersten Stufe korreliert (s. Text). Am Ende stehen 48 unabhängige (validierte) L2-Subtrigger zur Verfügung, und ein Ereignis wird angenommen, sobald einer dieser Kanäle positiv entscheidet und außerdem dazu berechtigt ist, ein Ereignis anzunehmen. Die Berechtigung kann außer von einer festen Voreinstellung auch wieder von Untersetzungsfaktoren abhängen.

und

- das synchrone, festformatierte PQZP-System (engl.: *parallel quickbus zero-suppressed processor*) [Bei93], das zusätzlich die bearbeiteten Daten in ein Quickbus-kompatibles Format umwandeln und bei Bedarf zur Verkürzung der Datenübertragung auch Nullwerte darin unterdrücken kann*.

Die L2-Systeme sind darauf ausgerichtet, die L2-Daten in beiden Formaten zu empfangen. Diese werden dann in einem einheitlichen Format auf einen internen Bus (L2bus, s. auch Anhang S. 200) gegeben, von wo aus sie weiterverarbeitet werden. Alle Bussysteme haben eine Wortbreite von 16 Bits. Interner Bus und PQZP-Bus verwenden eine synchrone Taktfrequenz von ν_{HClk}, während das Qbus-Protokoll ein *Handshake* (ständiger Austausch von Sende- und Empfangsbestätigung pro übertragenes Wort) mit ungefähr $\nu_{\mathrm{HClk}}/3$ vorsieht.

Bis auf den Kalorimeter-Trigger, in dem die Nullen- oder vielmehr Schwellwert-Unterdrückung wegen der großen Anzahl von Kanälen unvermeidlich ist, verwenden alle Detektorgruppen das PQZP-Format zur L2-Datenübertragung. Abb. 41 zeigt das vollständige L2-Inventar der H1-Detektorgruppen, die L2-Daten bereitstellen. Ein PQZP-System kann maximal acht Karten enthalten. Eine Karte speichert und sendet vier 16-Bit-Worte. Somit ist die längste Übertragungszeit ist $8 \times 4 = 32$ HClk für die PQZP-Systeme. Die Quickbus-Übertragung wird nach spätestens 5 μs, also rund 17 Worten, abgebrochen, was in der Regel reicht um alle Energiewerte oberhalb einer festen Schwelle für den jeweiligen Kalorimeter-Bereich zu übertragen.

Entscheidungsbildung

Nachdem die L2-Systeme ihre Entscheidungen in Form von 32 Bit abgegeben haben, validieren diese in der CTL2 mit die Ergebnisse der ersten Auslöserstufe. So kann man zum Beispiel sicherstellen, daß ein ganz bestimmter L2-Algorithmus nur für eine ganz bestimmte Koinzidenz des L1 wirksam ist, während andere L1-Bedingungen von anderen L2-Algorithmen oder gar nicht beeinflußt werden.

Dieser Mechanismus wird durch eine doppelte Matrixmultiplikation ausgeführt. Formal bildet man dazu das Produkt

$$\mathtt{L2VST} = a_i \cdot M_{ij} \cdot b_j$$

der 128 L1-Subtrigger a_i mit der CTL2-Matrix M_{ij} und 48 möglichen L2-Subtriggern. Anschaulich ist das in Abb. 42 zu erkennen. Von der Möglichkeit, L2-Triggerelemente (L2TE) als Koinzidenz zu L2-Subtriggern (L2ST) zu kombinieren, wird in der Praxis wenig Gebrauch gemacht, sodaß für die Betrachtungen an dieser Stelle angenommen wird, daß 2×16 L2TE auch 32 L2ST entsprechen. Ein Sonderfall darf allerdings nicht vernachlässigt werden: Für diejenigen L1ST, die von den L2-Algorithmen unbeeinflußt die zweite Auslöserstufe

* Da im Fall der Nullenunterdrückung das Format variabel wird und daher zusätzliche Adreßwerte übertragen werden müssen, ist sorgfältig abzuwägen, welche Methode effizienter ist.

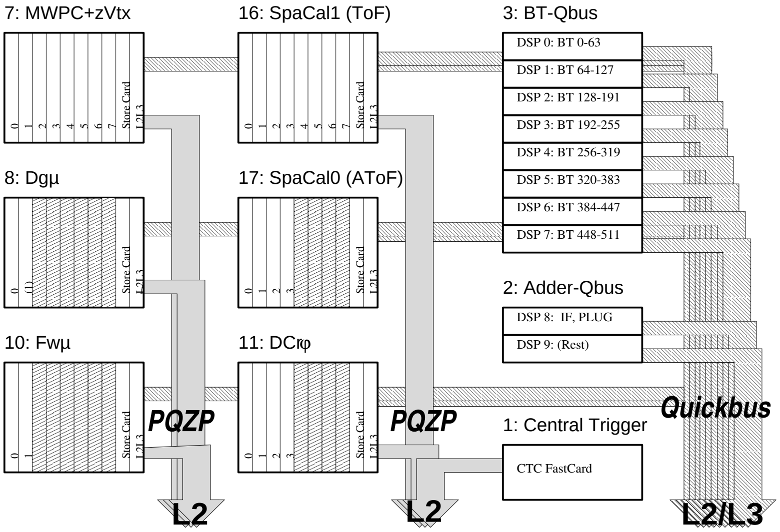


Abbildung 41:
Übersicht über die Quellen und Bussysteme der L2-Daten:
Jedes PQZP-System ist durch einen Kasten (links und Mitte) dargestellt, in dem sich je nach Detektorgruppe ein bis acht Speicherkarten (*Store Cards*) befinden. Das Senden wird durch die L2L3-Karte bewerkstelligt, die sowohl im PQZP- als auch im Qbus-Format sendet.
Der *Central Trigger* liefert seine Daten, das sogenannte *Subtrigger Telegram* , im PQZP-Format.

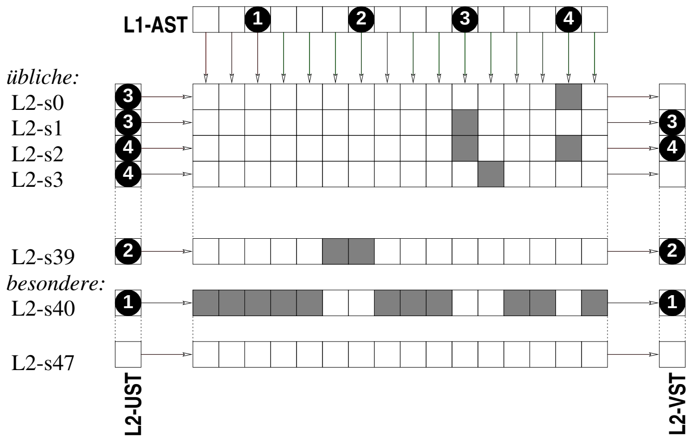


Abbildung 42:
Schema des Koinzidenzmechanismus zwischen L1 und L2: Jede Spalte der Matrix entspricht einem L1ST, jede Zeile einem L2ST. Für die meisten L1ST wird der triviale L2-s40 validiert, sodaß eventuelle L2-Algorithmen wirkungslos sind. Lediglich die L1ST, die in der Zeile L2-s40 Lücken aufweisen, sind darauf angewiesen, daß sie über einen passenden L2-s der darüberliegenden Zeilen validiert werden.

passieren sollen, gibt es den sogenannten **trivialen L2ST**, aus technischen Gründen L2-s40, welcher immer wahr ist. Abb. 42 stellt vier Fälle dar, die als unabhängige Ereignisse angesehen werden können:

① Der triviale Fall läuft mit der lediglich formellen Entscheidung der CTL2-Matrix ab, ein Ereignis mit entsprechendem `L1AST` immer zu akzeptieren.

② L1ST wie im zweiten Fall können nur den L2-s39 validieren und führen daher zu einem L2Rj, falls jener nicht als `L2UST` im selben Ereignis vorliegt.

③/④ L2-s0…L2-s3 können jeweils von mehreren L1ST validiert werden. Die Fälle ③ und ④ zeigen beispielhaft, welcher L2ST in welcher Konstellation validiert würde.

Ein Ereignis wird von der CTL2 akzeptiert, wenn die nachfolgenden Untersetzungsmechanismen in mindestens einem Fall einen validierten `L2VST` als `L2DST` oder einen nichtvalidierten `L2UST &! L2VST` als `L2OST` weitergeben, wie weiter oben (Abb. 38, S. 55) beschrieben wurde.

Die Entscheidung der CTL2 inklusive Untersetzung benötigt nach Ankunft der L2-TE nur 1 HClk, weil der Teil $a_i M_{ij}$ der Matrixmultiplikation unmittelbar nach L1Kp ausgeführt wird und zur L2-Entscheidungszeit schon bereitsteht.

Im H1-Experiment werden zwei verschiedene L2-Systeme benutzt, die auf unterschiedliche Art das Problem der Reduktion der L2-Daten in kürzester Zeit lösen: Der Neuronale-Netzwerk-Trigger (L2NN) nutzt die Parallelisierbarkeit der Berechnung von neuronalen Netzmodellen aus und bildet einen Unterraum von $\mathbb{R}_{L2}$ auf das Intervall $[0;1]$ ab. Der Topologische Trigger (L2TT) korreliert die Signale der verschiedenen Detektorgruppen und arbeitet beliebige logische Kombinationen daraus seriell ab.

Als Ergebnis der beiden vorhergehenden Abschnitte verbleiben 18 μs für jedes L2-Subsystem, um die Entscheidung in Form von je 16 Bits, den L2-Triggerelementen, bereitzustellen. Aus technischen Gründen wird nach einer negativen Entscheidung nach dem FClr-Signal der PEN-Befehl noch um weitere 20 μs verzögert, sodaß bei einer L2-Eingangsrate von 1000 Hz die Totzeit erster Ordnung des Experiments um 4 % zunimmt, wenn man davon ausgeht, daß alle Ereignisse verworfen werden. Die von L2 akzeptierten Ereignisse vergrößern die Totzeit, die ursprünglich durch das Auslesen verursacht wird (2 ms pro Ereignis) um $^1/_{100}$ und fallen somit kaum ins Gewicht.

3.5 L2NN

Schon seit Ende der 60er Jahre [Kra67] werden die äußerst komplexen Vorgänge beim Zusammenspiel der Neuronen des menschlichen Gehirns durch ein vergleichsweise einfaches mathematisches Modell dargestellt: die Multiplikation von Matrizen in Verbindung mit einer Abbildung durch eine Schwellenfunktion. In hinreichender Komplexität und Flexibilität läßt sich dieses Modell allerdings erst seit der Verfügbarkeit geeigneter digitaler Rechner realisieren [Kol93]. Die weitaus am häufigsten, so wie auch bei H1, benutzten Netzwerktypen sind die sogenannten Feed-Forward-Netzwerke, die sich durch den Informationstransport in eine einzige Richtung ohne Rückkopplung auszeichnen. Ein Beispiel für ein solches zweilagiges Feed-Forward-Netzwerk ist in Abb. 43 zu sehen. Es stellt das mathematische Schema dar, das zur Abbildung eines n-dimensionalen

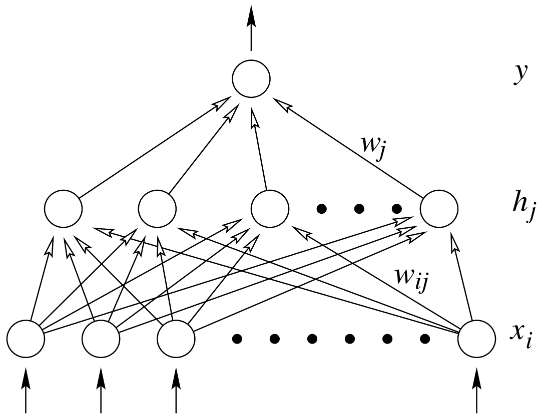


Abbildung 43:
Schaubild für das Modell eines (künstlichen) Neuronalen Netzes des Types "Two layer feed forward", welche im Neuronalen L2-Trigger des H1-Experimentes benutzt werden. Die n Komponenten des Eingangsvektors $\vec{x}$ werden zur Ausgangsgröße y reduziert. Jeder Pfeil stellt die Multiplikation mit dem jeweiligen Gewicht w_{ij} oder w_j dar. Die Knoten werden durch Kreise dargestellt und bedeuten die Summierung über alle einlaufenden Pfeile sowie die Diskriminierung dieser Summe durch eine Sigmoidfunktion.

Eingangsvektors $\{x_i\}$ auf die reelle Ausgangsgröße y führt:

$$y = \sigma\left(\sum_{j=0}^{n} w_j h_j - \Theta\right) \; ; \quad h_j = \sigma\left(\sum_{i=0}^{m} w_{ij} x_i - \Theta_j\right) .$$

Jeder Knoten des Netzes steht für einen eindeutig zu berechnenden, rellen Wert, der auch einfach als Summe der mit den w_{ij} gewichteten Komponenten des Eingangsvektors (bzw. dieser Ergebnisse, h_j, mit w_j gewichtet) interpretiert werden kann. Die Zwischenergebnisse h_j werden „versteckt" genannt und können in einer oder mehreren Lagen angeordnet sein. Die sogenannte Transferfunktion ist üblicherweise eine sigmoide Funktion, wie in Abb. 44 gezeigt. Die Schwellenwerte Θ_j dienen der Zentrierung und werden in der folgenden,

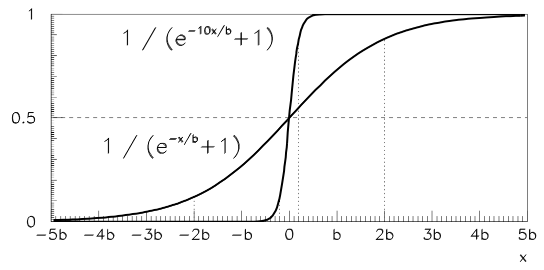


Abbildung 44:
Beispiele für Sigmoidfunktionen, wie sie in den Neuronalen Netzen des L2NN benutzt werden. Der Skalierungsparameter b bestimmt die Breite der Funktion, die sich zu rund $4b$ angeben läßt, und die für $b \to 0$ erwartungsgemäß zur HEAVISIDEschen Stufenfunktion konvergiert.

allgemeinen Diskussion vernachlässigt.

Wesentliche Eigenschaften dieser künstlichen Neuronalen Netze sind:

- **Linearität** — Zur Berechnung der Abbildung sind $n(m+1)$ Multiplikationen nötig, was sowohl technisch einfach zu realisieren, als auch mathematisch relativ einfach zu analysieren ist. Jede

Vektor-Matrix-Kontraktion stellt eine Hyperebene im $\mathbb{R}^n$ dar, oder vielmehr den Abstand senkrecht dazu. Im einfachsten Fall reicht es für eine Entscheidung aus, zu wissen, ob dieser Abstand positiv oder negativ ist, sich der fragliche Punkt im Phasenraum also links oder rechts der Hyperebene befindet.

- **Nichtlinearität** — Durch die Benutzung der (für alle Knoten identischen) Sigmoidfunktionen wird die an sich lineare Abbildung nichtlinear. Dadurch können auch kompliziertere Sachverhalte dargestellt werden, die nicht einfach durch eine Hyperebene scharf zu trennen sind. Das Ergebnis y kann *analog*, als Abstand zu gewissen Bereichen im $\mathbb{R}^n$, oder *digital*, als Entscheidung für oder gegen die Zugehörigkeit zu einer bestimmten Klasse von (Ereignis-)Vektoren, interpretiert werden.
- **Lernfähigkeit** — Man kann mit Methoden der Thermodynamik und Statistischen Physik zeigen, daß ein wiederholtes Anlegen von „Lernvektoren" an das Neuronale Netz, in Verbindung mit einer Änderungsvorschrift für die Gewichte w_{ij} und w_j, zu einem Zustand konvergiert, in dem sowohl die gelernten als auch neue, unbekannte Vektoren gemäß ihrer Ähnlichkeit erkannt und unterschieden werden können.
- **Gutes Aufwand-Nutzen-Verhältnis** — Es zeigt sich, daß eine höhere Anzahl von Knoten in einer versteckten Ebene sehr wohl, in mehreren Ebenen aber kaum eine Verbesserung des Trennvermögens erzielt.

Demzufolge sind Neuronale Netze dieses Typs gut geeignet, um nichttriviale Korrelationen im $\mathbb{R}^n$ aufzudecken oder schlicht ein Mittel zu liefern, um diese Korrelationen auszunutzen.

Ihre Anwendbarkeit wird begrenzt durch die in der Regel endliche Anzahl von Lernvektoren, die aus naheliegenden Gründen wesentlich größer als die Anzahl der Freiheitsgrade $|\{w_{ij}, w_j\}|$ sein sollte. Wenn eine Menge $\{w_{ij}^{(k)}, w_j^{(k)}\}$ von stabilen Gewichten für eine Menge von Lernvektoren erzeugt worden ist, so erlauben weitere Tests, die Annahme zu bestätigen, daß es sich tatsächlich um ein Minimum mit hinreichend gutem Trennvermögen handelt [Gae98; Kra98].

Der neuronale L2-Trigger des H1-Experiments besteht aus zehn unabhängig voneinander arbeitenden Künstlichen Neuronalen Netzen auf Karten des Typs CNAPS. Diese enthalten Prozessoren, die auf die parallele Vektor-Matrix-Multiplikation spezialisiert sind. Die L2-Daten aus dem $\mathbb{R}_{\mathrm{L2}}$ werden für jeden NN-Rechner in sogenannten DDBs (engl.: *data distribution board*) zu Eingangsdaten aufbereitet und damit auf einen Unterraum $\mathbb{R}^{n_i}$ projiziert.

Anwendungen

In Tab. 13 sind die bisher entwickelten Neuronalen Netze für den L2-Trigger sowie ihre Anwendungsbereiche (L1-Subtrigger) und die jeweils benutzten Eingangsgrößen aus den DDBs aufgeführt. Dem Charakter der hier benutzten Neuronalen Netze entsprechend werden außer im SpaKal-Algorithmus (NN # 31) nur globale Größen wie Summen über Spuren oder Energien ausgewertet, während von der L2-typischen Möglichkeit der lokalen Korrelation verschiedener Detektoren kein Gebrauch gemacht wird.

Als Beispiel für die Leistungsfähigkeit eines Neuronalen Netzes im Einsatz zeigt Abb. 45 die charakteristischen NetzausgangsVerteilungen eines auf elastisch erzeugte ϕ-Mesonen sensitiven Netzes nach dem Lernprozeß für jeweils eine unabhängige Datenmenge für Untergrund- (links) und Signal-Ereignisse (Mitte) [Gae98]. Diese beiden Verteilungen sind in Abb. 45$^{\text{rechts}}$ kombiniert zum Reduktions-Effizienz-Vergleich, in dem für verschiedene Schnittwerte y_0 auf den Netzausgangswert aus den Integralen der Verteilungen jeweils die Paare

$$\begin{pmatrix} r(y_0) & \text{für die Reduktion des Untergrundes} \\ \varepsilon(y_0) & \text{für die Signaleffizienz} \end{pmatrix}$$

berechnet werden, woraus man auch die Abhängigkeit $r(\varepsilon)$ oder $\varepsilon(r)$ bestimmen kann. Ein physikalisch brauchbares Netz erfüllt die Bedingung $1-r(y_0) < \varepsilon(y_0)$ für mindestens ein y_0, ein ideales Netz die Bedingung $r = 1$ für alle ε. Zu vergleichen ist die Funktion $r(\varepsilon)$ auch mit der Wirkung eines Untersetzungsfaktors (Abschn. 3.3, S. 54), welcher $r = \varepsilon$ erfüllt, wenngleich er technisch nur für diskrete $r = \varepsilon = \frac{1}{n}$ $(n \in \mathbb{N})$ einstellbar ist. Für eine optimale Ausbeutung ist es hilfreich, die

$$\text{Nutzen-Funktion} \quad N = 1 - r - \varepsilon \tag{25}$$

eines Auswerte-Algorithmus, der zwischen Signal und Untergrund entscheidet, (in diesem Fall eines Neuronalen Netzes) zu definieren, welche die Ableitung der Auslöserate ν nach dem Untergrundanteil ist (s. Anhang

L2TE L1ST	Eingangsgrößen
Phi_KK (NN # 59) s68	$n_{\mathrm{BR0}} \dots n_{\mathrm{BR31}}$
JPsi_ee_el (NN # 08) s52, s54	DC-$r\phi$: $n_{\mathrm{h-}}, n_{\mathrm{h+}}, n_{\mathrm{l-}}, n_{\mathrm{l+}}, n_{\Sigma}$ zVtx: $z, z_{\max}, n_{\mathrm{zVtx}}$ FlAr: $E_{\mathrm{IFe}}, E_{\mathrm{FBe}}, E_{\mathrm{CBe}}$ $n_{\mu\mathrm{FB}}, n_{\mu\mathrm{BB}}, n_{\mu\mathrm{tot}}$
JPsi_mumu1 (NN # 28) s54	DC-$r\phi$: $n_{\mathrm{h-}}, n_{\mathrm{h+}}, n_{\mathrm{l-}}, n_{\mathrm{l+}}$ zVtx: $z, z_{\max}, n_{\mathrm{zVtx}}$ FlAr: $E_{\mathrm{IFe}}, E_{\mathrm{FBe}}, E_{\mathrm{CBe}}$ $n_{\mu\mathrm{FB}}, n_{\mu\mathrm{BB}}, n_{\mu\mathrm{tot}}$
JPsi_mumu3 (NN # 40) s15	DC-$r\phi$: $n_{\mathrm{h-}}, n_{\mathrm{h+}}, n_{\mathrm{l-}}, n_{\mathrm{l+}}, n_{\Sigma}$ zVtx: $z, z_{\max}, n_{\mathrm{zVtx}}$ FlAr: $E_{\mathrm{IFe}}, E_{\mathrm{FBe}}, E_{\mathrm{CBe}}, E_{\perp}, E_{\mathrm{tot}}$ $n_{\mathrm{BT}}^{\mathrm{IF}}, n_{\mathrm{BT}}^{\mathrm{FB}}, n_{\mathrm{BT}}^{\mathrm{CB}}, n_{\mathrm{BT}}^{\mathrm{bw}}$ $n_{\mu\mathrm{BE}}, n_{\mu\mathrm{FE}}, n_{\mu\mathrm{FB}}, n_{\mu\mathrm{BB}}, n_{\mu\mathrm{tot}}$
SPCL_b2b (NN # 31) s40	$n_{\mathrm{Sp,lo}}^{7} \dots n_{\mathrm{Sp,lo}}^{31}, n_{\mathrm{Sp,hi}}^{7} \dots n_{\mathrm{Sp,hi}}^{31},$ $n_{\mathrm{Sp,lo}}^{0} \dots n_{\mathrm{Sp,lo}}^{5}, n_{\mathrm{Sp,hi}}^{0} \dots n_{\mathrm{Sp,hi}}^{5}$
Dstar (NN # 36) s45	DC-$r\phi$: $n_{\mathrm{h-}}, n_{\mathrm{h+}}, n_{\mathrm{l-}}, n_{\mathrm{l+}}, n_{\Sigma}$ zVtx: $z, z_{\max}, n_{\mathrm{zVtx}}, n_{\mathrm{BR}}$ FlAr: $E_{\mathrm{PLUG}}, E_{\mathrm{IFe}}, E_{\mathrm{FBe}}, E_{\mathrm{CBe}}, E_{\mathrm{x}}, E_{\mathrm{y}}, E_{\perp}$

Tabelle 13:
Aufstellung der Daten, die als Eingangsgrößen der Neuronalen Netze des L2NN dienen

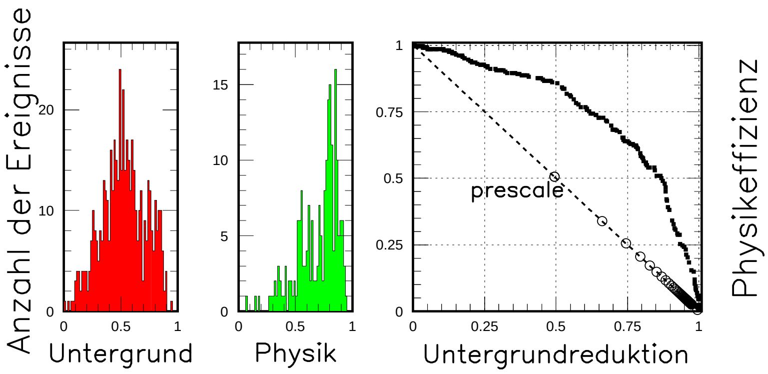


Abbildung 45:
Effizienz-Filter-Verhalten eines Netzes (aus [Gae98]): Links sind die Häufigkeitsverteilungen des Ausgangswertes y für 200 Untergrund- und 500 Physik-Ereignisse aus einer Datenselektion nach einem Training des Netzes mit einer unabhängigen Menge von je 900 Ereignissen zu sehen. Auf dem rechten Diagramm ist die Auswertung dieser beiden Verteilungen durch Eliminierung von y in der Form $\varepsilon = \varepsilon(r)$ dargestellt.

S. 197). Aus dem entsprechenden $N(\varepsilon)$-Diagramm in Abb. 46 kann man den optimalen Betriebsbereich ablesen. Der Nutzen ist in diesem Fall für den Bereich $\varepsilon \in [0{,}48; 0{,}87]$ maximal, sodaß man die bestmögliche Effizienz mit $\varepsilon \approx 0{,}7$ erzielt. Für alle höheren Werte nimmt der Nutzen ab. Die Auslöserate würde stärker zunehmen als die gewonnene Effizienz, und liefe unnötigerweise Gefahr, durch technische Grenzen (zum Beispiel die Gesamtratenbeschränkung) abgeschnitten zu werden.

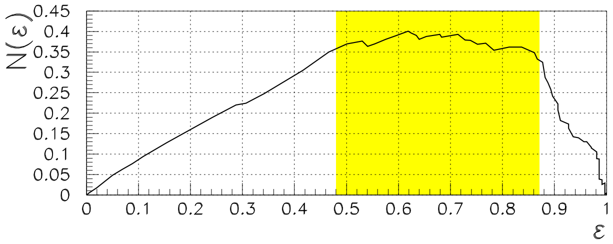


Abbildung 46:
Nutzen-Effizienz-Diagramm des in Abb. 45 dargestellten Netzes: Die optimaler Situation in Bezug auf die Nutzen-Funktion kann hieraus für den Bereich $\varepsilon \in [0{,}5; 0{,}85]$ abgelesen werden.

Zu sehr ähnlichen Ergebnissen kommt man, wenn man das Problem unter Zuhilfenahme einiger meßtheoretischer Axiome betrachtet, die zum Beispiel in [Kel99] ausführlich hergeleitet werden. Eine ausführlichere Beschreibung der Verfahren ist im Anhang enthalten (S. 198 ff.). Um das Wertepaar $(\varepsilon; r)$ zu

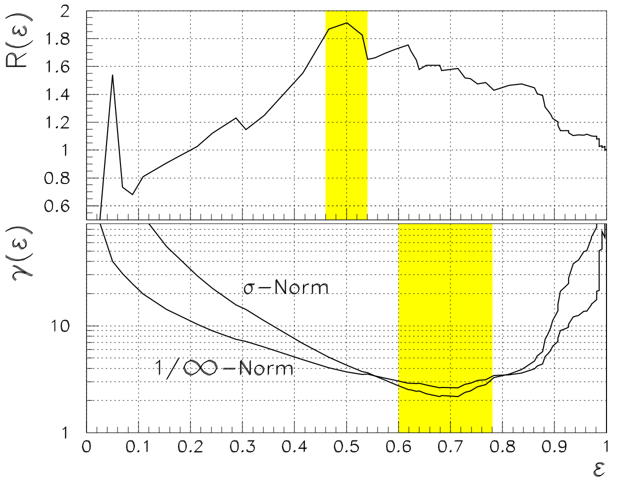


Abbildung 47:
Optimierung der Schnittwerte des in Abb. 45 dargestellten Netzes mit Hilfe der Funktionen aus der Meßmatrixtheorie:
Das obere Diagramm zeigt den Verlauf der „Faustregel“ (26), die zu maximieren ist. Das Maximum wird ungefähr bei $\varepsilon = 0{,}5$ erreicht.
Auf dem unteren Diagramm ist die Konditionszahl $\gamma(M)$ der Meßmatrix M für drei verschiedenen Methoden der Matrixnorm $\|M\|$ berechnet. Sie ist zu minimieren, was für den Bereich um $\varepsilon \approx 0{,}7$ der Fall ist.

optimieren, kann demnach die Faustregel

$$R(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2}{1-r} \tag{26}$$

maximiert werden. In Abb. 47 ist zu sehen, daß ein Wert $\varepsilon \approx 0{,}5$ von dieser Methode bevorzugt wird. Eine genauere, wenngleich ebenfalls nicht eindeutige Methode ist die Minimierung der Konditionszahl $\gamma(M) = \|M\| \cdot \|M^{-1}\|$ [Zur86] der Meßmatrix

$$M = \begin{pmatrix} \varepsilon & 1-r \\ 1-\varepsilon & r \end{pmatrix}. \tag{27}$$

Die Wahl der Matrixnorm $\|M\|$ ändert das Ergebnis im wesentlichen nicht, wie in Abb. 47 zu sehen ist. Das Ergebnis ist ein optimaler Schnittwert bei $\varepsilon \approx 0{,}7$.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die beiden zuletzt erwähnten aufwendigen Verfahren leicht unterschiedliche Ergebnisse liefern, die aber zum Ergebnis der anschaulich hergeleiteten Nutzenfunktion nicht im Widerspruch stehen. In der Praxis wird die Frage der Gesamtrate eine hohe Stellung bei der Entscheidung für den tatsächlichen Schnitt einnehmen; die hier aufgeführten Funktionen erlauben aber schon im Voraus eine klar definierte Abschätzung des zu erwartenden Nutzens und somit eine objektive Abwägung gegenüber anderen Maßnahmen.

3.6 L2TT

Der Topologische Trigger löst das Problem der effizienten Datenreduktion zur Entscheidungsfindung durch die Verteilung aller Eingangsdaten auf ein digitales Netzwerk von spezialisierten Schaltkreisen des Typs ASIC und die anschließende Abfrage von topologischen Projektionen und Korrelationen daraus unter bestimmten Bedingungen. Im Überblick ist das Prinzip auf Abb. 48 zu sehen: Die theoretisch utopisch hohe Zahl von $\mathbb{R}_{\mathrm{L2}}$-Raum-Punkten wird auf den immer noch für schnelle Auswertungen zu hohen Wert 10^{231} anhand von topologischen Kriterien eines gegebenen Ereignisses reduziert. Schließlich wird als Ergebnis ein 16-Bit-Wort ausgegeben, das von CTL2 wie in Abschn. 3.4 beschrieben verarbeitet wird. In diesem Abschnitt wird das genau Funktionsprinzip in einer abstrakt-formalen und in einer anschaulichen Weise vorgestellt und dann die technische Realisierung sowie deren Programmierung beschreiben.

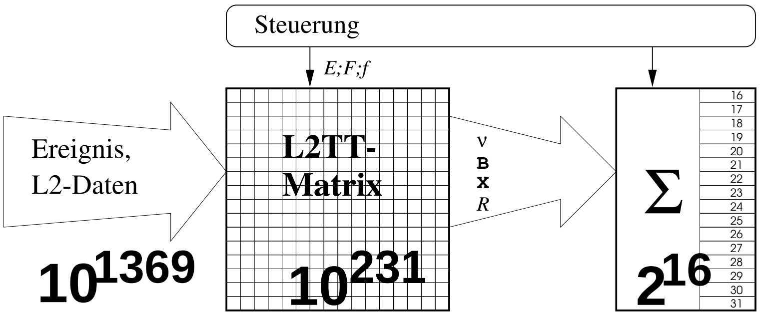


Abbildung 48:
Schaubild zur Funktion des L2TT; Die unrealistische Zahl von 10^{1369} Möglichkeiten wird durch Projektion auf die L2TT-Matrix nach topologischen Kriterien auf 10^{231} Möglichkeiten reduziert. Die L2TT-Steuereinheit projiziert diese topologischen Daten eines Ereignisses auf insgesamt sechzehn 16-Bit-Zähler-Komparator-Einheiten, die jeweils ein Bit des Entscheidungsworts beitragen.

Funktionsprinzip

Abstrakt gesehen verringert der L2TT zuerst den $\mathbb{R}_{\mathrm{L2}}$ durch Projektion auf einen Unterraum, welcher sich anschaulich auf eine 16×16-Matrix in den Koordinaten η und φ um den Wechselwirkungspunkt herum abbilden läßt. Die in Abb. 49 dargestellten Signale werden auf eine gröbere, teils vereinfachende, geometrische Matrix abgebildet. Damit entstehen 256 Zellen, die jeweils eine Aussage darüber enthalten, ob in dem ihr zugeordneten Bereich eine der Detektorgruppen auf das Ereignis angesprochen hat. Abb. 49 zeigt, wie anhand der teilchentypischen Signaturen verschiedener Detektoren am selben Ort zum Beispiel ein Elektron, ein Photon, ein Myon und ein Quark (in seiner hadronisierten Form als Jet) identifiziert werden können.

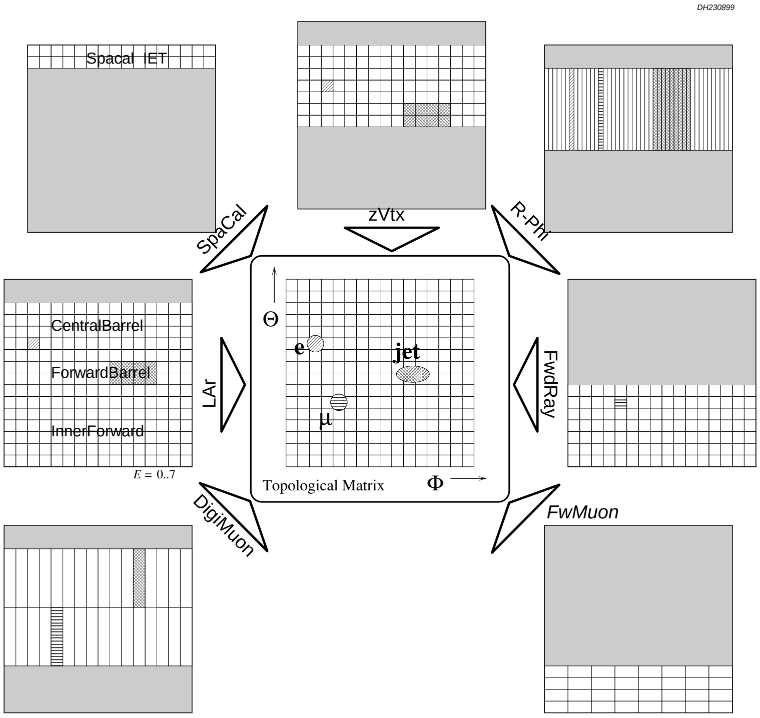


Abbildung 49:
Verteilung der L2-Signale der verschiedenen Detektorbaugruppen auf die topologische 16×16-Matrix des Topologischen L2-Triggers, L2TT.

Es werden beispielhaft die Signale gezeigt, die von drei verschiedenen Teilchensorten

e — Elektron,
μ — Myon und
jet — hadronischer Jet

verursacht werden: Alle hinterlassen ein Signal in den Spurkammer-Triggern, während das Kalorimeter nur auf Elektronen und Hadronen anspricht. Die Myonkammern sprechen auf Myonen, mit geringer Wahrscheinlichkeit aber auch auf Hadronen an, die nicht im Kalorimeter absorbiert werden.
Die grauen Bereiche stehen für die $(\vartheta;\varphi)$-Zonen, die von den jeweiligen Subtrigger-Baugruppen nicht abgedeckt werden.

Zur Vereinfachung der Auswertung wird die Energieskala der BT auf acht zulässige Werte reduziert, und es werden nur bestimmte (physikalisch sinnvolle) logische Kombinationen der Daten innerhalb derselben Zelle zugelassen. Mit den Definitionen der logischen (spezifischen) **Kalorimeterfunktionen**

$$\texttt{boolean}\quad \mathtt{E}(\Theta,\Phi,F,f,E) = \begin{cases} \texttt{true}, & \text{falls } E^{\mathrm{BT}}_{\mathrm{elm}}(\Theta,\Phi) > T^{(F;f)}(E) \\ \texttt{false} & \text{sonst} \end{cases}$$

und

$$\texttt{boolean}\quad \mathtt{H}(\Theta,\Phi,F,f,E) = \begin{cases} \texttt{true}, & \text{falls } E^{\mathrm{BT}}_{\mathrm{had}}(\Theta,\Phi) > T^{(F;f)}(E) \\ \texttt{false} & \text{sonst,} \end{cases}$$

wobei $T^{(F;f)}(E)$ eine beliebige, in der Regel streng monotone, Energieskalenfunktion in Abhängigkeit von E ist. Das Indexpaar $(F;f)$ wird Familie/Subfamilie genannt. Es dient zunächst lediglich dazu, aus einer Skalenfunktionenschar $T^{(F;f)}$ genau eine auszuwählen. Entsprechend wird die logische **Spurkammerfunktion**

$$\texttt{boolean}\quad \mathtt{T}(\Theta,\Phi,F,f) = \begin{cases} \texttt{true}, & \text{falls einer der „Spurdetektoren“ (zVtx, DC}r\varphi,\ \mu\text{) in der} \\ & \text{entsprechenden Zelle angesprochen hat.} \\ \texttt{false} & \text{sonst} \end{cases}$$

definiert, wobei die Familie $(F;f)$ diesmal genauer bestimmt, welche der Spurdetektoren in welchem Bereich als Kriterium für das Vorhandensein einer Spur herangezogen werden. Tab. 14 faßt die Auswahlmöglichkeiten für die Spurkammerfunktion zusammen und führt die Kombinationsmöglichkeiten der spezifischen Kalorimeterfunktionen zur **generalisierten Kalorimeterfunktion** $\mathtt{C}(\Theta,\Phi,F,f)$ auf. Schließlich werden Spurkammer- und Kalorimeterfunktion zur Matrixfunktion

$$\texttt{boolean}\quad \mathtt{L2TTmatrix}(\Theta,\Phi,F,f,E) = \mathtt{C}(\Theta,\Phi,F,f,E)\,\&\,\mathtt{T}(\Theta,\Phi,F,f)$$

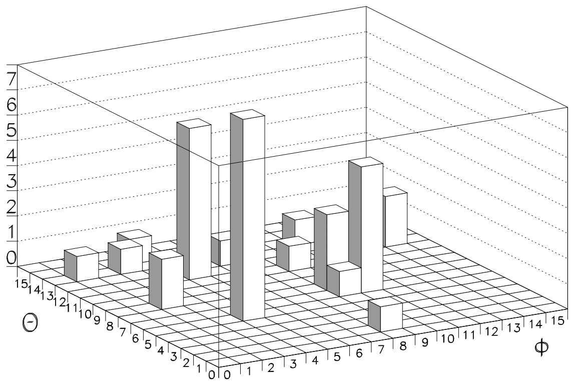
$$\overline{(F;f)}$$

$$\mathtt{C}(\Theta,\Phi)=\left\{\begin{matrix}\mathtt{true}\\ \left\{\begin{matrix}\mathtt{E}\\ \mathtt{H}\\ \mathtt{E|H}\\ \mathtt{E\,\&\,!H}\end{matrix}\right\}\left\{\begin{matrix}\text{fitgran.}\\ \text{ext. gran.}\end{matrix}\right\}\mathtt{false}\end{matrix}\right\}$$

$$\mathtt{T}(\Theta,\Phi)=\left\{\begin{matrix}\underline{\text{vorn:}}\\ \mathrm{BR}\\ \mathrm{BR}\,\&\,\mathrm{Z}\mu\\ \mathrm{V}\mu\\ \mathrm{BR}\,\&\,\mathrm{V}\mu\\ \mathrm{Z}\mu\\ \mathrm{V}\mu\,\&\,\mathrm{Z}\mu\\ \mathrm{BR}\,\&\,\mathrm{V}\mu\,\&\,\mathrm{Z}\mu\\ \mathtt{true}\end{matrix}\right\}\left\{\begin{matrix}\underline{\text{Mitte:}}\\ \mathrm{BR}\\ \mathrm{DC}R\phi\\ \mathrm{BR}\,\&\,\mathrm{DC}R\phi\\ \mathrm{Z}\mu\\ \mathrm{BR}\,\&\,\mathrm{Z}\mu\\ \mathrm{DC}R\phi\,\&\,\mathrm{Z}\mu\\ \mathrm{BR}\,\&\,\mathrm{DC}R\phi\,\&\,\mathrm{Z}\mu\\ \mathtt{true}\end{matrix}\right\}\left\{\begin{matrix}\underline{\text{hinten:}}\\ \mathrm{SIET}\\ \mathrm{Z}\mu\\ \mathrm{BR}\,\&\,\mathrm{Z}\mu\\ \mathrm{SIET}\,\&\,\mathrm{Z}\mu\\ \mathtt{true}\end{matrix}\right\}$$

Tabelle 14: Übersicht über die Möglichkeiten der Zusammenstellung von Kalorimeter- und Spurkammer-Familien: Der Kalorimeter-Anteil $\mathtt{C}(\Theta;\Phi)$ wird aus der elektromagnetischen und hadronischen Energie zusammengesetzt, der Spurkammer-Anteil $\mathtt{T}(\Theta;\Phi)$ je nach geographischer Region aus den Signalen der Proportionalkammern, der Driftkammern und der Myon-Detektoren sowie Kombinationen daraus. Der Familien-Index $(F;f)$ bestimmt (für eine gegebene Betriebseinstellung des L2TT) eindeutig eine der 4374 Kombinationen daraus.

kombiniert. Eine anschauliche Darstellung dieser formalen Definition ist in Abb. 50 zu sehen: Jedes der 16×16 Felder in (Θ,Φ) enthält einen Turm, dessen Höhe dadurch bestimmt wird, ab welchem Energieindexwert E die Funktion `L2TTmatrix` wahr wird. Ein $(\Theta;\Phi)$-Muster $\mathtt{L2TTmatrix}(F,f,E)$ wird **Projektion** im Sinne des L2TT genannt.



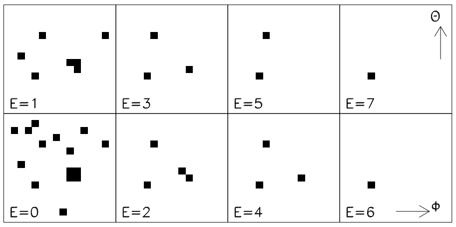


Abbildung 50: Anschauliche Darstellung der Funktion `L2ttmatrix` in drei Dimensionen $(\Phi;\Theta;E)$ (links) und als Muster in $(\Phi;\Theta)$ für jeweils einen festen Energiewert E (oben)

Es gibt damit immer noch $9\cdot 9\cdot 9\cdot 6 = 4374$ mögliche Projektionen mit je 8 Energiewerten E an 16×16 $(\Theta;\Phi)$-Koordinaten, $8^{256}\approx 1{,}6\cdot 10^{231}$, was demnach weiter reduziert werden muß, um eine Auswertung innerhalb der L2-Zeit von 20 μs zu erlauben. Das geschieht nun durch eine Zusammenfassung der geometrischen Information, nämlich die (auflösungsreduzierte) Projektion entlang der Θ- und Φ-Achse, sowie einige beschreibende Merkmale, die sehr grob die Verteilung der „Türme" in dem 16×16-Muster charakterisieren:

- ϕ Die Projektion der $(\Theta;\Phi)$-Muster *in Richtung* der Θ-Achse *auf* die Φ-Achse wird in einer Auflösung von acht Bits ausgeführt. Topologisch unterschiedlich sind von den so entstehenden $2^8 = 256$ Mustern jedoch wegen Spiegel- und Rotationsinvarianz nur dreißig. Daher kann jeder Φ-Projektion eine ϕ-Kennung (engl.: ϕ code) aus dreißig möglichen zugeordnet werden. Das bedeutet eine effektive Reduktion der Information auf fünf Bits. Die Zuordnung der dreißig eindeutigen Φ-Muster zu den ϕ-Kennwerten ist in Abb. 51 dargestellt.
- θ Ganz ähnlich erfolgt die Θ-Projektion *in Richtung* der Φ-Achse ebenfalls reduziert auf acht Bits. Hier ist es allerdings nicht möglich, Symmetrien zur weiteren Reduktion der Mustermenge auszunutzen. Daher werden die Polarwinkel- oder Rapiditäts-Projektionen in Θ anhand von Kriterien klassifiziert, die eher durch die physikalischen Besonderheiten bei HERA (nichtverschwindende Schwerpunktsrapidität, Proton-Elektron- und andere Asymmetrien) gegeben sind. Die vollständige Zuordnung der Θ-Verteilungen zu den 63 verschiedenen θ-Kennwerten ist in Abb. 52 dargestellt.

Die wesentliche Reduktion der Mustervielfalt wird dadurch erreicht, daß wiederum mehrere der auf acht verringerten ϑ-Zellen zu Bereichen zusammengefaßt werden, innerhalb derer eine oder mehrere Zellen Detektor-Aktivität anzeigen.

Erläuterungen zu Abb. 52: Alle Bereiche, in denen das Kalorimeter in höchster Auflösung, also Zelle für Zelle, zu erkennen ist, gehen nicht in das jeweilige ϑ-Muster ein. Alle Bereiche, die weiß gefüllt sind, dürfen kein Kalorimetersignal oberhalb der jeweiligen Schwelle $T(E)$ aufweisen. Andererseits muß von mehreren in gleicher Weise schraffierten oder schattierten Bereichen in *jeweils wenigstens einem* ein Signal über dem Schwellwert $T(E)$ liegen.

$\theta\phi, \theta\theta, \phi\phi$ Schließlich werden zur Auswertung der zweidimensionalen Korrelation in den Θ-Φ-Mustern zwei kombinierte Kennwerte berechnet. Dazu werden zunächst die dreißig ϕ- bzw. 64 θ-Kennungen noch einmal in je acht verschiedenen Klassen zusammengefaßt, sodaß die Kombination zweier solcher Projektionen wieder genau 64 verschiedene Möglichkeiten (6 Bits) zuläßt. Die Kombination $\theta\phi$ kann nur für gleiche $(E; F; f)$ gebildet werden, während der $\theta\theta$- (Doppel-θ-)Wert die Kombination von Θ-Projektionen verschiedener Energien oder Familien gestattet. Eine $\phi\phi$-Kombination ist derzeit technisch nicht realisierbar.

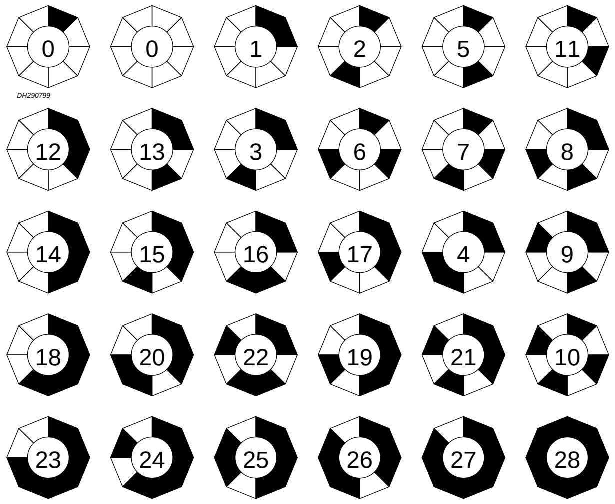


Abbildung 51:
Zuordnung der verschiedenen Radialprojektionsmuster zu den dreißig Kennziffern ϕ

Weiterhin werden neben diesen geometrischen Projektionen fünf Bits wie folgt berechnet:

- ν ist die Anzahl der kleinen Kalorimeterschauer, soweit dies in den L2-Daten zu erkennen ist. Ein **kleiner Schauer** ist definiert als Ansammlung von nebeneinanderliegenden (konnexen) BT-Signalen, die in ihrer Ausdehnung zwei Einteilungen in Θ und Φ nicht überschreiten. Dieser 3-Bit-Zähler geht mit dem Wert sieben in die Sättigung.
- `B` (BIG) signalisiert das Vorhandensein (mindestens) eines **großen Schauers**. Das ist eine konnexe Ansammlung, die die Grenzen eines 2×2-Quadrates in $(\Theta; \Phi)$ überschreitet.
- `X` (PROX) signalisiert das Vorhandensein (mindestens) zweier **naher Schauer**, die weniger als eine Einheit in Θ oder Φ voneinander getrennt sind.

All diese Definitionen für Kalorimeterschauer werden in entsprechender Weise auch auf die Spurkammersignale gemäß ihrer geometrischen Zuordnung in der Funktion `L2TTmatrix` angewandt.

Zur Bewertung der durch Abfragen von `L2TTmatrix`$(E; F; f)$ definierten Topologie wird im Hinblick auf die abschließende Entscheidung über das gerade auszuwertende Ereignis der Ergebniswert definiert:

- R (Resultat) ist ein Ergebniswert aus der Summe der Beiträge verschiedener Familien und Projektionen für eine gegebene Ereigniskonfiguration von L2-Daten. In Anlehnung an den Netzausgangswert der Neuronalen Netze könnte man ihn als „Entfernung" eines bestimmten L2-Daten-Phasenraum-Punktes von dem gewünschten Untergrundbereich deuten. In der Praxis ist ein solches Untergrund-Entfernungs-Prinzip im L2TT bisher nicht programmiert worden.

Somit kann also die Kernfunktion der L2TT-Maschine durch die formale Abbildung

$$\mathcal{F}: \quad \mathcal{P} = (E; F; f; P; K; S) \mapsto \mathcal{F}(\mathcal{P}) = (\mathrm{BIG}; \mathrm{PROX}; \nu; d; \theta; \phi; \theta\phi; \theta\theta; \phi\phi)$$

ausgedrückt werden. Dabei sind der Vollständigkeit halber die bisher nicht definierten Werte $(P; K; S)$ und d eingeführt worden, die eher technischer Natur sind und weiter unten beschrieben werden. Der Indexwert I

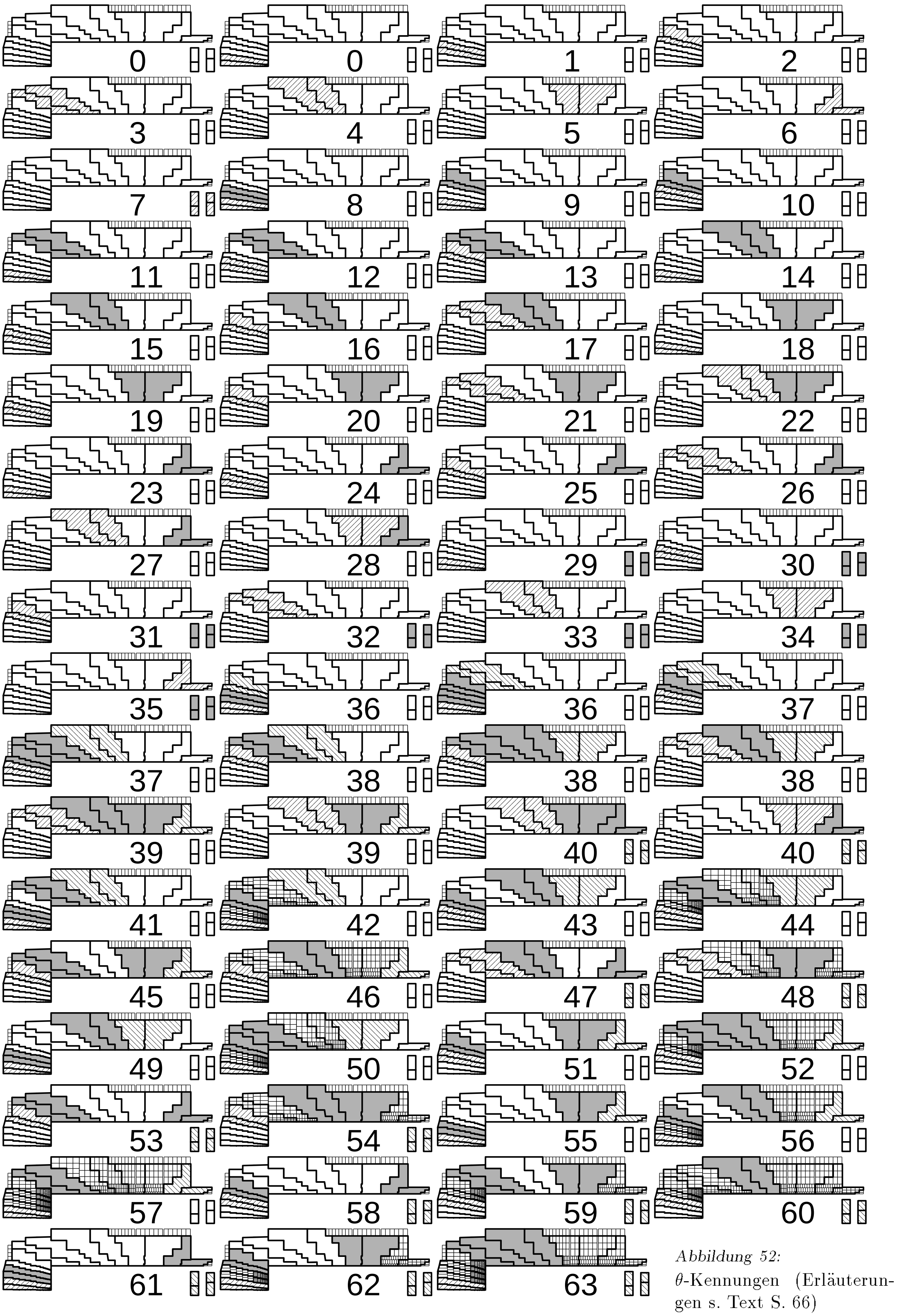


Abbildung 52: θ-Kennungen (Erläuterungen s. Text S. 66)

kann bestimmen, zu welchem der L2TEL eine bestimmte Projektion beitragen soll. Die Abbildung $\mathcal{F}$ wird im wesentlichen durch die Konfiguration **L2TTmatrix**$(E; F; f; \Theta; \Phi)$ bestimmt. Reihenfolge und Strategie dieser Abfragen unterschiedlicher Topologie-Kriterien werden durch den L2TT-Algorithmus bestimmt, dessen Implementation im nächsten Absatz beschrieben wird. Die dementsprechend erhaltenen Ergebniswerte $\mathcal{F}(\mathcal{P})$ können dann zuerst den Auswertealgorithmus an sich beeinflussen (Phase 1) und werden anschließend einzeln oder in Abhängigkeit voneinander summiert (Phase 2). Das Kriterium für jedes der sechzehn vorgesehenen L2-Triggerelemente ist das Überschreiten eines Schwellenwertes für sechzehn zugeordnete Zählregister (Abb. 48, S. 63).

Außer diesem topologischen Prinzip findet noch eine weitere Verarbeitungsmethode der L2-Daten eine wichtige Anwendung im L2TT. Eine Option, die ursprünglich als Reserve für besondere Erweiterungen vorgesehen worden war, leistet für viele der momentan verfügbaren L2TT-Algorithmen die Hauptarbeit: Parallel zu den Schaltkreisen, die die geometrische Auswertung der L2-Daten vornehmen, ist eine weitere, im wesentlichen frei programmierbare, ansonsten aber baugleiche „globale“ Datenspeicherkarte installiert. Sie dient dazu (ähnlich den DDBs (S. 61) des L2NN) aus dem L2-Datenmuster beliebige Teilstücke zu interpretieren und zu speichern. In Abhängigkeit von dem Abfragevektor $\mathcal{P}$ liefert sie Auswertungen der SpaKal-IET-Signale, der statistischen zVtx-Trigger-Werte und der Summenwerte aus dem Kalorimeter-Trigger, die in derselben Eigenschaft wie die ϕ-, θ- und $\theta\phi$-Kennwerte, und zwar parallel zu diesen, in die Auswertung eingehen.

Hardware

Die technische Umsetzung dieses Funktionsprinzipes findet auf dreizehn VME-Karten im Triple-Europe-Format statt, die sich wiederum in vier logische Verarbeitungseinheiten unterteilen lassen. Abb. 53 ist das Abb. 48 entsprechende elektronische Block-Schaltbild aller L2TT-spezifischen Karten.

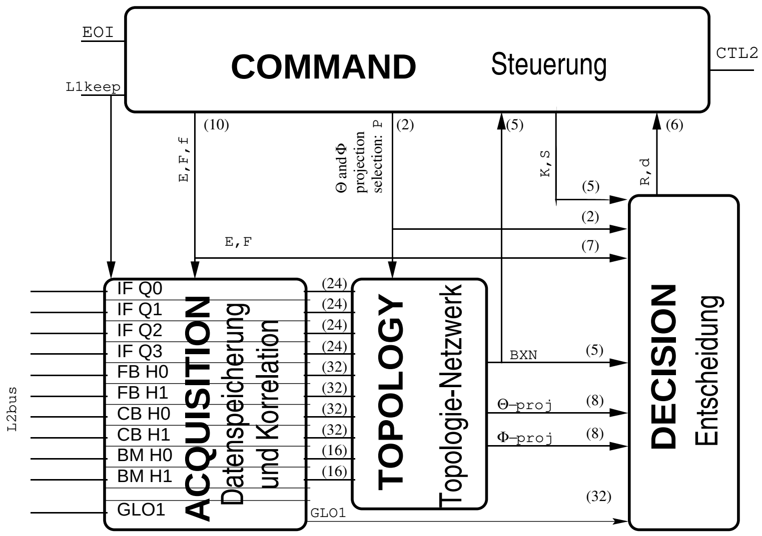


Abbildung 53:
Schaubild zur Funktion des L2TT

Zehn geographische und eine globale **Datenspeicherkarte** (**ACQ**; frz.: *acquisition*) empfangen die Daten, die die PQZP- und Quickbus-Schnittstellen auf den acht L2bussen senden und bilden auf Anfrage (durch die Steuereinheit) die Projektionen entsprechend den durch $(F; f)$ definierten logischen Kombinationen aus Kalorimeter- und Spurkammer-Signalen. Jede von ihnen liefert 32 Bits Ausgangssignale. Die der geographischen Karten (für die Bereiche IF, FB, CB und BE) stellen jeweils unmittelbar bis zu 32 $(\Theta; \Phi)$-Felder der Funktion **L2ttmatrix** dar und werden der Topologie-Karte zugeleitet. Die globale Karte ist direkt mit der Steuer- und Entscheidungs-Einheit **COM/DEC** verbunden, ohne vorher topologisch mit den anderen korreliert zu werden. Die Laufzeit der Signale vom Eingangs-Takt der Projektion bis zur Gültigkeit der Ergebnisse an den Ausgangsleitungen beträgt 1 HClk.

Die **Topologie-Korrelator**-Einheit (**TOP**; frz.: *topologie*) empfängt die Daten von den zehn geographischen Speicherkarten und korreliert diese miteinander. Hier werden die Ergebniswerte, also die Projektionen θ, ϕ, $\theta\phi$ und $\theta\theta$ sowie BIG, PROX und ν gebildet, die der Entscheidungseinheit als Eingangssignale dienen. Die Laufzeit der Signale vom Eingangs-Takt bis zur Gültigkeit der Ergebnisse auf den Ausgangsleitungen beträgt 2 HClk.

Die **Steuereinheit** (**COM**; frz.: *commande*) und die **Entscheidungseinheit** (**DEC**; frz.: *décision*) finden auf derselben Karte Platz. Sie bildet das Herz des L2TT, welches den Datenkreislauf

$$\text{Projektion} \longrightarrow \text{Topologie} \longrightarrow \text{Ergebnis} \longrightarrow \text{Auswertung} \longrightarrow \text{neue Projektion} \ldots$$

in Abhängigkeit der jeweiligen Zwischenergebnisse (Phase 1) und bis zur Berechnung aller gewünschten Endergebnisse (Phase 2) aufrechterhält und auch für deren Mitteilung an die zentrale Auslöserlogik CTL2 zuständig ist. Die zentralen Aufgaben übernimmt ein DSP (ADSP-21010), der, auf $\nu_{\mathrm{DSPclk}} = 3 \cdot \nu_{\mathrm{HClk}}$ PLL-synchronisiert, knapp unterhalb seiner Nennfrequenz von 35 MHz läuft. Die Taktfrequenz des DSP ist gleich der Frequenz, mit der die 48-Bit-Befehlswörter (engl.: *Instruction Word*) ausgeführt werden. Ein *Instruction Word* kann bis zu vier parallele Rechenoperationen enthalten.

Vom Prozessor aus gesehen stellt sich das L2TT-System als Peripherie an seinem Datenbus vergleichsweise simpel dar (s. Abb. 54): Für jede Projektion $\mathcal{P}$ erhält er aus dem Zusammenspiel von **ACQ**, **TOP** und **DEC** einen Ergebnisvektor $\mathcal{F}(\mathcal{P})$. Allerdings ist die Signallaufzeit in der Kette **ACQ**–**TOP**–**DEC** mit 400 ns wesentlich größer als ein DSP-Befehlszyklus. Daher werden das Schreiben von $\mathcal{P}$ und das Lesen des entsprechenden $\mathcal{F}(\mathcal{P})$ entkoppelt. Genau genommen sendet der DSP sogar nur die Projektionssequenzen $S_{\mathcal{P}}^{(i)}$ an die Peripherie und empfängt dann die entsprechenden Ergebnissequenzen $S_{\mathcal{F}}$. Sende- und Empfangs-Bus sind getrennt, sodaß dies gegebenenfalls auch simultan geschieht.

Das Abarbeiten der Projektionen innerhalb der Sequenzen übernimmt eine Taktgeberlogik (vgl. Abb. 54). Zuerst wird der erste Sequenzenzeiger aus **Fifo2** in einen Zähler geladen, der mit ν_{HClk} die Projektionen innerhalb der Sequenz hochzählt. Der Ausgang dieses Zählers steuert den Adreßbus eines Speicherbausteins **CMD-RAM** (frz.: *commande*, Steuerung) an, dessen Datenbus die Werte der Projektionen an die **ACQ**–**TOP**–**DEC**-Kette sendet. Die letzte Projektion einer Sequenz überträgt den Startwert der folgenden Sequenz aus **Fifo2** in den Zähler oder hält ihn an, solange **Fifo2** leer ist.

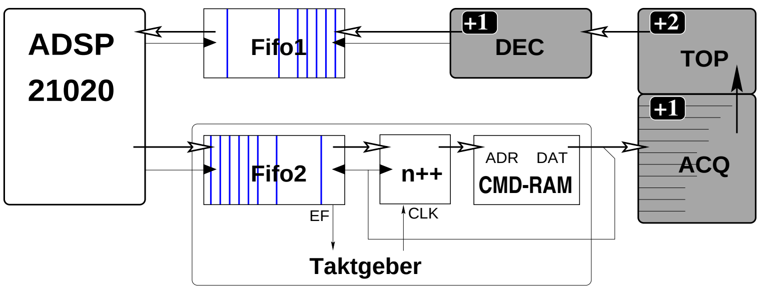


Abbildung 54:
L2TT-Darstellung als Peripherie aus der Perspektive des Hauptprozessors: Die Startwerte der Projektionssequenzen werden in **Fifo2** geschrieben, wo sie automatisch nahtlos abgearbeitet werden. Die Prozesslogik dazu besteht vor allem aus dem Zähler **n++** und dem Steuerspeicher **CMD-RAM**. Die schwarz unterlegten Zahlen (+1, +2) geben die Signallaufzeit in τ_{HClk} in der jeweiligen Einheit an.

Die eigentlichen Algorithmen des L2TT hängen also von der Programmierung des **CMD-RAM**s sowie der Speicher im **DEC**-Teil ab. Die Aufgabe des DSP ist auf relativ einfache, schnell auszuführende, aber in der Regel gleichbleibende Prozeduren beschränkt. Das Schema dieses Programmes wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Programm des Steuerprozessors und des Taktgebers

Abgesehen von der Initialisierungsprozedur besteht die Aufgabe des Hauptprozessors in der Steuerung, Überwachung und Auswertung des L2TT-Prozesses in der begrenzten Zeit zwischen **L1Kp** und **L2Kp/L2Rj**. Offensichtlich sind dabei folgende Aufgaben zu erfüllen:

- Die L2-Daten müssen von den jeweiligen PQZP- oder Qbus-Systemen der Detektorgruppen empfangen und ähnlich wie in den DDBs des L2NN aufbereitet und gespeichert werden.
- Senden von Projektionssequenzen $S_{\mathcal{P}}^{(i)}$
- Auswertung der Ergebnisse jeder Projektion und Umsetzung auf sechzehn binäre Entscheidungen, die sechzehn L2TT-Triggerelemente.

Die Auswertung soll unter anderem von dem maximalen Energiewert einer Projektion $\mathcal{P}$ abhängig sein. Daher werden die Projektionssequenzen in zwei Phasen eingeteilt: Zuerst wird eine feste Startsequenz abgespielt, die den höchsten Energiewert durch Abtasten von oben ermittelt. Enthält die Topologie bei diesem Energieindex nur einen kleinen Schauer, so wird weitergesucht, bis mindestens ein weiterer kleiner oder ein großer Schauer auftritt. Dazu wird die Variable d (frz.: *description*) erzeugt, die die Werte

$$d = \begin{cases} 0 & \Leftarrow \nu = 0 \\ 1 & \Leftarrow \nu = 1 \\ 2 & \Leftarrow \nu \geq 2 \,\&\, \overline{\mathrm{BIG}} \\ 3 & \Leftarrow \mathrm{BIG} \end{cases}$$

annehmen kann (zur Definition der Symbole s. S. 66). In der zweiten Phase können diese Energieindizes und die Variable d dann benutzt werden, um über die Wahl weiterer Sequenzen zu verfügen.

Der gesamte Prozeß ist in Abb. 55 veranschaulicht und gliedert sich in folgende vier Phasen:

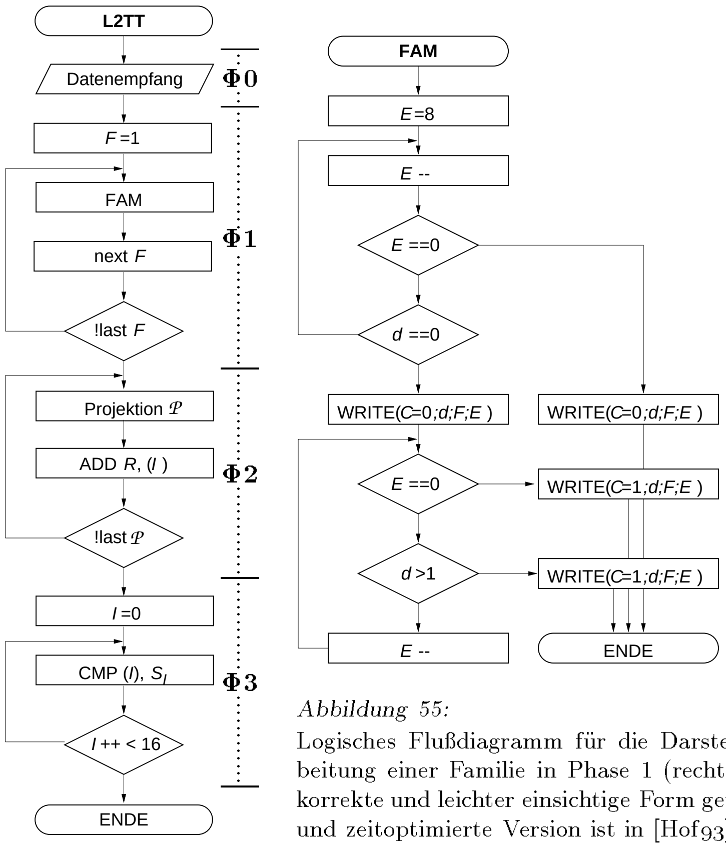


Abbildung 55:
Logisches Flußdiagramm für die Darstellung des L2TT-Prozesses (links) und die Abarbeitung einer Familie in Phase 1 (rechts). Zum besseren Verständnis ist hier die *logisch* korrekte und leichter einsichtige Form gewählt worden. Die programmiertechnisch korrekte und zeitoptimierte Version ist in [Hof93] beschrieben worden.

Φ0 — Datenempfang
Phase 0 läuft fast ohne Beteiligung des Prozessors ab; er wartet auf das Empfangsende und wertet dann die L1-Subtrigger aus.

Φ1 — Maximalenergie je Familie
Während der Phase 1 läuft die Startsequenz von Projektionen $\mathcal{P}_i$ automatisch an, und der Prozessor ordnet jedem Ergebnis $\mathcal{F}(\mathcal{P}_i)$ eine oder zwei Phase2-Sequenzen zu. Dazu wird der maximale Energieindex durch Annäherung von oben bestimmt. Solange $\mathcal{F}$ das Ergebnis $\nu = 0$ enthält (**leere Topologie**), wird E heruntergezählt. In Abhängigkeit des höchsten Energieindex E mit nicht-leerer Topologie wird eine Phase2-Sequenz in **Fifo2** geschrieben. Enthält nun die Topologie bei maximalem Energieindex nicht mehr als einen sogenannten kleinen Schauer ($\nu = 1$ oder **triviale Topologie**), so wird zwar eine entsprechende Sequenz initiiert, aber weiter nach einem sekundären Maximalindex E gesucht, für den die Topologie nicht trivial ist. In beiden Fällen bricht die Suche mit dem Wert $E = 0$ und dem Einleiten einer entsprechenden Sequenz ab.

Φ2 — Genaue Auswertung der Projektionen / Summierung
In Phase 2 enthält jedes Projektionsergebnis $\mathcal{F}$ genau einen Registerindex I und einen Ergebnisbeitrag R . Sie werden so verarbeitet, daß zum Register I der Wert R addiert wird. Die sechzehn möglichen Indexwerte I entsprechen den sechzehn L2TT-Triggerelementen, L2-t16 bis L2-t31.

Φ3 — Summierung / Entscheidung
Jede der sechzehn Teilsummen wird mit einem Schwellwert verglichen, der von dem Ergebnis aus Phase 0 abhängen kann. Wird der Schwellwert erreicht oder überschritten, so wird das entsprechende Bit im L2TT-Ergebniswort gesetzt.

Bewertung der Projektionen

Reihenfolge und Steuerung der Projektionen $\mathcal{P}$ sind Aufgabe des Hauptprozessors und des **COM**-Teils der **COM/DEC**-Karte. Die Projektionen selbst werden von den **ACQ**-Karten gebildet und in der **TOP**-Karte ausgewertet und als jeweils acht Bit feine ϑ- und φ-Projektionen sowie die Werte $(\mathtt{B}, \mathtt{X}, \nu)$ an die Funktionsgruppe **DEC** weitergegeben. Diese hat im wesentlichen die Aufgabe, die Projektionskennungen θ und ϕ zu erzeugen, und alle Daten zusammen mit der Projektionsbedingung $\mathcal{P}$ auf die Werte d (in Phase 1, **Φ1**) und R (in Phase 2, **Φ2**) abzubilden. Die Variable d wird wie oben beschrieben gebildet und in Phase 1 verwendet. Zur Veranschaulichung der R-Berechnung dient Abb. 56: Die Projektionen in ϑ und φ werden

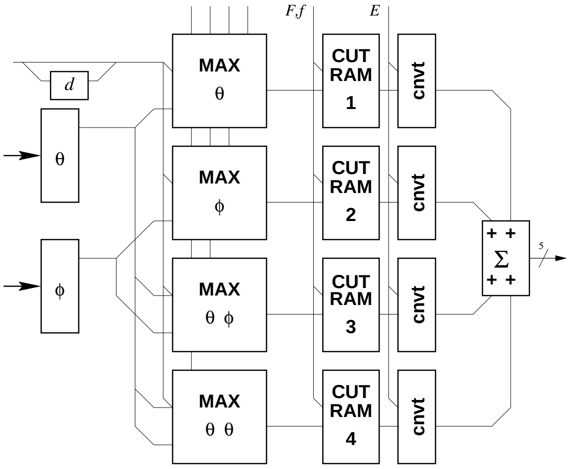


Abbildung 56:
Schaltbild der **DEC**-Funktionsgruppe: die Eingänge am linken Rand empfangen die Projektionsergebnisse $\mathcal{F}$, die in den Multiplexer-Bausteinen (MAX) zunächst zu den vier Projektionskennungen $(\theta, \phi, \theta\phi, \theta\theta)$ umgerechnet werden. Entsprechend den Projektionsvorschriften $\mathcal{P}$ werden sie weiter kombiniert und zusammengefaßt und auf die Dekodiertabellen der **CUT**-RAMs geleitet.

in die Kennungen θ und ϕ umgesetzt, welche in vier verschiedenen Kombinationen, θ, ϕ, $\theta\phi$ und $\theta\theta$ auf vier MAX-Bausteine (Altera **M**ultiple **A**rray Matri**x**) gegeben werden. Die Hardware-Programmierung dieser Bausteine ist im Prinzip beliebig; ihre Funktion ist die von Multiplexern: Gleiche Ergebnisse θ, ϕ werden in Abhängigkeit von der Projektion $\mathcal{P}$ auf verschiedene Adreßbereiche der nachfolgenden 64 MB-Speicher (16 Adreßbits) gestreut. Die Datenausgänge aller vier Speicher wiederum werden addiert, wobei Werte über 31 abgeschnitten werden, und der Addierer in die Sättigung geht. Der Addiererausgang entspricht dem Ergebniswert $R(\mathcal{P})$.

Überwachung und Testläufe

Eine speziell hergestellte Monitoring-Karte des L2TT erlaubt eine schnelle und unabhängige lokale Datennahme innerhalb der Baugruppe L2TT [Ban97]. Sie befindet sich in einem getrennten VME-Überrahmen, das von einem Prozessor 68040 unter dem Betriebssystem OS/9 verwaltet wird. Mit ihr ist es möglich, einen Teil der L2-Daten und der von L2TT daraus erzeugten Zwischenergebnisse mit einer Ereignisrate bis zu 1 kHz auszulesen. Auf der Karte selbst werden die Daten in einem 64K-RAM zwischengespeichert. Zur endgültigen Speicherung werden die erfaßten Daten auf Festplatte geschrieben, was die mittlere Rate und die Gesamtkapazität begrenzt. Gleichzeitig läuft auf dem OS/9-System eine Ereignis-Server-Anwendung, die diese L2TT-Ereignisse für andere Programme zur Verfügung stellt.

Vorwiegend wird diese Art L2TT-Mini-DAQ benutzt, um unabhängig von der H1-Datennahme eine Stichprobe von Ereignissen nehmen zu können, die zudem nicht der L2/L4/L5-Selektion unterliegen und somit ein unverfälschtes Bild der tatsächlichen Verhältnisse und Raten zwischen **L1** und **L2** wiedergeben. Damit könnten im Prinzip auch Rückschlüsse auf die momentane Strahl- und Datennahmebedingungen des Experiments gezogen werden und Algorithmen dynamisch angepaßt werden, oder aber auch die Funktion des L2TT ohne Verzögerung sofort während der Datennahme überwacht werden. Davon wird bisher kein Gebrauch gemacht.

Einige weitere Werkzeuge und Hilfsprogramme zur Programmierung des L2TT werden im Anhang (S. 200) erörtert.

Anwendungen

In Tab. 15 sind die bisher entwickelten topologischen Algorithmen für den L2TT sowie ihre Anwendungsbereichen (L1-Subtrigger) und die jeweils als Eingangsgrößen benutzten Teile aus den L2-Daten zusammengestellt. Damit läßt sich nun der direkte Vergleich mit dem L2NN (Tab. 13) aufstellen.

L2	L1	Eingangsgrößen
SPCL_R30 (t16)	s1, 3, 9, 35, 50	SpaKal-IET
SPCL_R20 (t17)	s36	SpaKal-IET
SPCL_QEDC12 (t18)	s13	
SPCL_Dissym_out (t19)	s12, s62	
Kin_Peak (t21)	s35, s36	SpaKal-IET/-BT
LAr_2or3_electrons (t22)	s39, s42	FlAr-BT
zVtx_Ana (t24)	—	zVtx-Histogramm
Cosmo_multimu_2 (t25)	s73	$Z\mu$-Module
LAr_electron	s75	FlAr-BT
Brl_Mu_in_Jet	s60	FlAr-BT / $Z\mu$
Inel_JPsi_2_el	s37	FlAr-BT, DC-$r\phi$, BR
Fw_mu_bigray	—	$V\mu$ / FPC-BR
LAr_BigT_miss	s71	FlAr-BT

Tabelle 15:
Übersicht der L2TT-Algorithmen und der Daten, die jeweils als Eingangsgrößen dienen

Wie aufgrund der unterschiedlichen Grundideen von L2NN und L2TT zu erwarten ist, werden die BT in ihrer Auflösung ausschließlich vom L2TT benutzt, während beide Systeme die SIET-Bitmuster und das zVtx-Histogramm auswerten. Die L2-Daten der Myon-Detektoren werden im L2TT mit anderen Detektorbaugruppen korreliert und im L2NN lediglich als Summe verwendet. Die Spurkammersignale des DC$R\phi$-Triggers werden nur in ihrer summierten Form vom L2NN benutzt.

Im Moment ist die Komplexität der vom L2TT durchgeführten Analysen durch die Zeitbegrenzung von 166 HClk ab **L1Kp** für das Abliefern der L2-Entscheidung in der Anzahl von untersuchten Projektionen beschränkt. Im Gegensatz zu den in [Hof93] gemachten Vorberechnungen nimmt die Programmierung der zweiten Phase 5 DSP-Takte pro ausgewertete Projektion in Anspruch. Im Experiment wurde bei **drei** Phase-1-Familien (also **24** Projektionen) eine maximal mögliche Anzahl von **39** Phase-2-Projektionen gemessen, mit der alle L2TT-Entscheidungen noch rechtzeitig von der **CTL2** empfangen werden. Dieser Wert stimmt

Phase	DSP-Takte		t/μs
PQZP/Qbus	$3\cdot(10+32)$	=126	1+3
Φ0	48+11	=59	1,9
Φ1	$7+3\cdot32$	=103	3,3
Φ2	$39\cdot5$	=195	6,3
Φ3		35	1,1
Summe			**16,6**

Tabelle 16:
Zusammensetzung der Rechenzeit des DSP in den verschiedenen L2TT-Phasen

mit der zulässigen L2-Entscheidungszeit

$$\texttt{L2DecTim} = \texttt{L1Kp} + 18\ \mathrm{HClk} = \texttt{L1Kp} + 17{,}3\ \mu s$$

überein, sodaß offensichtlich keine unerwarteten toten Zyklen im Programmablauf des DSP auftreten.

3.7 Perspektiven und Ausbau des L2

Nach der bisherigen Betriebserfahrung kann man eine Zwischenbilanz ziehen und die gemachten Erfahrungen auf die zu erwartenden Gegebenheiten unter höherer Luminosität nach dem Jahr 2000 extrapolieren. Es sind überwiegend gute Erfahrungen mit den L2-Systemen gesammelt worden. Es wird erwartet, daß sie nach der beabsichtigten Erhöhung der Luminosität in HERA unerläßlich sein werden, um die Datennahmerate frühestmöglich zu reduzieren und so die Totzeit während der Datennahme zu minimieren. Die Fähigkeiten des L2TT sind in seinem derzeitigen Konzept fast ausgereizt. Insbesondere die endliche Anzahl der seriell abgearbeiteten Projektionen begrenzt die Möglichkeiten, weitere, neue Algorithmen zu implementieren. Allerdings ist zu erwarten, daß bei erfolgreicher Verringerung des Rauschens im FlAr-Kalorimeter die Sensitivität auf kleinere Energien und allgemein die Präzision erhöht werden kann. Das typische Anwendungsgebiet wäre dann die kalorimetrische Topologie-Erkennung mit dem L2TT.

Zunächst wird der L2TT im Vergleich mit dem L2NN und auch L1 betrachtet. Durch den Überblick (Tab. 13, Tab. 15) wurde die gegenseitig ergänzende Wirkung beider Maschinen hervorgehoben. Es stellt sich aber auch die Frage, ob nicht Ergebnisse aus dem einen in dem anderen System erfolgreich benutzt werden oder sogar in der ersten Auslöserstufe verfügbar gemacht werden könnten.

- Ein Teil der langwierigen Entwicklungsarbeit für einen speziellen Algorithmus im L2TT könnte durch eine konvergierende Methode zum Auffinden der optimalen Schnitte verkürzt werden.
- Die Projektionsmuster bzw. -kennungen θ und ϕ verschiedener Familien könnten zum Beispiel auch als Eingabegrößen für neuronale Netze dienen.
- Die Zählfunktion der DDBs für die Spurmasken der Driftkammern oder die Signale der Proportionalkammern könnten leicht auf L1 zur Verfügung gestellt werden. Eine Schnittfunktion kann dann ebenfalls totzeitfrei in der ersten Auslöserstufe angebracht werden. Die ist bisher nur im DC$R\phi$-Trigger und dort nur mit drei verschiedenen Grenzwerten möglich (vgl. S. 52).

SpaKal- und BST-Geometrie

Speziell für den L2TT bietet sich die Möglichkeit, eine höhere Granularität im Rückwärtsbereich zu nutzen, der von SpaKal und BST abgedeckt wird. Deren Auflösung ist sogar in den Triggersignalen wesentlich feiner als die der Kalorimeter-BT. Das wird auch schon ausgenutzt, indem die SIET-Bits im L2TT formell als Spurkammersignale im rückwärtigen Bereich ausgewertet werden, die dann die BT-Werte, ebenfalls vom SpaKal stammend, durch ihre Ortsauflösung ergänzen.

Falls man in Erwägung zöge, die beiden **ACQ**-Karten für den rückwärtigen Bereich neu zu bauen, so könnten diese in der Erkennung des gestreuten Elektrons auf L2 wertvolle Hilfe leisten, indem mit höherer geometrischer Auflösung BST und SpaKal-IET sowie die Energiemessung aus dem SpaKal korreliert würden. Man könnte sogar eine Myonpaar- oder Pionpaar-Erkennung mit L2 im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors, also höheren $W_{\gamma\mathrm{p}}$ (S. 20) erreichen.

Auslastung des Hauptprozessors

Eine Analyse der Arbeitszeiten des DSP im L2TT ergibt das in Abb. 57 dargestellte Diagramm. Die

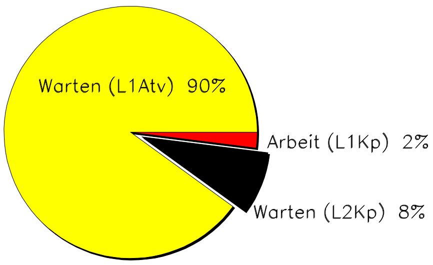


Abbildung 57:
Aufteilung der DSP-Arbeitszeit bezogen auf die Datennahme des H1-Experiments:

90% Aktives Warten auf L1Kp während L1 aktiv (L1Atv) ist
2% Arbeitszeit (Aktive Totzeit, 20 μs) zwischen L1Kp und L2Kp oder L2Rj
8% Passives Warten (Passive Totzeit) zwischen L2Kp und AFER

Zahlenwerte sind für eine L2-Totzeit von 20 μs und eine L1Kp-Rate von 1 kHz sowie eine Auslesezeit von 2 ms für das ganze Experiment bei einer L4-Eingangsrate von 40 Hz berechnet worden.

Man erkennt, daß die unvermeidliche Totzeit, die durch die Berechnung der Entscheidung verursacht wird, mit 2% verschwindend gering gegenüber dem Anteil der Bereitschaftszeit von 90% ist. Ein hohes Potential ist in den (auf der Abbildung herausgehobenen) 8% passiver Totzeit zu sehen, während der die Aufmerksamkeit des L2TT nicht gebraucht wird, und seine Fähigkeiten brachliegen. Daher kann man zwei Nutzungsmöglichkeiten in Betracht ziehen:

- Ohne Veränderungen an der Elektronik könnten weitere Projektionen untersucht und ausgewertet werden. Die entsprechenden Ergebnisse könnten als L3-Entscheidung in den Trigger-Vorgang eingehen und somit einer weiteren Reduktion der Totzeit des Experiments dienen. Es könnten sogar

die vollen mathematischen Fähigkeiten des DSP zur Entscheidungsfindung ausgenutzt werden, indem die L2-Daten oder Teile davon zusätzlich direkt zum DSP umgeleitet werden. Die Übertragung würde für 92 PQZP-Worte und bis zu $28+8\cdot17 = 164$ Qbus-Worte maximal 164 HClk $\approx$ 15,8 μs beanspruchen, sodaß dem L2TT im „L3-Modus" rund 780 μs oder 24273 DSP-Befehle zur Verfügung stünden. Damit wäre eine kalorimeterbasierende Berechnung der longitudinalen Energie-Impus-Bilanz $\sum(E/c-p)$ (Abschn. 7.2, S. 130) oder von invarianten Massen von im Kalorimeter erkannten Teilchenpaaren problemlos möglich. In jedem Falle könnten aus einer solchen Anwendung wertvolle Ergebnisse für zukünftige L3-Entwicklungen gewonnen werden.
- Mit der nicht unwesentlichen Erweiterung der **COM/DEC**-Karte zum VME-Master könnte sowohl der oben erwähnte Zugriff auf die L2-Daten erleichtert werden, als auch ein Teil der Datenformatierung, die bisher vom CTPL23 durchgeführt wird (Abschn. 3.3, S. 55), lokal in den L2TT verlagert werden. Damit könnte die gesamte Auslesezeit der Zentralen Auslöseeinheit, *Central Trigger*, und somit die des Experiments ebenfalls weiter verringert werden.

Erhöhung der Taktfrequenzen

Außer den beschriebenen Maßnahmen bietet sich als Verbesserungsmaßnahme schließlich noch zur Beschleunigung der L2TT-internen Datenverarbeitung eine Erhöhung der Taktfrequenzen für

- den DSP der **COM/DEC**-Einheit (derzeit 31 MHz)
- den L2bus-Transfer zu den **ACQ**-Einheiten (von 10,4 auf 20,8 MHz)
- den Umlauf der Projektionen in der **ACQ-TOP-DEC**-Kette (derzeit 10,4 MHz)

an. Aufgrund der Beschränkungen der **ACQ**-Konzeption und der relativ großen Anzahl dieser Karten bleibt als einzig realistische Möglichkeit die Benutzung eines neueren DSP, was auch eine Neuauflage der **COM/DEC**-Karte zur Folge hätte.

Bewertung der aufgezeigten Alternativen

Angesichts des Kosten-Nutzen-Verhältnisses ist die Umprogrammierung des DSP für eine *zusätzliche* Nutzung während der L3-Zeit (s. auch nächsten Abschnitt) zwischen L2Kp und AFER sicherlich die günstigste Ausbaumöglichkeit. Das Verbesserungspotential für die Physikausbeute speziell im Hinblick auf die Analyse dieser Arbeit wird weiter hinten untersucht.

Die Neuauflage der **COM/DEC**-Karte kann auch sehr wirkungsvoll sein, wenn alle erwähnten Möglichkeiten, insbesondere Erhöhung der Prozessorfrequenz, Einführung neuer $\theta\phi$-Kombinationen (wie zum Beispiel einer $\phi\phi$-Korrelation) im **DEC**-Teil und VME-Master-Fähigkeit, sowie die Behebung einiger Versäumnisse bei der Protokolldefinition der Speicherzugriffe berücksichtigt werden. Die vergleichsweise kleine Investition würde es erlauben, den L2TT somit zuverlässiger, schneller und damit leichter für weitere Anwendungen jenseits der Jahrtausendwende nutzbar zu machen. Die Möglichkeit einer getrennten **COM/DEC**-Lösung mit speziell gefertigter **DEC**-Einheit und einer kommerziellen, modularen VME-Prozessorkarte als Steuerungsteil, verbunden über einen schnellen Bus zum Austausch von Projektionsvektor $\mathcal{P}$ und Ergebnisvektor $(\mathtt{B}, \mathtt{X}, \nu, R, I)$ zwischen **COM** und **DEC** ist dabei ausdrücklich in Betracht zu ziehen.

Die Erhöhung der Auflösung des L2TT im rückwärtigen Bereich ist eine reizvolle Aussicht. Deren physikalischer Nutzen müßte jedoch angesichts des hohen Preises erst einer ausführlichen Untersuchung im Vergleich mit den bestehenden Möglichkeiten unterzogen werden.

Schließlich sei hier erwähnt, daß der nächste Ausbau des L2NN in einer Neuauflage der DDBs besteht, deren zweite Generation die BT der Kalorimeter-Trigger in der verfügbaren Auflösung verarbeiten können wird.

3.8 Dritte Stufe: L3 (Prozessor)

Die dritte Auslöserstufe hat eine im Vergleich zu L2 wesentlich höhere Totzeit von maximal 800 μs. Die Grundlage für die Entscheidungsfindung sind dieselben Daten, die von den Subtrigger-Baugruppen auch schon für die zweite Stufe zur Verfügung gestellt werden. Der L3-Trigger wird bisher allerdings nicht benutzt. Ein entsprechender Prozessor ist eingebaut und empfängt die L3-Daten. Genau genommen senden die Zentralen Myondetektoren ein im Vergleich zu L2 leicht verändertes, Nullen unterdrückendes, Format. Die technische Lösung für den Datenempfang unterscheidet sich leicht von der in den L2-Systemen verwendeten. Der

Prozessorbus ist direkt verbunden mit den Quickbussen des Kalorimeter-Triggers. Der ursprüngliche Anwendungsbereich für diese Baugruppe ist die genaue Auswertung der Kalorimeter-Trigger-Daten. Die transparente Programmierung in der Programmiersprache C erleichtert zudem eine schnelle Reaktion auf veränderte experimentelle Bedingungen sowie den Einbau von Algorithmen, die den Analyseschnitten sehr ähnlich sind. Schließlich kann die Rechenzeit bis zu einer eindeutigen Entscheidungsfindung (Verwerfen/Aufzeichnen) in dieser Stufe unterschiedlich lang sein und somit für jedes Ereignis jeweils eine optimale Reaktionszeit erreicht werden.

3.9 Vierte Stufe: L4 (Filterfarm)

Die Arbeit der vierten Auslöserstufe beginnt, wenn sämtliche Datennahmeeinheiten des Detektors ihre Aufgabe beendet haben und das Experiment wieder sensitiv ist. Daher beeinflußt ihre primäre Totzeit die Datennahme des Experiments nicht, und der Aspekt des Filterns, frühzeitiges Aufspüren unerwünschter Ereignisse zur Vermeidung unnötigen Verbrauchs von Ressourcen weiter (Daten-)stromabwärts, rückt in den Vordergrund. Dazu stehen die Daten des kompletten Ereignisses zur Verfügung, sodaß Prozeduren und Algorithmen zur Anwendung kommen, die mit denen der endgültigen Analysen identisch sein können. Einzig die Kalibrationen der einzelnen Detektorgruppen, die naturgegebenermaßen erst mit einem gewissen zeitlichen Verzug zur Verfügung stehen, unterscheiden die Auswertung in L4 von der auf die endgültigen Daten angewandten. Das macht eine gewisse Vorsicht und Überwachung der Selektionsschnitte auch hier noch notwendig.

Die L4-Prozessorfarm war 1995–97 mit 30 RISC-Prozessoren ausgestattet. Die Rechenzeit für ein Ereignis beträgt im Mittel weniger als eine Sekunde, sodaß knapp über 30 Hz Ereignisse aus dem Experiment übernommen werden können, ohne daß es über längere Zeit zu sekundären Totzeit-Effekten durch fehlenden freien Pufferplatz kommt.

Die Algorithmen auf L4 und L5 werden in (Abschn. 7.6) beschrieben, soweit sie für die Analyse in der vorliegenden Arbeit von Belang sind.

Auf der Erde gibt es etwa eine Million Kilometer Pipelines.
— Der Brockhaus-Kalender, 19. September (1996)

triggern [engl.], (Elektronik): einen bestimmten Ausschnitt aus einem elektronischen Schwingungsbild auf einer Braunschen Röhre auswählen.
— Das moderne Lexikon, Band 19, Bertelsmann (1979)

4. Simulation und Monte-Carlo-Verfahren

Um gemessene Ereignisse mit theoretischen Modellen vergleichen zu können, bedient man sich unter anderem der Computer-Simulation der Ereignisse im Detektor. Dabei sind drei Aspekte von Bedeutung:

1. die numerische **Integration** der Wirkungsquerschnitte für praktisch beliebige Schnittbedingungen für die Integrationsgrenzen,
2. die **Erzeugung** (auch Generierung oder engl.: **Generation**) zufällig im Phasenraum verteilter Ereignisse, die in ihrer Gesamtheit aber einer wohldefinierten Verteilungsfunktion (differentieller Wirkungsquerschnitt) gehorchen und
3. die möglichst genaue Beschreibung der Geometrie des Detektors sowie der darin stattfindenden Wechselwirkungen, auch **Simulation** genannt.

In diesem Kapitel wird die Einordnung dieser Aspekte in den Gesamtzusammenhang beschrieben. Des weiteren werden einige für diese Arbeit besonders wichtige Punkte herausgegriffen, genauer erläutert und für den Gebrauch in der Analyse ausgewertet.

Die vollständige Kette von der Entstehung der Ausgangsteilchen am Vertex der Elektron-Proton-Kollision über die Signalerzeugung und -erfassung in den einzelnen Baugruppen des Experiments bis zur Rekonstruktion, Klassifizierung und Selektion kann mit Hilfe von Monte-Carlo-Verfahren simuliert werden, wie in Abb. 58 als Schaubild analog zur dem der Realität auf S. 27 dargestellt ist. Zur Erzeugung von be-

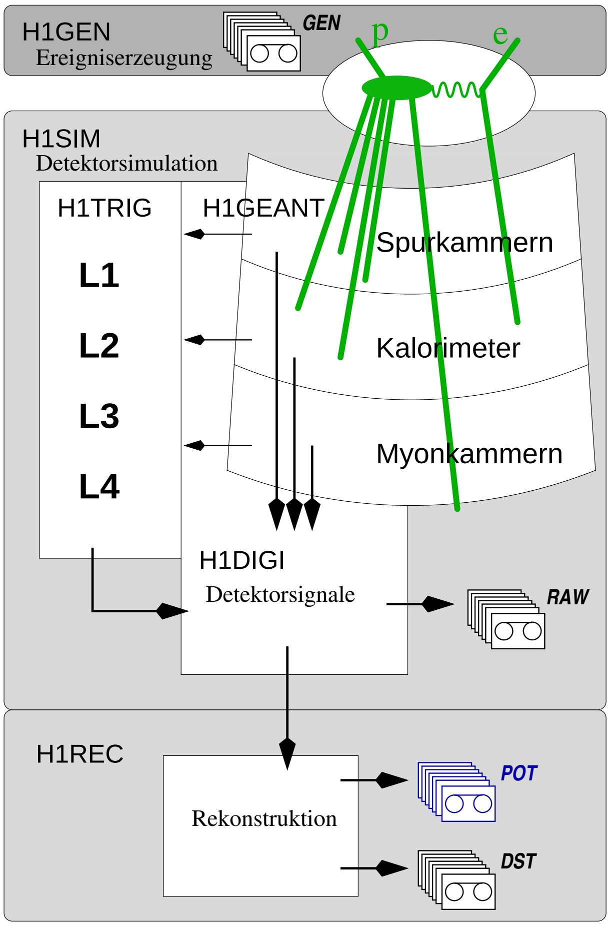


Abbildung 58:
Zwei Anwendungsbereiche für Monte-Carlo-Methoden: Ereigniserzeugung und Simulation bei H1. Ebenfalls dargestellt ist die identisch zur wirklichen Datennahme ablaufende Rekonstruktion (vgl. Abb. 16, S. 27, zum wirklichen Experiment). Ausgangspunkt jedes Ereignisses im oberen Rahmen (H1GEN) ist ein Generatorprogramm, das die Vierervektoren der einlaufenden und auslaufenden Teilchen am Vertex generiert. Die Zerfälle instabiler Teilchen sowie die Wechselwirkung aller Reaktionsprodukte werden im mittleren Teil (H1SIM) von der Programmbibliothek GEANT berechnet und simuliert. Die bei der wirklichen Datennahme erfolgende Verformung dieser analogen Signale und deren Digitalisierung werden vom Programmteil H1DIGI simuliert. Alle Signale, die bei der Datennahme zu der Entscheidung beitragen, ob das entsprechende Ereignis aufgezeichnet oder sofort verworfen wird, werden im H1TRIG-Teil simuliert. Die Ereignisse werden allerdings im Gegensatz zur Wirklichkeit nicht verworfen. Die Rekonstruktion mit dem zur Datennahme identischen Programm H1REC erfolgt für alle generierten Ereignisse, genauso wie deren Komprimierung, Kennzeichnung und Speicherung.

liebig vielen Ereignissen einer bestimmten Reaktion dienen verschiedene Ereignisgenerator-Programme wie die in dieser Arbeit hauptsächlich benutzten LPAIR und DIFFVM. Die zugrundeliegenden Modelle werden im nächsten Kapitel besprochen. Die Untersuchung von Detektoreigenschaften, die Entwicklung von Modellen und Methoden zur Rekonstruktion sowie die Untersuchung der Akzeptanzen und Effizienzen können unabhängig vom tatsächlich gemessenen Sachverhalt und als Gegenprobe dazu mit den Programmbibliotheken H1SIM und H1REC der H1-Kollaboration durchgeführt werden. Im Idealfall stimmen die aus diesen Simulationen erhaltenen Meßgrößen mit den tatsächlich gemessenen Größen überein.

Wegen des stochastischen Charakters der beteiligten Prozesse wird nur bei genügend hoher Statistik eine sinnvolle Detektorantwort erzielt. Unter der **Monte-Carlo-Simulation** versteht man die Annäherung der Wirklichkeit auf einem Rechner durch Wahrscheinlichkeitsmodelle, wobei die verschiedensten Prozesse entsprechend ihren Wahrscheinlichkeitsdichten mit Hilfe von Zufallsgeneratoren ausgelost oder „gewürfelt" werden. Gleiche Anfangszustände führen somit zu zufällig ausgewählten unterschiedlichen Endzuständen, die bei genügend häufiger Wiederholung, und sofern das zugrundeliegende Modell für die Wahrscheinlichkeiten stimmt, die Verteilungen des Experiments reproduzieren.

Im Unterschied dazu wird die **Monte-Carlo-Integration** als numerisches Verfahren bei der Berechnung mehrdimensionaler, und insbesondere nicht analytisch lösbarer, Integrale benutzt. Das Grundtheorem der Monte-Carlo-Integration (*MCI-Theorem*, [Fla92]) besagt, daß bei genügend häufiger Ziehung zufälliger Punkte im Phasenraum die Summe der lokalen Werte einer Funktion gegen das tatsächliche Integral dieser Funktion konvergiert. In der Anwendung auf eine Funktion, die einen physikalischen Wirkungsquerschnitt beschreibt, stellt sich dieses Problem etwas schwieriger dar als der allgemeine Fall. Wie die Konvergenz dieses Verfahrens optimiert werden kann, wird im Anhang (S. 192 ff.) erklärt. Es ist die Grundlage für alle Integrationen der Wirkungsquerschnitte in den Ereignisgeneratoren, die in Kap. 5 und Kap. 7 beschrieben werden.

4.1 Das Programmpaket GEANT

Die Programmbibliothek GEANT (nebst Benutzeroberfläche) [GEA94] ist ein in der Hochenergiephysik fast ausschließlich benutztes Detektor-Beschreibungs- und Simulations-Programm. Es erlaubt, die komplette Geometrie eines Detektors bis in kleinste Details zu erfassen. Dazu werden innerhalb des Gesamtvolumens des Experiments Teilvolumina definiert und darin verschachtelt jeweils weitere Teilvolumina, bis die gewünschte Auflösung erreicht ist. Jedes kleinste Volumen bekommt einen Satz von Materialkonstanten ($\frac{dE}{dx}, X_0, \lambda$, Def. s. Abschn. 2.3) zugeordnet. Zusätzlich können beliebige inhomogene magnetische Felder in den entsprechenden Volumina angegeben werden. Anhand dieser Angaben kann GEANT die Bahn eines Teilchens mit gegebenen Anfangsbedingungen (Masse, Ladung, Ort, Impuls) durch den Detektor hindurch simulieren. Das geschieht über Monte-Carlo-Methoden, ähnlich den in den Ereignis-Generatoren (Kap. 5) verwendeten. Das Ergebnis ist eine diskrete Trajektorie in dem siebendimensionalen Raum $(\vec{x}, \vec{p}, t)$. Zerfälle instabiler Teilchen und Erzeugung von Sekundärteilchen sowie alle weiteren Wechselwirkungen können dabei vollständig berücksichtigt werden. Die Detektorantwort kann ebenfalls simuliert werden, sodaß man die vollständige (physikalische) Reaktion aller Subdetektoren auf einen gegebenen Anfangszustand von Teilchen aus der Simulation erhalten kann. Beim Herleiten der Teilchenbahnen werden von GEANT vier Teilchentypen (Tab. 17) unterschieden: Elektronen, Photonen, Myonen und alle Arten von Hadronen. Die berücksichtigten Prozesse für die verschiedenen Teilchensorten sind ebenfalls in Tab. 17 zusammengefaßt. Zur Simulation hadronischer Schauer werden Teile der Programmpakete FLUKA [Aar90] und GHEISHA [Fes85] herangezogen. Der Zerfall instabiler Teilchen und die Hadronisierung werden von der Programmbibliothek JETSET [Sjo94] übernommen. Die Autoren geben für die GEANT-Simulationen einen Gültigkeitsbereich für Teilchenenergien von 10 keV–10 TeV an, die Hadronisierungs-Bibliotheken sind für Energien $\gtrsim 1$ MeV ausgelegt.

Erste Erfahrungen mit den Simulationsprogrammen des H1-Detektors haben gezeigt, daß es praktisch undurchführbar ist, jedes einzelne Teilchen mitsamt seinen Tochterteilchen in allen Subdetektoren zu verfolgen, weil das zu Rechenzeiten von mehreren Minuten pro Ereignis führte [Pet92, Kap.6]. Daher wird für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen (e, γ, π^0) innerhalb von GEANT eine parametrisierte Schauersimulation vorgenommen, bei der die charakteristischen Parameter der Schauer aus Studien mit feinster Granularität entnommen worden sind [Pet92]. Diese Studien wurden durch Tests an Strahlen bekannter Teilchenart und gut definierter Teilchenenergie (bei CERN) überprüft und die Parameterwerte daran angepaßt [Bor92; Loc92; Lap91].

Das Programmpaket GEANT ist in die Bibliothek H1SIM integriert, die für die Simulation aller benötigten Monte-Carlo-Ereignisse verwendet wird. Die in der H1SIM-Umgebung vorhandene Detektorgeometrie dient in dieser Arbeit außerdem dazu, den erwarteten Energieverlust von Elektronen beim Durchgang durch die innerhalb der Kalorimeter liegenden Subdetektoren von vornherein zu berechnen, ohne die

Photonen γ	Elektronen $e^{\pm}$
• e^+e^--Paarerzeugung durch Konversion • Compton-Streuung • Photoelektrischer Effekt • Photo-Spaltung schwerer Elemente • Rayleigh-Streuung	• Vielfachstreuung • Ionisation und δ-Rays • Bremsstrahlung • Positron-Annihilation • Tscherenkov-Strahlung • Synchrotron-Strahlung
Myonen $\mu^{\pm}$	**Hadronen**
• Zerfall • Vielfachstreuung • Ionisation und δ-Rays • Ionisation durch schwere Ionen • Bremsstrahlung • Direkte e^+e^--Paarerzeugung • Nukleare Wechselwirkungen • Tscherenkov-Strahlung	• Zerfall • Vielfachstreuung • Ionisation und δ-Rays • hadronische Wechselwirkung

Tabelle 17: In GEANT unterschiedene Teilchensorten und deren berücksichtigte Wechselwirkungsprozesse. Szintillation in den Materialien wird nicht simuliert; die Vielfachstreuung kann als gaußförmige Verteilung oder im Molière-Modell simuliert werden.

eigentliche (und zeitaufwendige) Simulation von Teilchen durchzuführen. Dieser explizite Ansatz einer bahnabhängigen Energiekorrektur für Teilchen im Endzustand war bisher nicht bei H1 zur Anwendung gekommen.

Die beiden für diese Arbeit wesentlichen Komponenten, das Spurkammersystem und das Kalorimeter werden im Hinblick auf die Übereinstimmung von Simulation und Wirklichkeit genauer untersucht. Die Funktion der Spurkammer hat einen direkten Einfluß auf die Spurmultiplizität (Abschn. 7.4) und beeinflußt durch Nebeneffekte auch die Energiemessung im sie umschließenden Kalorimeter. Diese Energiemessung wird durch eine spezielle Eichung (Abschn. 7.7) korrigiert.

4.2 Passives Material

Eine GEANT-Darstellung der in dieser Arbeit benutzten Detektorbeschreibung wurde in Abb. 2 (S. 12) gezeigt. Die in der H1SIM-Datenbank enthaltenen Angaben und die Simulation des Teilchenverhaltens für Elektronen und Positronen werden in diesem Abschnitt dazu benutzt, um Korrekturfaktoren für deren Energiemessung im Kalorimeter zu berechnen. In Abschn. 2.5 wurde der Vorgang der Energiemessung mit einem Schauerkalorimeter beschrieben. Diese Vorgänge wurden durch Beschuß von Prototypen der H1-Kalorimeter-Baugruppen durch Pionen und Elektronen fester Energie genau vermessen („CERN-Tests“ [Lap91; Loc92; Bor92]). Damit wurden die Parameter der Schauersimulation und der Ladungs-Energie-Funktion, die die aufgezeichneten Meßsignale auf Teilchenenergien abbildet, optimiert [Pet92]. Obwohl die Energiemessung eines einzelnen Teilchens mit einem Schauerkalorimeter eine inhärente Ungenauigkeit aufgrund der statistischen Fluktuation enthält (*relativer Meßfehler*), kann die *absolute Skala* in der Weise angepaßt werden, daß der Mittelwert vieler Messungen von der wirklichen Energie nicht mehr abweichen wird. Dazu wird über die unkorrigierten Messungen die Annahme gemacht, daß bei einer großen Zahl von Kalorimeter-Energiemessungen eines eintreffenden Teilchens, Elektron oder Photon, der Mittelwert der Messung mit einem Fehler behaftet ist, der vernachlässigbar wird im Vergleich zum Energieverlust dieser Teilchen zwischen Ereignisvertex und eben jenem Eintreffpunkt auf der Kalorimeteroberfläche. Für genügend große Teilchenenergien, $E > 2$ GeV in der Auswertung dieser Arbeit, und die gegebene Meßgenauigkeit des H1-FlAr-Kalorimeters sind dazu mehr als 100 Messungen nötig. Jedes Teilchen, das in einem der Hauptkalorimeter (FlAr, SpaKal) nachgewiesen wird, verliert einen Teil seiner Anfangsenergie auf dem Weg vom Vertex zum Kalorimeter aufgrund von Wechselwirkungen mit dem dazwischenliegenden Material. Dieses wiederum besteht hauptsächlich aus den Gehäusen und Trägerteilen der Spurkammern sowie dem Kryostaten des FlAr-Kalorimeters und wird in diesem Zusammenhang passives oder totes Material genannt. Im weiteren Sinne gehören dazu auch die aktiven Materialien wie Zählgas und Drähte der Spurkammern.

Dieses Verhalten wird auch *pre-showering* (engl.: Vor-Schauer, Beginn der Schauerprozesse vor dem eigentlichen Kalorimeter) genannt. Abb. 59 zeigt beispielhaft das simulierte Verhalten von je achtzehn Elek-

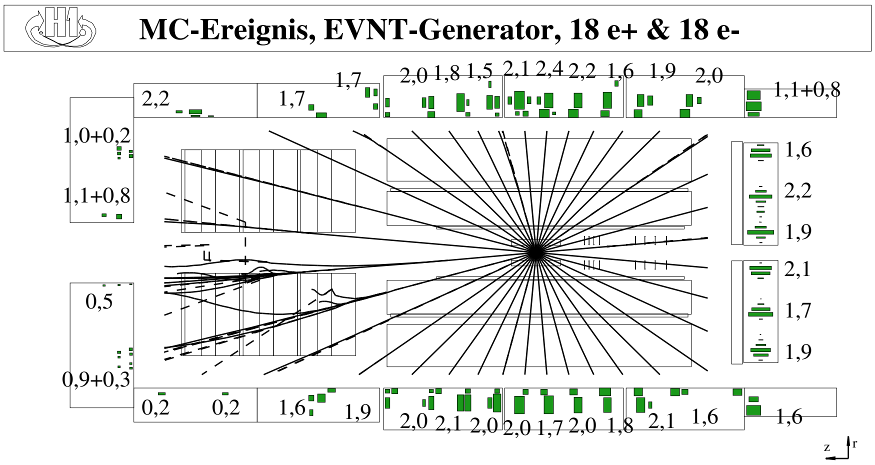


Abbildung 59:
H1SIM-Simulation für je achtzehn Elektronen und Positronen mit Anfangsenergie $E(\mathrm{e}) = 2$ GeV unter vierschiedenen Polarwinkeln im H1-Detektor: Die Bahnen geladener Teilchen ($\mathrm{e}^{\pm}$) werden durchgezogen (als Spiralprojektionen), die der Photonen gestrichelt dargestellt. Die Zahlen geben die im Kalorimeter gemessenen Schauerenergien an. Summen bedeuten, daß mehrere Schauer getrennt nachgewiesen wurden.

tronen und Positronen unter verschiedenen Polarwinkeln. Sie haben jeweils eine Anfangsenergie von 2 GeV, was der niedrigsten in dieser Arbeit ausgewerteten Schauerenergie entspricht. Jedes Primärteilchen wurde unabhängig von den anderen und ohne Anforderung an seinen Endzustand simuliert, sodaß die Abb. 59 auch einen Eindruck von der Relevanz der Phänomene in den verschiedenen Detektorbereichen vermittelt. In Abb. 60 erkennt man, daß insbesondere in Vorwärtsrichtung die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron, das Kalorimeter intakt* zu erreichen, nur noch einen Bruchteil der mittleren Wahrscheinlichkeit für den gesamten Detektor beträgt. Stattdessen erreicht ein (beginnender) Teilchenschauer mit einem oder mehreren Sekundärteilchen das Kalorimeter. Diese Tatsache hat mehrere Konsequenzen:

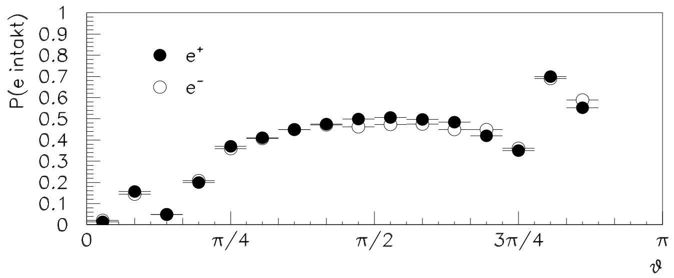


Abbildung 60:
Erzeugung von Sekundärteilchen durch Elektronen oder Positronen: Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß keine Sekundärteilchen vor dem Eintreffen im Kalorimeter erzeugt werden, wurde mit Hilfe der Simulation beliebig verteilter, vom Nominalvertex ausgehender, Elektronen und Positronen im Energiebereich von 1…20 GeV ermittelt und als Funktion des Polarwinkels ϑ aufgetragen.

- Die Messung der Primärenergie wird verschlechtert, weil das Primärteilchen an Energie verliert und die Sekundärteilchen, die diese Energie aufnehmen, teilweise nicht mehr zusammen mit dem Kalorimeterschauer des Primärteilchens gemessen werden. Dieser Sachverhalt wird in Abb. 61 für ein Elektron in Vorwärtsrichtung anschaulich dargestellt: Anstelle des ursprünglichen Elektrons mit $E = 6$ GeV treten drei Photonen, zwei Positronen und drei Elektronen in die Oberfläche des FlAr-Kalorimeters (IF-Gruppe) ein. Die Summe ihrer Individualenergien beträgt $\sum E_i = 5{,}79$ GeV, wovon aber nur 4,7 GeV als Schauerenergie gemessen werden. Innerhalb der theoretischen Auflösung würde ein Wert $E = (6 \pm \frac{10\%}{\sqrt{6}})$ GeV $= 5{,}6 \ldots 6{,}4$ GeV erwartet. Die Folge dieses Aufschauerns ist daher sowohl eine Verschlechterung der Auflösung der Energiemessung durch die Fluktuationen als auch im Mittel eine systematisch zu kleineren Werten verschobene Energiemessung, was als *Energieverlust im toten Material zwischen Vertex und Kalorimeter* (Totmaterialverlust) bezeichnet wird.
- Die Messung der Spurparameter wird in diesem Polarwinkelbereich aufgrund der Vielfachstreuung sehr schlecht.
- Die Unterscheidung von Elektronen und Photonen anhand der Signale der Spurkammern ist nicht mehr eindeutig, weil beide Teilchensorten als Schauerinitiator wiederum mit relativ hoher Wahrscheinlichkeit Elektronen oder Photonen oder beides erzeugen.

* Hierbei ist intakt in dem Sinne zu verstehen, daß das Elektron als Primärteilchen keinen wesentlichen Teil seiner Energie verloren oder an sekundäre Teilchen abgegeben hat. Lediglich der Energieverlust durch Kollision mit Hüllenelektronen ist zugelassen.

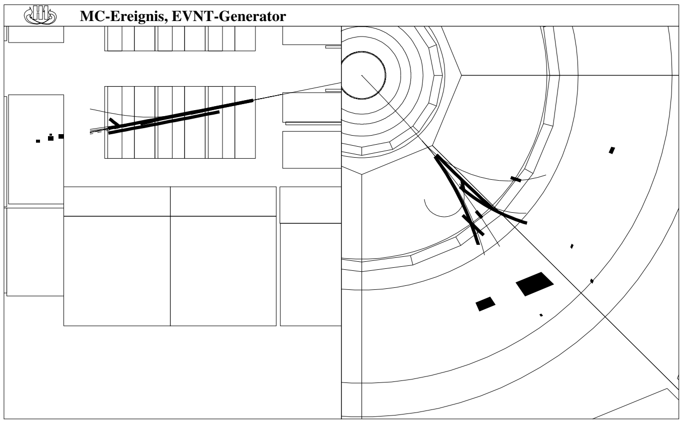


Abbildung 61:
Typischer Schauervorgang eines 6-GeV-Elektrons in den Vorderen Spurkammern, aus einer H1-Detektorsimulation entnommen: Die dicken Linien stellen die rekonstruierten Spuren dar, die dünnen Linien die Bahnen aller geladenen Teilchen (Elektronen/Positronen). Die ebenfalls entstehenden Photonen sind nicht dargestellt. Es wird eine Schauerenergie von $E = 4{,}7$ GeV auf der elektromagnetischen Energieskala gemessen.

Der Aspekt des Energieverlusts wird nun im Hinblick auf die Analyse (ab Kap. 7) der Zwei-Elektron-Ereignisse genauer untersucht. Die Ursachen und Prozesse des Energieverlusts in Materie sind weiter vorn (S. 31 ff.) genau beschrieben worden. Obwohl die Schauerbildung im Prinzip ein stochastischer Prozeß ist, und die Berechnung unter Einbeziehung aller Wechselwirkungen auf Näherungen angewiesen ist, lassen sich gewisse analytische Beziehungen zwischen der Energie eines Elektrons am Vertex, der durchlaufenen äquivalenten Strahlungslänge Ξ_0 (definiert in (20) auf S. 32) und der mittleren gemessenen Energie aufstellen.

Die schweren Vektormesonen J/ψ und Υ zerfallen teilweise in ein Elektron-Positron-Paar (vgl. Abschn. 5.4, S. 103 ff.). Die invariante Masse dieser Paare ($m_{J/\psi} \approx 3{,}1$ GeV, $m_\Upsilon \approx 9{,}5$ GeV) kann daher als Prüfkriterium für die absolute Kalibration der Energiemessung von Elektronen mit dem Detektor benutzt werden. Es werden allerdings nicht genügend viele Ereignisse dieser Vektormesonen im H1-Experiment gemessen, um eine eigenständige Kalibration damit durchführen zu können.

Die Untersuchungen beschränken sich hier auf den Fall der Elektronen und Positronen; andere Arten von Teilchen führen zwangsläufig zu anderen Ergebnissen. Ähnliche Studien für Myonen, Pionen und Hadronen wurden erfolgreich [Lang98; Wol99] mit dem Ereignisgenerator-Verfahren durchgeführt, das dem hier für Elektronen angewandten entspricht. Es wurde dort im Hinblick auf die Unterscheidung dieser Teilchensorten in den Myonkammern ausgewertet. Die Anwendung auf Elektronen und Photonen findet hier zum ersten Mal statt.

Die in Abb. 59–61 anschaulich dargestellten, qualitativen Betrachtungen werden nun mit Hilfe der Modelle für den Durchgang durch Materie (Abschn. 2.3, S. 30 ff.) und der Detektorsimulation mit dem GEANT-Programm in quantitative Gesetzmäßigkeiten gefaßt. Diese erlauben es, aus der gemessenen Schauerenergie und mit der bestmöglichen Kenntnis der Teilchenbahn und des Detektors die ursprüngliche Energie des Elektrons oder Positrons nach seiner Erzeugung am Vertex zu berechnen.

Passivmaterialkarte

Zur weiteren Auswertung wurde eine umfangreiche Kartographie (engl. *Scanning*) des Materials im Detektor zwischen Ereignisvertex und FlAr-Kalorimeter erstellt. Damit werden sowohl allgemeine Detektorstudien und Betrachtungen als auch im besonderen eine Eichung der im Kalorimeter gemessenen Elektronenergien, wie in Abschn. 7.7 ab S. 149 beschrieben, durchgeführt werden. Obwohl es sich nicht nur um passives Material im eigentlichen Sinne, sondern auch um sensitive Volumina der Spurdetektoren handelt, ist die Auswirkung auf die Genauigkeit der Kalorimetermessung gleichermaßen schädlich, und der Ausdruck passives oder totes Material wird in diesem Sinne undifferenziert für alle Objekte verwendet, die nicht direkt in die Ladungs- und Energiemessung des Kalorimeters eingehen. Als charakteristische Größe für dieses tote Material wurde die elektromagnetische Strahlungslänge X_0 verwendet. Mit dem GEANT-Programm kann die äquivalente Strahlungslänge, die in (20) definiert worden ist, für beliebige Strecken innerhalb des Detektors berechnet werden. Das wurde jeweils für ein Punktegitter auf den Eintrittsflächen der FlAr-Kalorimetergruppen

Kalorimeter-Oberfläche:	IF (Menge $\mathbb{P}_{\mathrm{IF}}$)	CB/FB (Menge $\mathbb{P}_{\mathrm{CB/FB}}$)
z	290 cm	$-200\ldots300$ cm
x, y	$-110\ldots110$ cm	$r = (95 \pm 0,1)$ cm
		$0 < \varphi < 45°$
Vertexpositionen z_0:	$\mathbb{P}_{\mathrm{Vtx}} = \{-35 \text{ cm}, -30 \text{ cm}, \ldots, +35 \text{ cm}\}$	

Tabelle 18:
Beschreibung der Punktgitter, die für die Kartographierung des passiven Materials verwendet worden sind. Soweit nicht anders angegeben ist der Punktabstand 1 cm bzw. 1°.

$(\mathbb{P}_{\mathrm{IF}}, \mathbb{P}_{\mathrm{CB/FB}})$ einerseits und eine Linie entlang der $\hat{z}$-Achse für mehrere mögliche Vertexpositionen ($\mathbb{P}_{\mathrm{Vtx}}$) ausgeführt. Die genauen Zahlen sind in Tab. 18 angegeben. Insgesamt wurde also für jedes Element der mit diesen Angaben definierten Menge $\left(\mathbb{P}_{\mathrm{IF}} \cap \mathbb{P}_{\mathrm{CB/FB}}\right) \otimes \mathbb{P}_{\mathrm{Vtx}}$ ein Meßwert Ξ_0 gemäß der Definition (20') simuliert. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist für den Nominalvertex ($z_0 = 0$ cm) in Abb. 62 anschaulich dargestellt. Es stimmt mit älteren Darstellungen (z. B. [Bas93, S. 22]) überein, wobei der unterschiedliche Nullpunkt der Skala in jener Darstellung zu beachten ist. Wie aus den Vorbetrachtungen (Abb. 59) zu erwarten nimmt die äquivalente Strahlungslänge im Vorwärtsbereich drastisch zu, sodaß der Wert an einigen Orten ein Vielfaches der Strahlungslängen im Zentralbereich annimmt.

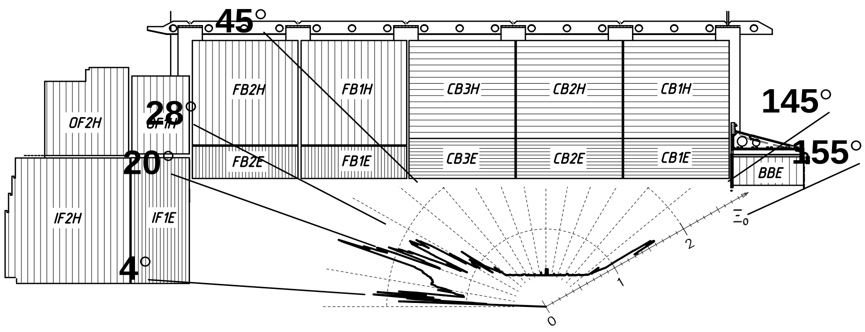


Abbildung 62:
FlAr-Kalorimeter und passives Material zwischen dem nominellen Vertex ($z_0 = 0$) und dem Eintreffpunkt auf der Kalorimeteroberfläche, ausgedrückt in äquivalenten Strahlungslängen Ξ_0, in Abhängigkeit vom Polarwinkel ϑ.

Allerdings ist auch die Variation von Ξ_0 mit der tatsächlichen Vertexposition des Ereignisses entlang $\hat{z}$ nicht vernachlässigbar. Daher wird als relevante Koordinate die Größe

$$\zeta = \begin{cases} z/\mathrm{cm} + 200, & \text{falls das } \mathrm{e}^{\pm} \text{ in CB oder FB einschlägt, und} \\ r/\mathrm{cm} + 500, & \text{falls das } \mathrm{e}^{\pm} \text{ in IF einschlägt,} \end{cases}$$

als *Kalibrationskoordinate* zur Beschreibung des Eintrittspunkts eines Teilchens in die Kalorimeteroberfläche definiert. Genaugenommen gehört zum so definierten Zentralbereich (CB/FB) die BBE-Baugruppe, welche aber vom Ereignisvertex aus gesehen teilweise durch das SpaKal überdeckt wird. Daher liefert dieser Bereich nur beschränkt gültige Ergebnisse für eine sinnvolle Korrektur, wie die Auswertung der Ξ_0-Berechnungen und der Vergleich mit anderen Kalibrationsmethoden zeigen wird (Abb. 143, S. 157). Die Abb. 63 zeigt den Verlauf der Materialdicke vor dem Kalorimeter einerseits in Abhängigkeit von dieser Koordinate, also die Funktion $\Xi_0(\zeta)$, und andererseits für verschiedene Vertizes. Darauf ist auch die geometrische Zuordnung

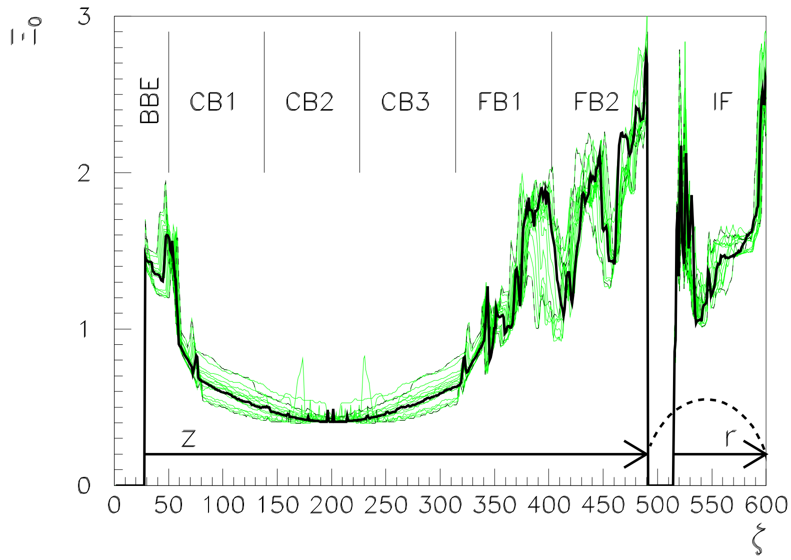


Abbildung 63:
Materialdicke vor dem Kalorimeter in Einheiten äquivalenter Strahlungslängen, in Abhängigkeit von der Kalibrationskoordinate ζ, die den Einschlagspunkt bestimmt, und für verschiedene Vertexpositionen (graues Band). Hervorgehoben sind der Ξ_0-Verlauf für den nominellen Vertex, $z_0 = 0$ (durchgezogene Linie) und der für die beiden Extrempositionen $z_0 = \pm 35$ cm (gestrichelt).
Die im Text definierte Kalibrationskonstante ζ ist eine Kombination aus der z-Koordinate entlang der Oberfläche der Baugruppen BBE, CB und FB und des Radius $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ für die Oberfläche der IF-Gruppe.

der verschiedenen ζ-Bereiche zu erkennen. Wegen der Unstetigkeit und Richtungsänderung der Koordinate ζ beim Wechsel von der longitudinalen (z) auf die radiale Richtung (r) beschreiben die Werte $\zeta = 495$ und $\zeta = 600$ denselben Punkt an der Grenze von FB und IF.

Im Vergleich zu den simulierten Bahnen für die Ξ_0-Berechnung sind die Trajektorien der Elektronen in Wirklichkeit durch das Magnetfeld gekrümmt, wie auf Abb. 64 gezeigt wird. Da eine vollständige Katalogisierung aller gekrümmten Bahnen nicht durchgeführt werden kann, wird die Auswirkung dieser Sekantenkorrektur wie folgt abgeschätzt. Angenommen die Weglänge in jedem der durchquerten Materialvolumina

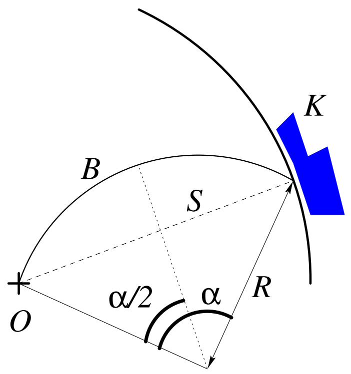


Abbildung 64:
Skizze zur Sekantenkorrektur für gekrümmte Teilchenbahnen:

Die berechneten Werte der äquivalenten Strahlungslänge gehen von einer geradlinigen Verbindung S zwischen dem Ereignisvertex am Koordinatenursprung O und dem Kalorimeterschauer K aus. Im Gegensatz dazu beschreibt ein geladenes Teilchen einen Kreisbogen B, dessen Sekante S darstellt. Das Verhältnis von Bogen zu Sekante berechnet sich zu:

$$\frac{B}{S} = \frac{\alpha R}{S} = 2 \arcsin\left(\frac{S}{2R}\right) \cdot \frac{R}{S} \approx \frac{5{,}747 \cdot p_\perp}{1 \text{ GeV}/c} \arcsin\left(\frac{1 \text{ GeV}/c}{5{,}747 \cdot p_\perp}\right)$$

mit den spezifischen Werten des H1-Experiments.

ändert sich im selben Verhältnis wie die Bogenlänge B der Teilchenbahn im Vergleich zur geradlinigen Verbindung S zwischen den Endpunkten, dann kann ein gemeinsamer Faktor $\frac{B}{S}$ der Summe in (20) vorangestellt werden und $\Xi_0 \mapsto \Xi_0 \frac{B}{S}$. Die Funktion $\frac{B}{S}(p_\perp)$ ist streng monoton fallend und hat für $p_\perp = 1$ GeV/c den Wert 1+0,5%. Der Schnitt $p_\perp > 1$ GeV/c ist eine der Selektionsbedingungen für Elektronkandidaten in der Analyse dieser Arbeit (Kap. 7, Tab. 26). Daher wird diese Korrektur vernachlässigt.

4.3 Vervollständigung und Ergänzung der Simulation

Abgesehen von der Detektorgeometrie gehen in das Simulationsprogramm H1SIM des H1-Experiments drei weitere Effekte ein:

1. Jede Detektorbaugruppe hat ein spezifisches **Rauschverhalten**, meist elektronischer Natur, welches einerseits zwar so gut wie möglich bei Auslesen und Auswertung unterdrückt wird, andererseits aber möglichst nah an der Wirklichkeit simuliert werden muß, um eine optimale Übereinstimmung zu erhalten. Im weiteren Sinne werden auch die Berücksichtigung von Beschädigungen und Ausfällen,

insbesondere in den Spurkammern, hierzugezählt. Das Anliegen der Betriebsspannung wird allerdings in die Berechnung der integrierten Luminosität (Hochspannungs-Korrekturen, s. Abschn. 7.10, S. 162) als Integral der Luminosität über die nutzbare Betriebszeit einbezogen.

2. Die **Magnetfelder** des Beschleunigers, die Strahloptik, ändert sich aus technischen Gründen innerhalb gewisser Grenzen mit jeder HERA-Füllung. Insbesondere die Teilchenbahnen zu den äußeren Detektoren (S. 41) werden davon beeinflußt, sodaß oft eine zeitabhängige Kalibration, wie weiter vorn (S. 41) für die Kleinwinkelkalorimeter beschrieben, notwendig wird.
3. Die strahlinduzierten **Untergrundbedingungen** (vgl. Abschn. 1.2, S. 17 und Abb. 94, S. 117) üben auf einige Detektoren Einfluß in Form von Grundrauschen oder überlagerten Ereignissen aus.

Die beiden letzteren sind offensichtlich sehr stark zeitabhängig, ersterer in geringerem Maße. Für diese Arbeit ist wichtig, wie die Simulationsrechnungen für

- das FlAr-Kalorimeter und
- die zum Nachweis der Protondissoziation benutzten Vorwärts-Detektoren

die oben angeführten Umstände berücksichtigen.

FlAr-Kalorimeter

Ausgehend von der Ladungsdeposition durch die Schauerteilchen wird für jede Zelle des FlAr-Kalorimeters das erzeugte Signal in Abhängigkeit von Ladungssammlungseffizienz und elektronischen Verstärkungsfaktoren simuliert. Dabei werden erhöhte oder fehlende Signale aufgrund von Rauschen oder Defekten berücksichtigt. Untergrundsignale, die nicht mit den eigentlichen ep-Stößen korreliert sind, sondern sich diesen nur aufgrund der langen Integrationszeit (vgl. Abschn. 2.5, S. 38) statistisch überlagern, werden ebenfalls simuliert. Die Streuung einzelner Protonen am Restgas im Strahlrohr erzeugt vorzugsweise solche Signale im strahrohrnahen Vorwärtsbereich des FlAr-Kalorimeters. Zusammen mit Signalen von Myonen sowohl aus kosmischer Höhenstrahlung als auch aus Protonenhalo-Strahlrohr-Kollisionen wird dies über die Auswertung sogenannter Zufallsereignisse berücksichtigt. Dazu wird unabhängig von allen anderen Detektor- und Auslösebedingungen und zeitlich zufällig verteilt rund ein Ereignis in fünf Sekunden aufgezeichnet. Alle diese Ereignisse werden ausgewertet und jeweils für verschiedene Betriebszeiträume zu typischen Rauschprofilen zusammengestellt (engl.: *noise files*), aus denen eine typische Signalverteilung im FlAr-Kalorimeter ermittelt und in der Simulation reproduziert wird.

Ein weiterer kritischer Punkt in der Simulation des FlAr-Kalorimeters sind die Auslöseschwellen. Sowohl die analogen Schwellen der Eingangsgattersteuerung (AGM-Schwellen) als auch die digitalen Schwellen und die Kalibration der schnellen Analog-Digital-Wandler (FADCs) werden überwacht und gemessen [Sef94; Car95] und die Ergebnisse wiederum in die verbesserte Simulation eingebracht. In dieser Arbeit wurde die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation für die benutzten Datennahmekampagnen überprüft (Kap. 7.5).

Vorwärtsdetektoren

Von der Strahloptik besonders betroffen sind die unter kleinen Polarwinkeln erzeugten Dissoziationsprodukte des Protons. Die Simulation ihrer Teilchenbahnen wurde anhand des Signalverhaltes der Protonrest-Szintillatoren optimiert, vernachlässigt hingegen die Strahlneigung (engl.: *beam tilt*) im Wechselwirkungsbereich. Da diese Szintillatoren lediglich die Protondissoziation anzeigen ohne einzelne Teilchen nachzuweisen, ist das ausreichend.

Als weiterer Indikator für Protondissoziation dienen die Trefferpaare des Vorwärts-Myon-Detektors (zur Definition und Anwendung vgl. S. 173 ff.). Um das Rauschverhalten zu beschreiben, welches nicht in der Standard-Simulation enthalten ist, wurde ein einfaches Modell entwickelt: Es wird angenommen, daß jeder Kammersektor mit der Wahrscheinlichkeit ρ in *einem* Ereignis *ein* zusätzliches, zufälliges und nicht durch das wirkliche Ereignis erzeugtes, Signal liefert. Bei insgesamt N gemessenen Ereignissen bezeichnet man bezeichnet man dann mit N_i die Anzahl von Ereignissen mit i Trefferpaaren, und mit n_i die wahre Verteilung. So erhält man das in Tab. 19 dargestellte Gleichungssystem. Für hinreichend kleine $\rho < 80\%$ darf die Obergrenze für die Summierung, welche die Anzahl der φ-Sektoren der Driftkammern ist, als unendlich angenommen werden. Dieses Modell ist an die Daten mit einem Wert $\rho = 25\%$ angepaßt worden und hat sich als sehr hilfreich für eine korrekte Beschreibung des Trefferpaarspektrums der Vorwärts-Myondriftkammern erwiesen (S. 173 ff.).

$$
\begin{aligned}
N_0 &= n_0(1-\rho-\rho^2-\rho^3-\rho^4-\ldots)\\
&= n_0(1-\tilde\rho)\\
N_1 &= n_1(1-\tilde\rho)+n_0\rho\\
N_2 &= n_2(1-\tilde\rho)+n_1\rho+n_0\rho^2\\
&\vdots\\
N_i &= n_i(1-\tilde\rho)+\sum_{j=0}^{i-1} n_j\rho^{i-j}\\
&\vdots
\end{aligned}
$$

Normierung:

$$\sum N_i = \sum n_i = N$$

Abkürzung:

$$\tilde\rho = \sum_{i=1}^{\infty}\rho^i = \frac{\rho}{1-\rho}$$

Tabelle 19: Gleichungssystem für das Rauschmodell der Vorwärts-Myondriftkammern: Für insgesamt N gemessene Ereignisse wird die wahre Treffer(paar)verteilung n_i über die Rauschwahrscheinlichkeit ρ auf die gemessene Verteilung N_i abgebildet, was zu dem links angegebenen Gleichungssystem führt.

Auslöselogik und -elektronik

Ebenfalls simuliert wird das Verhalten der Auslöselogik, wie sie im vorangehenden Kapitel beschrieben worden ist. Ebenso wie für die zentrale Auslese-Elektronik werden auch für die Auslöse-Elektronik Modelle für Schwellenverhalten und Rauschen angewandt, welche in der Simulation umgesetzt werden. Eine genaue Untersuchung der Übereinstimmung dieses Teils der Simulation mit den gemessenen Daten ist in Abschn. 8.3 (S. 173 ff.) vorgenommen worden.

Umgewichtung der eTag-Ereignisse

Wie in Abschn. 2.7 (S. 40) schon angesprochen wurde, kann die Teilchenbahn der Endzustandsteilchen unter kleinsten und größten Winkeln, also nahe der einlaufenden und auslaufenden Teilchenstrahlen, nicht gut genug simuliert werden, um das Verhalten der Kleinwinkel-Detektoren und die häufigen Veränderungen der Magnetoptik in den Strahlführungsmagneten zufriedenstellend wiederzugeben. Daher greift man bei der Verwendung dieser Detektoren in der Auswertung für die Simulation auf eine globale Umgewichtungsmethode zurück. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit sei die betrachtete Monte-Carlo-Ereignismenge zunächst ungewichtet, daß heißt alle Ereignisse haben das Gewicht eins. Die in Abb. 26 (S. 41) gezeigten Akzeptanzkurven $\varepsilon_{\mathrm{eTag}}(y)$ werden benutzt, um jedem Ereignis mit endlicher Akzeptanz $\varepsilon_{\mathrm{eTag}}$

- mit dem Gewicht $\varepsilon_{\mathrm{eTag}}$ ein Signal in einem Kleinwinkel-Detektor zuzuordnen, und
- mit dem Gewicht $1-\varepsilon_{\mathrm{eTag}}$ dasselbe Ereignis ohne meßbares Signal darin anzunehmen.

Die Gesamtzahl der Ereignisse (Normierung) wird damit nicht verändert, aber jedes Ereignis tritt möglicherweise in der Auswertung der simulierten Ereignisse zweimal mit zwei sich zu eins ergänzenden Gewichten auf.

Falls die betrachteten Ereignisse ursprünglich schon ein Ereignisgewicht ungleich eins haben, so wird dieses einfach mit den eTag-Akzeptanzgewichten multipliziert, sodaß sich die Gewichte auch wieder zu dem ursprünglichen Ereignisgewicht ergänzen.

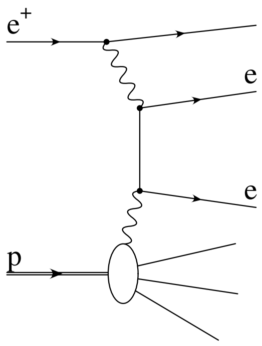
Was ihr nicht rechnet, glaubt ihr,
sei nicht wahr.
— Johann Wolfgang Goethe, Faust

Allen ist das Denken erlaubt.
Vielen bleibt es erspart.
— Curt Goetz (1888–1960)

THEORIE

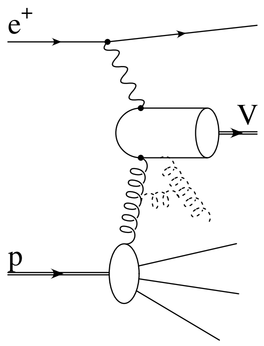
5. Multielektron-Endzustände

In dieser Arbeit wurden die vom H1-Experiment aufgezeichneten Daten der Jahre 1995–97 ausgewertet. Während dieser Zeit wurde HERA mit Positronen und Protonen betrieben, davor und danach auch mit Elektronen und Protonen. Die in diesem zweiten Teil dieser Arbeit untersuchten Endzustände enthalten demnach zwei Positronen und ein Elektron, von denen wiederum in Photoproduktionsereignissen ein Positron unbeobachtet unter kleinem Streuwinkel im Strahlrohr verschwindet. Die Stammbezeichnung „Positron" (Symbol e) wird für das einlaufende Lepton benutzt, um es von dem zusätzlichen Leptonpaar (Symbole $\ell^+\ell^-$), das auch Elektronpaar genannt wird, zu unterscheiden, falls das angebracht ist.



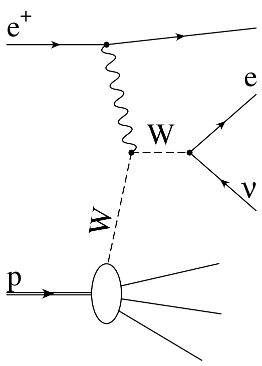
◁ *Abbildung 65:* Zwei-Photon-Prozeß mit Elektron-Paarerzeugung (QED), dominantes Diagramm

Abbildung 66: Vektormesonerzeugung in Photoproduktion (QCD); Diagramm niedrigster Ordnung. Die gestrichelten Gluonlinien deuten einen vorerst nicht weiter bezeichneten Farbaustausch nach der Wechselwirkung mit dem primären Gluon an. ▷



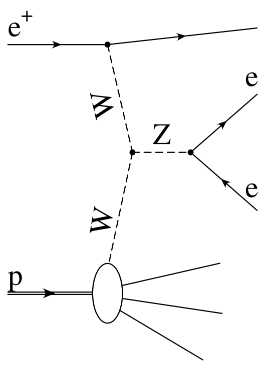
Die Produktion eines Leptonpaars im Endzustand erfolgt innerhalb des Standardmodells auf drei Arten:

- Zwei-Photon-Prozesse (Abb. 65) innerhalb der QED (Kontinuum), sowie die in niedrigster Ordnung der Störungstheorie vervollständigenden Cabbibo-Parisi- [Bac72] und Drell-Yan-Prozesse [Dre70] werden in den Abschn. 5.2–5.3 (S. 96 ff.) behandelt.
- Erzeugung von Vektormesonen (Abb. 66), deren Zerfallskanal $\rightarrow e^+e^-$ beobachtbar ist, führt zu leicht identifizierbaren Resonanzstrukturen im Spektrum der invarianten Masse der Zerfallsleptonen (Leptonpaarmasse, s. S. 146).
- Reelle oder virtuelle Erzeugung der schweren Eichbosonen, wie in Abb. 67, Abb. 68 gezeigt, führt zu einem Dielektron- oder Trielektron-Endzustand.



◁ *Abbildung 67:* WWγ-Vertex in der ep-Streuung: Zwei weitere Graphen tragen bei, wovon einer ebenfalls einen e^+e^--Endzustand erzeugt.

Abbildung 68: WWZ-Vertex in der ep-Streuung: Gegenüber den Graphen, wo ein Photon das Z^0 ersetzt, (WWγ-Vertex) sind diese wegen der geringeren Kopplung und der starken Propagatoreffekte unterdrückt. ▷



Aufgrund der vergleichsweise kleinen Kopplungskonstanten und hohen Propagatormassen fallen diese Wirkungsquerschnitte bedeutend kleiner aus. Mögliche Mechanismen außerhalb des Standardmodells können phänomenologisch auf eine

- anomale Drei-Eichboson-Kopplung (engl.: *triple gauge boson vertex, TGV*) der Art $Z^0Z^0\gamma$ oder $Z^0\gamma\gamma$ [Cor96] zurückgeführt werden, ohne mögliche andere Modelle dadurch einzuschränken.

Sie werden am Schluß dieses Kapitels in Abschn. 5.9 (S. 114 ff.) kurz erörtert. Mit der bis einschließlich 1997 verfügbaren Luminosität lassen sich Obergrenzen für die entsprechenden Kopplungen und Wirkungsquerschnitte angeben. Die Erzeugung von $W^{\pm}$-Bosonen, für die in den Jahren 1994–97 sechs ungewöhnliche Kandidaten im e- und μ-Kanal gefunden worden waren, ist Thema anderer Arbeiten ([ASc96; Kro98]).

Vorbetrachtungen zur Zwei-Photon-Physik

Im vorigen Abschnitt wurde die Leptonpaar-Erzeugung konzeptuell mit der Quarkpaar-Erzeugung verglichen (Abb. 65–66). Diese übergreifend abstrahierenden Betrachtungen werden nun kurz auf das Gebiet Vier-Fermion-Endzustände ausgedehnt. Die Photon-Photon-Reaktion der Abb. 65 kann auf die verallgemeinerte Form $e^+e^- \to e^+e^-f\bar{f}$ (Abb. 69**A**) zurückgeführt werden, die Vier-Fermion-Reaktion genannt wird. Sie ist für den Fall $f = e, \mu, \tau$ ($= \ell$ allgemein für Lepton) bei hinreichend kleinen Energien ein reiner QED-Prozeß. und daher störungstheoretisch berechenbar unter der stillschweigenden Voraussetzung, daß mindestens zwei Elektronen des Endzustandes im Detektor nachgewiesen werden (Selektionsbedingungen Kap. 7). Die Übereinstimmung mit dem Experiment wurde und wird bei allen e^+e^--Experimenten gemessen. Derzeit bringen die LEP-Experimente die neuesten Ergänzungen zu diesen Ergebnissen für alle drei Fälle $f = \ell$. Die Übereinstimmung mit den Rechnungen der Ordnung α^4 (Abb. 65 entsprechend) ist ausgezeichnet [OPAL93; L3C97; OPAL00].

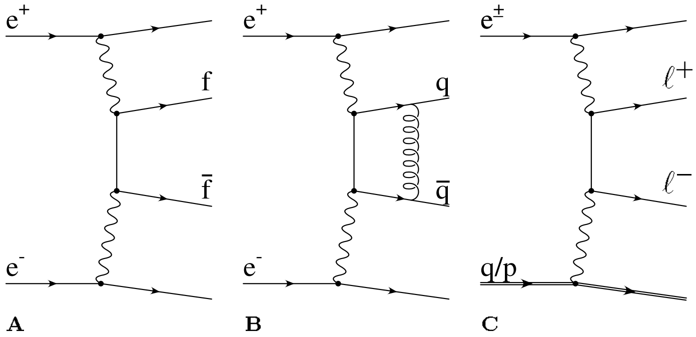


Abbildung 69: Diagramme der Zwei-Photon-Physik in e^+e^-- und ep-Umgebung:

A Allgemeines Diagramm des Zwei-Photon-Prozesses, reine QED-Form

B Quark-Antiquark-Erzeugung in QED mit starker Wechselwirkung der Quarks im Endzustand

C Dilepton-Erzeugung per QED am Quark bzw. Proton mit Quarkinhalt

Ein natürlicher Schritt in der theoretischen Betrachtung ist es jetzt, eines der Fermionen $e^\pm, f$ durch ein stark wechselwirkendes Quark $q \in \{u, d, c, s, t, b\}$ zu ersetzen und dann im Experiment die Gültigkeit von QCD-Rechnungen zu prüfen. Der LEP-Fall, $f = q$, ist als Diagramm auf Abb. 69**B** dargestellt. Wegen der großen starken Kopplungskonstanten α_s spielen hier höhere Ordnungen, also Kopplungen im Endzustand wie der angedeutete Gluonaustausch, aber auch Gluonabstrahlung mit anschließender Hadronisierung, eine bedeutende Rolle.

Das Diagramm des HERA-Szenarios, das in dieser Arbeit untersucht wird, ist auf Abb. 69**C** zu sehen. Es faktorisiert in dieser Darstellung in den (oberen) QED-Teil ($e\gamma^* \to e\ell\ell$) und den (unteren) $p\gamma^*X$-Vertex bei vergleichsweise geringen Energien. Der Vertex $p\gamma X$ ($p\gamma \to p$ elastisch oder $p\gamma \to X$ inelastisch, vgl. Abschn. 1.3) wird in Bezug auf den Wirkungsquerschnitt über die Formfaktor- oder Strukturfunktions-Methode (Abschn. 5.1) beschrieben. Dieser phänomenologische Ansatz zur Berücksichtigung der Proton-Substruktur wird in ähnlicher Form am Ende dieses Kapitels (Abschn. 5.9) für einen modellfreien Ansatz des $Z^0\gamma\gamma$-Vertex benutzt.

Die Integration des QED-Dilepton-Prozesses wird in den Abschn. 5.2–5.3 ausführlich behandelt. Seine numerische Integration muß die Divergenzen der drei Propagatoren (2γ, 1e) angemessen behandeln, Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts im Schwerpunktsystem gibt es viele Monte-Carlo-Generatoren; ein halbes Dutzend davon waren bei LEP in Gebrauch (vgl. [Cou96, Kap. 3.2] und Verweise dort). Die HERA-Kinematik, in der das Schwerpunktsystem eine nichtverschwindende Rapidität, $Y_\bullet = 1{,}7$ (vgl. (13), S. 22), hat, verhindert jedoch eine schlichte Transplantation dieser Programme in die neue Umgebung. Divergenzen bei kleinen Winkeln (Rapidität $Y \to \pm\infty$), die im Schwerpunktsystemexperiment aus der Detektorakzeptanz fallen, müssen wegen der Rapiditätsverschiebung hier berücksichtigt werden. Die theoretischen Grundlagen werden dargelegt und neue Ergebnisse zu einer numerischen hinreichend exakten und vollständigen sowie schnellen Näherung für den HERA-Prozeß $ep \to epe^+e^-$ vorgestellt.

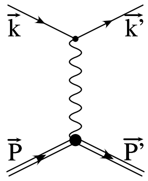
Darauf folgt in den Abschn. 5.4–5.5.X die Beschreibung des Vektordominanzmodells für die Dielektronerzeugung $ep \to (epV \to)epe^+e^-$ über eine Vektormesonresonanz. Wie schon in Abschn. 1.3 angedeutet ist die diesem Modell angepaßte Perspektive die γp-Kollision. Formell kann man jedoch die Vermittlung des Impulsübertrags zwischen Proton und Leptonpaar (t nach (8) und Tab. 1), als durch ein Pseudo-Teilchen, ein Pomeron (siehe S. 105), vermittelt ansehen. Diese Sichtweise entspricht dann dem Photon zwischen Proton und Leptonpaar im Zwei-Photon-Prozeß, was dann wieder zu einer Gemeinsamkeit beider Prozesse in Abschn. 5.8 führt:

Die Hadronisierung des Endzustandes X bei kleinen Massen $M_{\mathrm{X}} \approx M$ ist im Gegensatz zum inklusiven Wirkungsquerschnitt, welcher parametrisiert worden ist, nur ungenau vorherzubestimmen. Dieser Bereich kleiner Energien im Phasenraum (engl.: *soft interaction*, weiche Prozesse) ist störungstheoretisch nicht berechenbar, zudem verhindert die große Zahl kurzlebiger Nukleon-Resonanzen in diesem Massenfenster das Erstellen einfacher Modelle. Die Tatsache, daß die Dissoziationsprodukte solch weicher Prozesse in der Richtung des ungestreuten Protonstrahls nachgewiesen werden müßten, erschwert ihre experimentelle Untersuchung.

5.1 QED-Protonvertex, Strukturfunktionen

Zur Berechnung eines Matrixelementes mit Protonvertex in der QED geht man aus von der (elastischen) Streuung zweier elementarer Fermionen, zum Beispiel die eμ-Streuung. Es ist ein einziges Diagramm zu berücksichtigen, dessen Feynmandiagramm und Amplitude

$$\mathcal{M} \sim \left(\bar{u}(k')\gamma_\mu u(k)\right)\frac{1}{q^2}\left(\bar{u}(P')\gamma^\mu u(P)\right) \tag{28}$$



sind [Lea82]. Dabei stehen die einfache Linie beziehungsweise das Paar $(k; k')$ für das Elektron und dessen Anfangs- und End-Viererimpuls und die Doppellinie und $(P; P')$ für das Myon oder später das Proton und den Endzustand X (vgl. Abschn. 1.3, S. 18). Dieser Ausdruck führt nach Mittelung/Summierung über Spins in den Anfangs-/Endzuständen zu einem Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt der Form

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE'} = \frac{1}{2}\frac{\alpha^2}{Mq^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}(k,k')M^{\mu\nu}(P,P')\frac{\delta(P_0' - P_0 - q_0)}{2P_0'},$$

der also mit Hilfe des Produktes zweier Lorentz-Tensoren für jeden der beiden Vertizes ausgedrückt werden kann. Dabei wird hier die Rechnung zunächst im Ruhesystem des Myons ausgeführt; ϑ ist der Winkel, um den das Elektron aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt wird und $d\Omega = d\cos\vartheta\, d\varphi$. Die Terme Elektrontensor

$$\begin{aligned}
L_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}\sum_{|\mathrm{i}\rangle_{\mathrm{Spins}}}\sum_{|\mathrm{f}\rangle_{\mathrm{Spins}}}\left(\bar{u}(k')\gamma_\mu u(k)\right)^*\left(\bar{u}(k')\gamma_\nu u(k)\right)\\
&= \frac{1}{2}\,\mathrm{Spur}\left(\gamma_\mu(\not{k} + mc)\gamma_\nu(\not{k}' + mc)\right)\\
&= q^2\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) + 4\left(k_\mu - \frac{kq}{q^2}q_\mu\right)\left(k_\nu - \frac{kq}{q^2}q_\mu\right)\\
&= 2\left(k_\mu k_\nu' - k_\mu' k_\nu - g_{\mu\nu}(kk' - m^2c^2)\right)
\end{aligned} \tag{29}$$

und der entsprechende Myontensor

$$\begin{aligned}
M_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}\sum_{|\mathrm{i}\rangle_{\mathrm{Spins}}}\sum_{|\mathrm{f}\rangle_{\mathrm{Spins}}}\left(\bar{u}(P')\gamma_\mu u(P)\right)^*\left(\bar{u}(P')\gamma_\nu u(P)\right)\frac{\delta(P_0' - P_0 - q_0)}{2P_0'},\\
&= q^2\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) + 4\left(P_\mu - \frac{Pq}{q^2}q_\mu\right)\left(P_\nu - \frac{Pq}{q^2}q_\mu\right)\\
&= 2\left(P_\mu P_\nu' - P_\mu' P_\nu - g_{\mu\nu}(PP' - M^2c^2)\right)
\end{aligned} \tag{30}$$

(in den hier der Einfachheit halber die Deltafunktion für die Energieerhaltung gleich mit hineingezogen worden ist,) werden als Skalarprodukt zu

$$\begin{aligned}
L_{\mu\nu}M^{\mu\nu} &= 8\left(kP\, k'P' + k'P\, kP' - PP'\, m^2c^2 - kk'\, M^2c^2 + M^2m^2c^4\right)\\
&= 8\left(\left(2Pk\, Pk' + \frac{Pq}{2}\right) - \left(Pq\,\frac{q^2}{2}\right)\right)\cdot\delta(q^2 + 2Pq).\\
&= 4\left(s - M^2 - sQ^2 + \frac{1}{2}Q^4\right)
\end{aligned}$$

kontrahiert. Mit den üblichen Näherungen für große Energien ($E \gg mc^2$) und der Ersetzung $Q^2 = -q^2 < 0$ erhält man

$$L_{\mu\nu} M^{\mu\nu} = 16MEE' \left(\cos^2\frac{\vartheta}{2} + \frac{\nu}{M}\sin^2\frac{\vartheta}{2}\right) \cdot \delta(2Pq - Q^2),$$

mit M für die Masse des μ, und für den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\vartheta}{2}} \left(\cos^2\frac{\vartheta}{2} + \frac{Q^2}{2M^2}\sin^2\frac{\vartheta}{2}\right) \cdot \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right)$$

Bei Berücksichtigung des Myon-Spins $1/2$ und des Rückstoßes auf das Myon ergibt sich nach Integration über die Endzustands-Energie E':

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\text{Mott}} \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{2M}\tan^2\frac{\vartheta}{2}\right)\left(1 + \frac{2E}{m}\sin^2\frac{\vartheta}{2}\right),$$

wobei der sogenannte Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\text{Mott}} = \frac{\alpha^2\cos^2\frac{\vartheta}{2}}{4E^2\sin^4\frac{\vartheta}{2}} \tag{31}$$

für unendlich schwere (kein Rückstoß) und spin- (und struktur-)lose Myonen gilt.

Elastische Formfaktoren

Falls der untere Vertex mit $M_{\mu\nu}$ nun ein Proton wie in Abb. 70 beschreiben soll, ist die Behandlung als Punktladung nicht möglich.

Das Zusammenspiel der drei Valenzquarks und der Seequarks, wird durch die QCD bestimmt und kann nicht perturbativ berechnet werden. Aber auch ohne genaues Wissen darüber kann man einen flexiblen, phänomenologischen Formalismus zur Beschreibung des p-Vertizes erfinden, dessen Grundidee sich auch auf andere komplexe Objekte oder unbekannte Vertizes (siehe Abschn. 5.9, S. 114 ff.) übertragen läßt: die Beschreibung über Formfaktoren und Strukturfunktionen. Man macht einen möglichst allgemeinen Ansatz, der zunächst nur die grundlegendsten Annahmen der Kovarianz beinhaltet: Anstelle des Myon-Stromoperators

$$\langle \mu, P' |\, J^{\mu}_{\text{elmag}}\ | \mu, P\rangle = \bar{u}(P')\gamma^{\mu}u(P)$$

wird das Pendant für das Proton jetzt

$$\langle \mathrm{P}, P' |\, J^{\mu}_{\text{elmag}}\ | \mathrm{P}, P\rangle = \bar{u}(P')\Gamma^{\mu}u(P).$$

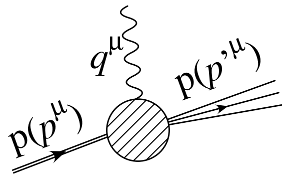


Abbildung 70:
Protonvertex in niedrigster Ordnung der QED. Die schraffierte Blase erinnert daran, daß man nicht wirklich beschreibt, was an diesem Vertex passiert, sondern nur eine „zusammengefaßte“ Beschreibung des Protons in Übereinstimmung mit den Beobachtungen liefern will. Die einlaufende Doppellinie stellt die kohärente Bewegung des (intakten) Protons dar. Zu den auslaufenden Linien siehe die Annahmen im Text.

Da Γ_μ ein Lorentzvektor sein muß, der nur von P_μ und q_μ (bzw. P'_μ) abhängt, ergibt sich unter der Einschränkung der Paritätserhaltung ein allgemeiner Ansatz mit fünf Linearkombinationen:

$$\Gamma_\mu = A(q^2)\gamma_\mu + B(q^2)P'_\mu + C(q^2)P_\mu + iD(q^2)P'^{\nu}\sigma_{\mu\nu} + iE(q^2)P^{\nu}\sigma_{\mu\nu},$$

wobei die Abkürzung $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$ für den Kommutator der Gammamatrizen, der in der Dirac-Theorie gleichzeitig die magnetische Wechselwirkung vermittelt, verwendet wurde. Die Forderung nach Eichinvarianz (s. zum Beispiel Anhang S. 202) und Paritätserhaltung reduziert diese Formel auf zwei unabhängige Terme:

$$\Gamma_\mu = F_1(q^2)\gamma_\mu + i\frac{\kappa}{2M}F_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^{\nu} \tag{32}$$

Diese $F_i(q^2)$ werden elastische Formfaktoren oder Strukturfunktionen genannt und hängen vom Impulsübertrag q^2 als einzigem möglichen Lorentz-Skalar, der aus P^μ und P'_μ gebildet werden kann ($q^2 = P^2 + 2P^\mu P'_\mu + P'^2$; nur falls $P^2 \neq P'^2$, gibt es eine zweite Variable.), ab. In der angegebenen Form sind sie so zusammengefaßt und normiert, daß

F_1 als elektrostatischer Formfaktor (oder Dirac-Formfaktor), im statischen Grenzfall $F_1(q^2=0)=1$, und

F_2 als magnetischer Formfaktor (oder Pauli-Formfaktor), im statischen Grenzfall $F_2(q^2=0)=1$

gedeutet werden kann. Daher ist κ das magnetische Moment, das für das Proton zu 1,7928 gemessen worden ist.

Der elastische Protontensor läßt sich nach diesen Vorbetrachtungen in der Form

$$\begin{aligned} K^{\mu\nu} &= -K_1 g^{\mu\nu} + \frac{K_2}{(Mc)^2}P^\mu P^\nu + \frac{K_4}{(Mc)^2}q^\mu q^\nu + \frac{K_5}{(Mc)^2}(P^\mu q^\nu + P^\nu q^\mu), \quad \text{was sich wegen } q_\mu K^{\mu\nu}=0 \text{ zu} \\ &= K_1(q^2)(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) + \frac{K_2}{(Mc)^2}\left(P^\mu + \frac{1}{2}q^\mu\right)\left(P^\nu + \frac{1}{2}q^\nu\right) \quad \text{vereinfacht} \end{aligned} \tag{33}$$

darstellen [Gri96, 8.3]. Die Ähnlichkeit dieser Form mit (30) erleichtert den Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit μ- und mit p-Vertex und erlaubt die teilweise Wiederverwendung der algebraischen Ergebnisse, wie weiter unten deutlich wird. Der Vergleich mit $K^{\mu\nu} = \mathrm{Spur}(\Gamma^\mu(\not{P}+mc)\Gamma^\nu(\not{P}'+mc))$ nach Einsetzen von Γ^μ aus (32) ergibt (vgl. Anhang, S. 202) die Umwandlungsvorschriften wie in Tab. 20 zusammengefaßt.

Dirac, Pauli	F_1, F_2:	$K_1 = -q^2(F_1+\kappa F_2)^2$ $K_2 = (2Mc)^2 F_1^2 - \kappa q^2 F_2^2$
Sachs	$G_\mathrm{E}, G_\mathrm{M}$:	$G_\mathrm{E} = F_1 - \kappa\tau F_2$ $G_\mathrm{M} = F_1 + \kappa F_2$ $F_2 = \dfrac{G_\mathrm{M} - G_\mathrm{E}}{\kappa(1+\tau)}$ $F_1 = \frac{1}{2}(G_\mathrm{E} + \tau G_\mathrm{M})$
Abkürzungen:	κ=1,7928	$\tau = \dfrac{-q^2}{4M^2c^2}$

Tabelle 20:
Transformationsgleichungen für die verschiedenen Konventionen der elastischen Proton-Formfaktoren. Die Pauli-Dirac-Formfaktoren $F_1(q^2)$, $F_2(q^2)$ sind nicht zu verwechseln mit den Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$, $F_2(x,Q^2)$ der tief inelastischen Streuung.

Dieses Ergebnis wird jetzt benutzt, um den (elastischen) Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt auszudrücken. Man erhält

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma(\mathrm{ep}\to\mathrm{ep})}{d\Omega\, dE'} &= \frac{1}{2}\frac{\alpha^2}{Mq^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}(k,k')K^{\mu\nu}(P,P') \\ &= \left(\frac{\alpha\hbar}{4ME\sin^2\frac{\vartheta}{2}}\right)^2 \frac{E'}{E}\left(2K_1\sin^2\frac{\vartheta}{2} + K_2\cos^2\frac{\vartheta}{2}\right) \end{aligned} \tag{34.1}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\alpha^2}{4E^2\sin^2\frac{\vartheta}{2}}\left(\left(F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4(Mc)^4}F_2^2\right)\cos^2\frac{\vartheta}{2} + \frac{Q^2}{2(Mc)^2}(F_1+\kappa F_2)\sin^2\frac{\vartheta}{2}\right)\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2Mc}\right) \\ &= \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_\mathrm{Mott}\left(F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4(Mc)^4}F_2^2 + \frac{Q^2}{2(Mc)^2}(F_1+\kappa F_2)\tan^2\frac{\vartheta}{2}\right). \end{aligned} \tag{34.2}$$

Die letztere Form der Art $A + B\tan^2\frac{\vartheta}{2}$, die auf Rosenbluth zurückzuführen ist [Ros50], wurde benutzt, um die elastischen Formfaktoren F_1 und F_2, oder vielmehr entsprechenderweise $G_\mathrm{E}(q^2)$ und $G_\mathrm{M}(q^2)$, aus Experimenten zu bestimmen (Abb. 71). Die Formfaktoren folgen empirisch (Abb. 71) einer Lorentzfunktion

$$G_\mathrm{E}(q^2) = \frac{G_\mathrm{M}(q^2)}{\mu} = \frac{1}{(1+Q^2/(0{,}71\ \mathrm{GeV}/c))^2}, \tag{35}$$

die mitunter auch als Dipolfunktion bezeichnet wird. Eine Lorentzfunktion $F(q^2) = \frac{a}{a^2+q^2}$ ist gerade die Fouriertransformierte der Exponentialfunktion $f(r) = \sqrt{\frac{\pi}{2}}ae^{-ar}$, welche daher eine erste Annäherug an die

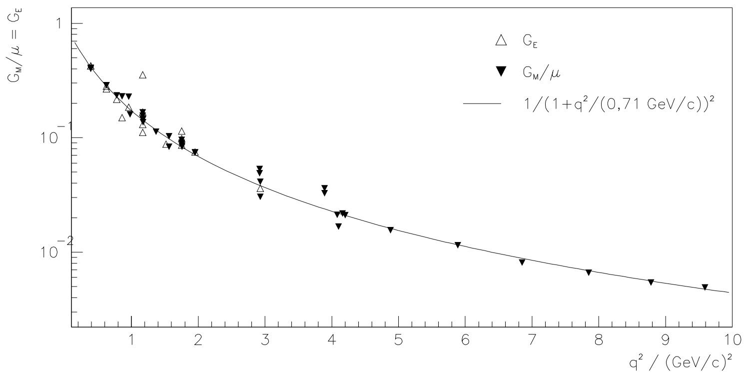


Abbildung 71:
In der Reaktion ep $\rightarrow$ ep gemessene Werte der elastischen Proton-Formfaktoren G_{M} und G_{E} [Alb66; Ber63; Alb67; Bar66; Che66]

Ladungsdichteverteilung des Protons sein sollte. Es ist auch bemerkenswert, daß für beide Formfaktoren dieselbe Funktion gültig ist, bis auf den Faktor $\mu = \frac{e}{2M}(1+\kappa)$, der das anomale magnetische Moment des Protons darstellt.

Wie in Abb. 71 zu sehen ist, ist die Übereinstimmung der Messungen mit (35) bis zu hohen Impulsüberträgen sehr gut, wo der Wirkungsquerschnitt dann ohnehin um zwei Größenordnungen abgesunken ist. Da G_{E} nach (34) aus dem Achsenabschnitt, G_{M} aber aus der Steigung ermittelt wird, sind letztere Werte naturgemäß etwas präziser. Quantitativ wurden die Unterschiede bei höheren Q^2 zu 3% (G_{E}) beziehungsweise 2% (G_{M}) bestimmt [Bor75]. Eine bessere Anpassung bezieht Quadrupoleffekte mit ein; allerdings ist die Statistik nicht genügend groß für endgültige Schlußfolgerungen. Daher wird die Beschreibung der Formfaktoren durch die Lorentz-Funktion (35) als ausreichend für unsere Zwecke angesehen.

Inelastischer Protonvertex

Die Betrachtungen, die bisher für den elastischen Fall, in dem das Proton erhalten bleibt ($p^2 = p'^2 = M^2c^4$ in Abb. 70), angestellt worden sind, werden jetzt auch auf den inelastischen Fall übertragen. Es kommt ein weiterer Freiheitsgrad des Endzustandes welcher nun nicht mehr aus dem elastisch gestreuten Proton besteht, ins Spiel. Üblicherweise ist das die Protonrest-Masse $M_{\mathrm{X}} = (p+q)^2/c^2$, die mit den anderen kinematischen Variablen wie in Abschn. 1.3 beschrieben in Beziehung steht. Analog zu (33) wird für den inelastischen Protontensor der Ansatz

$$W^{\mu\nu} = W_1(q^2)(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) + \frac{W_2(q^2)}{(Mc)^2}\left(p^\mu + \frac{1}{2}q^\mu\right)\left(p^\nu + \frac{1}{2}q^\nu\right) \tag{36}$$

gemacht, mit dem Unterschied, daß die inelastischen Formfaktoren nun von zwei Lorentzskalaren abhängen, hier $W_i = W_i(q^2, pq)$. Entsprechend berechnet sich der Wirkungsquerschnitt zu (vgl. (34.1))

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma(\mathrm{ep}\rightarrow\mathrm{eX})}{d\Omega\, dE'} &= \frac{1}{2}\frac{\alpha^2}{Mq^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}(k,k')W^{\mu\nu}(p,p') \\ &= \frac{\alpha^2}{Mq^4}\frac{E'}{E}\left(W_2(q^2;\nu)\cos^2\frac{\vartheta}{2} + 2W_1(q^2;\nu)\sin^2\frac{\vartheta}{2}\right) \end{aligned} \tag{37}$$

Eine für den gesamten kinematischen Bereich ($M_{\mathrm{X}}; Q^2$) anwendbare Beschreibung gibt es derzeit nicht. Genau das ist ja der Grund für die Untersuchung der Protonstruktur bei HERA und anderswo. Da je nach Kinematik eine andere Methode zur Anwendung kommt, dient zunächst Abb. 72 für einen Überblick. Die Linie der

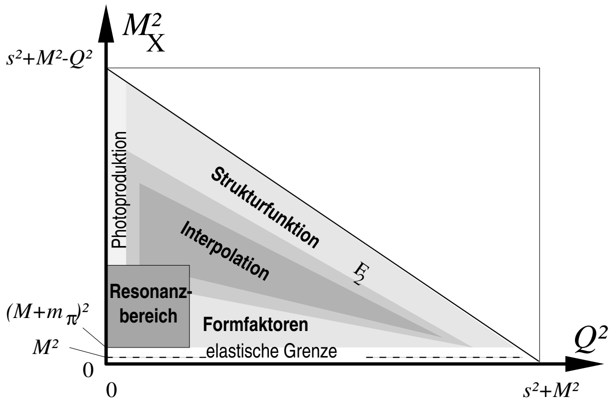


Abbildung 72:
Anschauliches Schema der Anwendungsgrenzen der verschiedenen Modelle für die Photon-Proton-Wechselwirkung auf der kinematischen Ebene $(M_X^2; Q^2)$. (Die Achsen haben keine wirklichen Maßstäbe und dienen nur der relativen Anordnung der verschiedenen Bereiche.) Das schattierte Dreieck enthält die kinematisch möglichen Punkte des Phasenraumes, in dem die verschiedenen Methoden, Beziehungen und kinematischen Bereiche eingetragen sind.

elastischen Streuung bei $M_X^2 = M^2$ stellt nur einen kleinen Bereich im Phasenraum dar und ist gemäß (35) vor allem für kleine Impulsüberträge Q^2 maßgeblich. Der Bereich kleiner $Q^2 \approx 0$, also quasi-reeller Photonen, wird Photoproduktion genannt. Der größte Anteil des inklusiven Wirkungsquerschnittes entfällt hierauf. Für kleine Anregungsenergien M_X in der Nähe der niedrigsten Nukleonresonanzen bestehen komplexe Parametrisierungen des Wirkungsquerschnittes, die bei höheren Impulsüberträgen durch die inelastischen Formfaktoren beschrieben werden. Im Bereich genügend großer M_X und Q^2 werden demzufolge auch y groß beziehungsweise x hinreichend klein, sodaß das Modell quasi-freier Partonen im Proton [Lea96, § 15] angewandt werden kann. Das bedeutet, hier dient im wesentlichen die Strukturfunktion F_2 (vgl. Abschn. 1.5) zur Beschreibung. Verglichen mit den anderen Beiträgen ist dieses der geringste, weil der Wirkungsquerschnitt sowohl mit größeren M_X als auch mit steigendem Q^2 stark abnimmt.

Phänomenologische Parametrisierung der Strukturfunktionen

Das Verhalten der inelastischen Strukturfunktionen beim Übergang von kleinen Impulsüberträgen zum sogenannten Bjorken-Skalenbereich ist von Suri und Yennie im Hinblick auf eine Unterteilung der Beiträge transversal und longitudinal polarisierter Photonen untersucht worden [Sur72]. Das Ergebnis ist die Parametrisierung

$$MW_1 = \frac{s - M^2}{8\pi^2\alpha}\sigma_\mathrm{T} \qquad \nu W_2 = \frac{2x}{1+\frac{2M}{\nu}}\frac{s-M^2}{8\pi^2\alpha}(\sigma_\mathrm{T}+\sigma_\mathrm{L}).$$

Die beste Anpassung an die Daten ergibt sich, wenn für den longitudinalen Wirkungsquerschnitt σ_L ein Vektormeson-Dominanz-Modell (VMD, hier ρ-Dominanz-Modell) [Sak69; Cho70] angenommen wird und für die transversale Komponente eine Summe aus einem diffraktiven VMD-Anteil und einem kurzreichweitigen Term $\sigma_\mathrm{T} = \sigma_\mathrm{VT} + \sigma_\mathrm{T(SC)}$. Das führt zu den Gleichungen

$$\sigma_\mathrm{T} = \frac{\sigma_{\gamma\mathrm{T}}\frac{Q^2}{m(\rho)^2}}{\left(1+\frac{Q^2}{m(\rho)^2}\right)^2} + \frac{2MG_\mathrm{p}(1-x)^4}{1-2Bx+Cx^2} \qquad \sigma_\mathrm{L} = \frac{\sigma_{\gamma\mathrm{T}}\frac{Q^2}{m(\rho)^2}}{\left(1+\frac{Q^2}{m(\rho)^2}\right)^2}(1-x)^2$$

mit den üblichen Ausdrücken für x (4), ν (3) und Q^2 (2), wobei in der Originalarbeit unterschieden wurde zwischen x und $x' = x/(\frac{M^2}{ys}+1) \approx x$, was in den Anwendungsbereichen dieser Arbeit wegen $ys \gg M^2$ gleichgesetzt werden kann. Unter der Randbedingung $m(\rho) = 765\ \mathrm{GeV}/c^2$ wurde der Parametersatz in Tab. 21 aus Daten in dem kinematischen Bereich

$$\{0{,}25 \le Q^2/(\mathrm{GeV}/c)^2 \le 20{,}1; \quad 3{,}6 \le W_{\gamma\mathrm{p}}^2/\mathrm{GeV}^2 \le 26{,}8; \quad 0{,}025 \le x \le 0{,}825\}$$

ermittelt.

Normalisierungsfaktoren	$\sigma_{\gamma\mathrm{T}}$	=	97,5 μb
	$\sigma_{\gamma\mathrm{L}}$	=	56,3 μb
Photonabsorptionskoeffizient des Protons	G_p	=	117,5 μbGeV
linearer Anpassungskoeffizient	B	=	0,63 μbGeV
quadratischer Anpassungskoeffizient	C	=	0,96 μbGeV

Tabelle 21:
Parametersatz für die Strukturfunktionen nach Suri und Yennie [Sur72]

Protonvertex im Resonanzbereich

Bei kleinen invarianten Massen des Endzustandes kommt man in den Bereich der Nukleonresonanzen, die die Formfaktoren insbesondere für kleine $Q^2 \lesssim 6$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ irregulär werden lassen, wie auf Abb. 73 zu sehen ist. Es gibt eine phänomenologische Anpassung [Bra76] des Wirkungsquerschnitts an Messungen der Reaktion ep $\rightarrow$ eX, aus der die beiden Formfaktoren W_1, W_2 abgeleitet werden, und der im Bereich 1,11 GeV $\leq M_\mathrm{X} c^2 \leq$ 1,99 GeV gültig ist. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(q^2, M_\mathrm{X})$ wird durch die Vorschrift

$$\ln\left(\frac{\sigma(q^2, M_\mathrm{X})}{{G_\mathrm{E}}^2(q^2)}\right) = a(M_\mathrm{X}) + b(M_\mathrm{X}) \ln\frac{|\vec{q}|}{|\vec{q}_0|} + c(M_\mathrm{X})\left(\ln\frac{|\vec{q}|}{|\vec{q}_0|}\right)^3 \tag{38}$$

parametrisiert, wobei $G_\mathrm{E}(q^2)$ der Ausdruck für den elastischen Formfaktor gemäß (35) ist, und die Koeffizienten $\{a, b, c\}(M_\mathrm{X})$ in Schritten von $\Delta M_\mathrm{X} = 0{,}015$ GeV$/c^2$ oder 0,020 GeV$/c^2$ tabelliert sind. $|\vec{q}_0|$ ist der Wert für $|\vec{q}|$ an der Stelle $q^2 = 0$ für denselben Wert von M_X, sodaß (38) sich für $q^2 = 0$ zu $\sigma(q^2{=}0, M_\mathrm{X}) = G_\mathrm{E}^2(q^2 = 0, M_\mathrm{X})\mathrm{e}^{a(M_\mathrm{X})}$ vereinfacht.

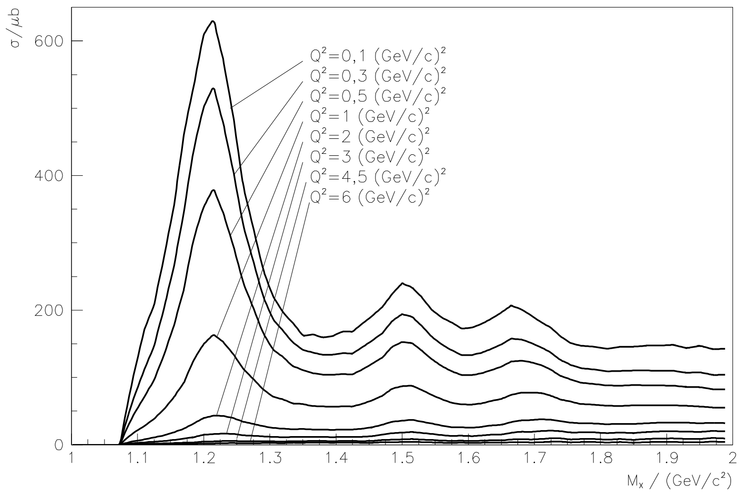


Abbildung 73:
Inelastischer Wirkungsquerschnitt für den γp-Vertex, der anhand von Messungen der Reaktion ep $\rightarrow$ eX parametrisiert wurde [Bra76]: Es sind vor allem drei deutlich hervortretende Resonanzen zu erkennen, deren Bedeutung zu höheren Q^2 hin abnimmt.

Abb. 73 zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts nach dieser Näherung innerhalb des Gültigkeitsbereiches. Der Verlauf der daraus berechneten Formfaktoren ist im Anhang (Abb. 175, S. 202) zu finden.

Hadronischer Endzustand

Die Formfaktoren und Strukturfunktionen beschreiben den inklusiven Wirkungsquerschnitt für alle Endzustände des Protons, die die invariante Masse M_X bei einem Impulsübertrag Q^2 haben. Welche Teilchen im Endzustand tatsächlich enthalten sind, ist damit bisher nicht festgelegt. Mangels Gültigkeit der perturbativen QCD für den Resonanzbereich (kleine Q^2, kleine M_X) gibt es dazu verschiedene empirische Modelle, die in Abschn. 5.8 (S. 112 ff.) beschrieben werden.

5.2 QED-Prozeß der Dielektron-Erzeugung

Die in Abb. 65 und Abb. 69 gezeigten Feynmangraphen sind die wichtigsten Beiträge zur Dielektron-Erzeugung in niedrigster Ordnung QED. Insgesamt müssen innerhalb der QED in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung drei Arten von Graphen betrachtet werden, die in Abb. 74 aufgeführt sind: Die wichtigsten

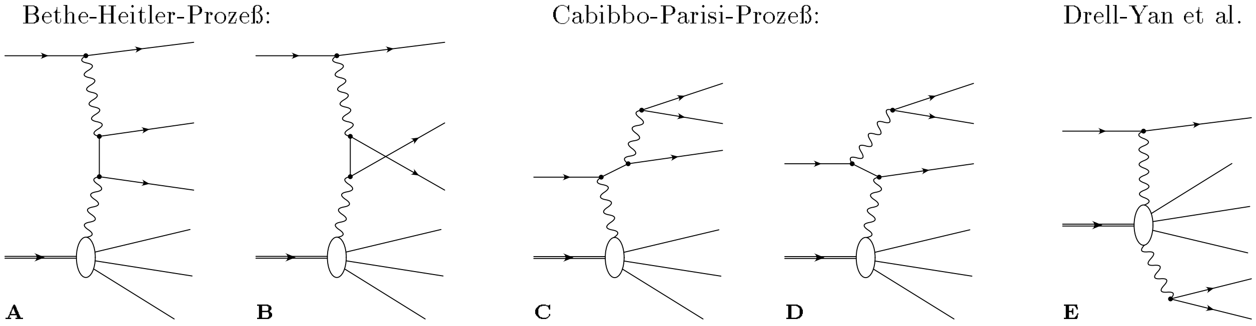


Abbildung 74: Feynmandiagramme, die zum Zwei-Lepton-Endzustand beitragen

Beiträge sind sind bereits in der Einleitung dieses Kapitels (S. 89) erwähnt worden. Sie werden auch BETHE-HEITLER-Prozeß [Bet34] genannt und entsprechen der Fusion zweier Photonen in ein Elektron-Positron-Paar. Der zweite Beitrag wird CABIBBO-PARISI- [Bac72; Bar74] oder COMPTON-ähnlicher Prozeß genannt. Er ist dadurch charakterisiert, daß zwischen Positron und Proton nur ein Photon ausgetauscht wird, während ein zweites von dem einlaufenden oder auslaufenden Ast des Positrons ausgeht und in ein Elektronpaar aufspaltet. Der letzte Beitrag bekommt hier den Namen DRELL-YAN-Prozeß, welcher ursprünglich eine ganz bestimmte Konfiguration bezeichnet (Abb. 77), in der ein vom Positron abgestrahltes Photon aufgelöst (engl.: *resolved photon*) wird, also in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert und mit dem hadronischen Inhalt des Protons wechselwirkt. Im erweiterten Sinne sei hier auch die Abstrahlung eines Elektron-Positron-Paares aus einem Photon durch einen beliebigen Mechanismus an einer beliebigen Stelle im Bereich des Protons zu verstehen. Da in dieser Arbeit in erster Linie elastische Ereignisse untersucht werden, ist der COMPTON-artige Prozeß wie in Abb. 74**C**/**D** auf der Protonseite wegen des kleinen Massenverhältnisses m/M deutlich unterdrückt.

Da diese drei Arten von Beiträgen jeweils eine eichinvariante Untergruppe an FEYNMAN-Graphen bilden, können sie zunächst getrennt betrachtet werden. Im Folgenden wird eine phänomenologische Abschätzung durch die Faltung mit Flußfaktoren beschrieben. Anschließend folgt die Beschreibung von genauen Rechnungen und Generatoren. Im anschließenden Kapitel werden die Ergebnisse der verschiedenen Verfahren miteinander verglichen.

QED-Partondichtefunktionen

Die Berechnung vieler QED-Prozesse kann wesentlich vereinfacht werden, wenn man den eγe-Vertex als Abstrahlung eines quasi-rellen Photons betrachtet. VON WEIZSÄCKER und WILLIAMS [Wei34] haben dazu einen Formalismus entwickelt, der von KESSLER [Kes60; Kes70; Kes75] für ultrarelativistische Teilchenstöße verallgemeinert wurde: der Wirkungsquerschnitt für die Streuung zweier Teilchen A und B, σ_{AB} wird zerlegt in die Wahrscheinlichkeit $f_{\gamma/\mathrm{A}}$ dafür, daß das Teilchen A ein Photon γ mit der Energie q abstrahlt, und den Photon-Absorptions-Wirkungsquerschnitt für B, $\sigma_{\gamma\mathrm{B}}$. Der totale Wirkungsquerschnitt wird dann einfach als Faltung

$$\sigma_{\mathrm{AB}} = \int f_{\gamma/\mathrm{A}}(k)\sigma_{\gamma\mathrm{B}}dk$$

berechnet. Auf den eγe-Vertex, oder verallgemeinert einen fγf-Vertex (f für ein beliebiges Fermion der Masse m), angewandt ergibt sich [Kes60] für das äquivalente Photon-Spektrum eines Elektrons

$$f_{\gamma/\mathrm{e}}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left(1 + (1-y)^2 - 2(1-y)\frac{Q^2_{\mathrm{min}}}{Q^2}\right), \tag{39}$$

wobei y der relative Anteil der Photonenergie an der Elektronenergie vor der Abstrahlung und Q^2 die Virtualität des Photons sind. Diese Virtualität kann wie gehabt als Differenz der Vierervektoren des einlaufenden und auslaufenden Elektrons interpretiert werden. Der kleinste mögliche Impulsübertrag ist $Q^2_{\mathrm{min}} = \frac{m^2y^2}{1-y}$.

Dieser Formalismus kann entsprechend für das äquivalente Photonspektrum eines Protons [Kes75; Art91] unter Benutzung der Sachs-Formfaktoren

$$f_{\gamma/\mathrm{p}}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi y Q^2}\left((1-y)\left(\frac{G_{\mathrm{E}}{}^2}{Q^2} + \frac{G_{\mathrm{M}}{}^2}{4m^2}\right)(Q^2 - Q^2_{\mathrm{min}}) + \frac{y^2}{2}G_{\mathrm{M}}{}^2\right)$$

erweitert werden. Und die Vertauschung von einlaufendem Elektron und auslaufendem Photon führt schließlich zum Elektron-Positron-Paarbildungs-Spektrum eines quasirellen Photons

$$f_{\mathrm{e}/\gamma}(z,Q^2) = \frac{\alpha}{\pi Q^2}\left(\left(z^2-(1-z^2)\right)\ln\left(\frac{p_\perp^2}{m^2+Q^2 z(1-z)}\right)+2z(1-z)\right).$$

Hier entspricht z dem relativen Anteil des Elektron-Impulses am Photonimpuls und $p_\perp$ dem Transversalimpuls von Elektron und Positron. Offensichtlich muß die Gleichung symmetrisch gegen Elektron-Positron-Austausch, also in z und $z-1$, sein.

Diese Formeln können innerhalb ihrer Gültigkeitsbereiche für eine schnelle numerische Abschätzung zusammengesetzter Prozesse wie im nächsten Absatz beschrieben benutzt werden. Weiterhin ist die Formel des Elektron-Photonflusses (39) Grundlage für die Bestimmung des Verhältnisses aus Elektroproduktions- und Photoproduktionswirkungsquerschnitt (Abschn. 8.5).

Numerische Berechnungen über Flußfaktorintegrale

Eine Abschätzung der wichtigsten Beiträge zum Zwei-Lepton-Endzustand (myonisch und elektronisch) in ep-Kollisionen ist in [Art91] gemacht worden. Danach wird unterschieden zwischen

- Drell-Yan-Prozeß (σ_{DY}, Abb. 74**E**)
- Photon-Photon- oder Bethe-Heitler-Prozeß ($\sigma_{\gamma\gamma}$ Abb. 74**A/B**) und
- Cabibbo-Parisi-Prozeß (σ_{CP}, Abb. 74**C/D**).

Ohne auf Interferenzen einzugehen wird jeder einzelne Beitrag über eine dreifache Faltung von Teilchen-Strukturfunktionen der Art $f_{\mathrm{a/b}}(x)$, die als Wahrscheinlichkeit der Abstrahlung (oder im weiteren Sinne Erzeugung) eines Teilchens a mit dem Impulsanteil x aus einem Teilchen b definiert wird. Da die Pole der verschiedenen Graphen in sehr unterschiedlichen Bereichen des Phasenraumes liegen, ist dieses Verfahren eine gute Annäherung und Unterteilung der Wirklichkeit. Im einzelnen ergibt sich für die so berechneten Wirkungsquerschnitte:

Bethe-Heitler: In diesem Ansatz kommt zweimal der Photonfluß einer relativistisch bewegten Ladung zur Anwendung, wobei beim Proton Formfaktoren und Strukturfunktionen berücksichtigt werden.

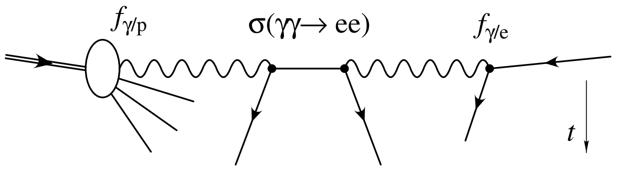


Abbildung 75:
Flußdiagramm des Zwei-Photon-Prozesses und zugehörige Flußfaktoren und Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma(\mathrm{ep}\to \mathrm{X(e)}\ell^+\ell^-,\gamma\gamma)}{dp_\perp} = \int_{x_{\min}}^1 dx \int_{x'_{\min}}^1 dx'\; f_{\gamma/\mathrm{p}}(x) f_{\gamma/\mathrm{e}}(x')\frac{d\sigma(\gamma\gamma\to\ell^+\ell^-)}{dp_\perp}(sxx',p_\perp)$$

Des weiteren wird der exakte QED-Wirkungsquerschnitt für die Annihilation zweier reeller Photonen in führender Ordnung,

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma\to\ell^+\ell^-)}{dp_\perp(\ell)} = \frac{8\pi\alpha^2}{p_\perp \hat{s}}\frac{1-2\frac{p_\perp^2}{s}}{\sqrt{1-4\frac{p_\perp^2}{s}}},$$

eingesetzt.

Cabibbo-Parisi: Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand, das sich in ein Leptonpaar aufspaltet, wird über den Wirkungsquerschnitt der Reaktion ee $\to \ell\ell$ berechnet. Das zweite Elektron entspringt aus einem vom Proton abgestrahlten Photon, aus welchem ein Elektron-Positron-Paar wird. Es kommen also der Photonfluß vom Proton, $f_{\gamma/\mathrm{p}}(v)$ und die Fluktuationswahrscheinlichkeit des Photons, $f_{\mathrm{e}/\gamma}(z)$ zum Einsatz. Dabei ist $x = v\cdot z$. Der Wirkungsquerschnitt für die Dielektron$\to$Dilepton-Reaktion ist nicht derselbe für $\ell = \mathrm{e}$ und $\ell = \mu$, weil bei der BHABHA-Streuung [Bha35] der Photonaustausch im t-Kanal zusätzlich berücksichtigt werden muß.

$$\frac{d\sigma(\mathrm{ep}\to\mathrm{X(e)}\ell^+\ell^-,\mathrm{CP})}{dp_\perp} =$$

$$\int_{x_{\min}}^1 dx \int_x^1 \frac{dv}{v}\int_{Q^2_{\min}}^{Q^2_{\max}} dQ^2\,\frac{df_{\gamma/\mathrm{p}}}{dQ^2}(v,Q^2) f_{\mathrm{e}/\gamma}\left(\frac{x}{v},Q^2\right)\frac{d\sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-\to\ell^+\ell^-)}{dp_\perp}(sx,p_\perp)$$

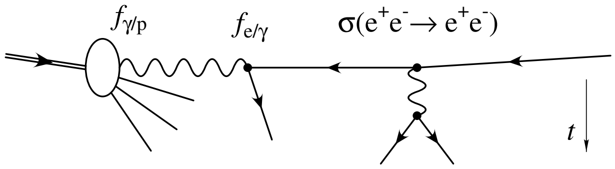


Abbildung 76:
Flußdiagramm des CABIBBO-PARISI-Prozesses und zugehörige Flußfaktoren und Wirkungsquerschnitte

Drell-Yan: Die zentrale Reaktion ist die Annihilation eines Quark-Antiquarkpaares in ein Photon, das dann in ein Leptonpaar aufspaltet, welche unter dem Namen Drell-Yan-Prozeß [Dre70] bekannt ist. Das Quark stammt aus dem Proton, das Antiquark aus einem Photon, das vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wird. Daher ist dieser Prozeß sensitiv auf die Quarkdichteverteilung sowohl im Proton als auch in dem Photon. Bei der Berechnung des Quarkinhalts des Photons wird ein punktförmiger und ein VDM-Anteil angesetzt. Der Wirkungsquerschnitt ist dann die Faltung der drei Übergangsfunktionen $f_{\mathrm{q/p}}, f_{\gamma/\mathrm{e}}, f_{\mathrm{q}/\gamma}$.

$$\frac{d\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{X(e)}\ell^+\ell^-, \mathrm{DY})}{dp_\perp} =$$

$$\int_{x_{\min}}^1 dx \int_{x'_{\min}}^1 dx' \sum_{\mathrm{q}} \left(f_{\mathrm{q/p}}(x, Q^2) + f_{\bar{\mathrm{q}}/\mathrm{p}}(x, Q^2)\right) \frac{d\sigma(\mathrm{q\bar{q}} \to \ell^+\ell^-)}{dp_\perp}(sxx', p_\perp) \int_{x'}^1 du\, f_{\mathrm{q}/\gamma}\left(\frac{x'}{u}, Q^2\right) f_{\gamma/\mathrm{e}}(u)$$

Für die Variable Q^2 der Partondichteverteilungen wurden als typische Energie $xx's = m_{\mathrm{ee}}^2$ und für die Normalisierungsskala $\Lambda = 0{,}2$ GeV eingesetzt. Die Integrationsuntergrenzen sind jeweils $x_{\min} = 4p_\perp^2/s, x'_{\min} = 4p_\perp^2/(xs)$. Weil im Photon Quark- und Antiquarkdichte gleich sind, $f_{\mathrm{q}/\gamma}(x, Q^2) = f_{\bar{\mathrm{q}}/\gamma}(x, Q^2)$, wurde die Summe über die Quarksorten zusammengefaßt und auf die Quarks (und davon hier nur die leichtesten: $\mathrm{u, d, s, c}$) beschränkt.

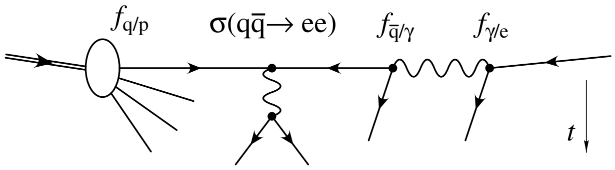


Abbildung 77:
Flußdiagramm des Drell-Yan-Prozesses und zugehörige Flußfaktoren und Wirkungsquerschnitte. Zur vollständigen Beschreibung gehört noch der Graph, in dem q und $\bar{\mathrm{q}}$ vertauscht sind.

Ergebnisse der Flußfaktorfaltung

Die numerische Integration der Flußfaktor-Integrale wurde soweit sinnvoll mit Hilfe des VEGAS-Algorithmus [Lep78; Lep80] durchgeführt. Die dreidimensionalen Integranden (DY, CB) jedoch lassen sich aufgrund der stark variierenden und voneinander abhängigen Integrationsgrenzen nicht unabhängig voneinander faktorisieren, was ja Voraussetzung für die Anwendbarkeit von VEGAS ist (Abschn. 8.6, S. 192), und mußten teilweise in der ersten Dimension mit herkömmlichen Interpolationsverfahren [Bul67] integriert werden, sodaß der Rest der Funktion numerisch separabel wurde.

In Abb. 78 sind die Ergebnisse der numerischen Integration in Abhängigkeit der Leptonpaarmasse dargestellt. Um die stark mit $p_\perp$ abfallenden Wirkungsquerschnitte über einen weiten Bereich in m_{ee} vergleichen zu können, ist auf der Ordinate der Wirkungsquerschnitt, multipliziert mit der dritten Potenz des Leptontransversalimpulses $p_\perp$ aufgetragen worden. Vorherrschend sind der elastische und inelastische BETHE-HEITLER-Prozeß. Ihre Wirkungsquerschnitte sind nahezu gleich groß, für kleine Massen überwiegt der elastische Anteil, während für Massen über 25 GeV/c^2 das Verhältnis von inelastischen zu elastischen Reaktionen angenähert konstant bei 1,6 liegt. In der Summe liegen sie deutlich über den Beiträgen aller übrigen Prozesse. Für die derzeitige HERA-Luminosität, angenommen bis zu 100/pb, werden demnach aber nur im Bereich $p_\perp < 30$ GeV/c mehr als ein Ereignis pro GeV/c erwartet, wobei der Wirkungsquerschnitt in Bereichen höherer Transversalimpulse rapide fällt. Es ist anzumerken, daß der CABIBBO-PARISI-Beitrag für Elektronen bei $p_\perp \approx 40$ GeV/c etwa so groß wie der BETHE-HEITLER-Beitrag berechnet wird.

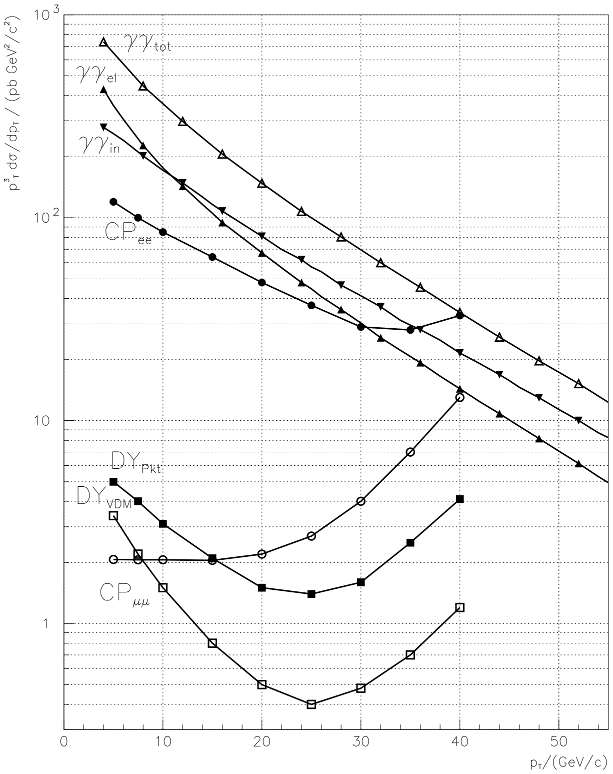


Abbildung 78:
Aus der Faltung von Flußfaktoren numerisch berechnete Beiträge zum Zwei-Elektron-Wirkungsquerschnitt: Die elastischen und inelastischen Beiträge zum BETHE-HEITLER-Prozeß ($\gamma\gamma$) übertreffen bei weitem die Beiträge aller anderen Beiträge: CABIBBO-PARISI-Prozeß für Elektronen (CP_{ee}) und Myonen ($CP_{\mu\mu}$) als Endzustandsleptonen, sowie DRELL-YAN-Beiträge im VDM und im Modell des punktförmigen Photons.
Zum Vergleich über einen relativ weiten Bereich in m_{ee} ist auf der Ordinate der Wirkungsquerschnitt mit $p_\perp^3(\ell)$ multipliziert worden.

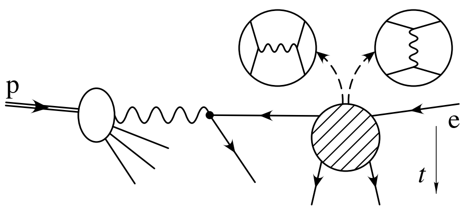


Abbildung 79:
Flußdiagramm des CABIBBO-PARISI-Prozesses (vgl. Abb. 76) für Elektronen: Die schraffierte Blase steht stellvertretend für den Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \to e^+e^-$ und somit die zwei Elementargraphen des MØLLER-Typs und des BHABHA-Typs. Damit wird der Graph jeweils identisch mit dem CABIBBO-PARISI-Diagramm (Abb. 76) und dem BETHE-HEITLER-Diagramm (Abb. 75).

Diesen Rechnungen ist gemeinsam, daß sie weder die Interferenz der verschiedenen Endzustände berücksichtigen noch die fundamentale Symmetrie bei Austausch identischer Teilchen (für HERA $e^\pm$) im Endzustand. Der Cabibbo-Parisi-Prozeß im Fall $\ell = e$ hat zudem einen Überlapp mit dem Bethe-Heitler-Prozeß: Wird für den BHABHA-Wirkungsquerschnitt der t-Kanal-Graph eingesetzt (Abb. 79 rechte Blase) so erhält man genau den Zwei-Photon-Graphen, der auch im Bethe-Heitler-Prozeß zum Teil berücksichtigt wird. Daher sind auch der Elektron- und Myonfall nur mit Einschränkungen zu vergleichen, sofern es um den zusätzlichen Anteil des Cabibbo-Parisi-Beitrages am Gesamtwirkungsquerschnitt geht.

LPAIR: Der Photon-Photon-Generator

Ausgehend von der Überlegung, daß zwei im Detektor nachweisbare Elektronen des Endzustandes genügend hohe Transversalimpulse ($p_\perp \gtrsim 1$GeV) haben müssen, und bestätigt durch die im vorigen Abschnitt und ursprünglich in [Art91] ausgeführten Berechnungen wurde zu Beginn der Laufzeit von HERA der Monte-Carlo-Generator LPAIR [Bar91a] entwickelt. Er berücksichtigt nur die zwei Graphen der größten Beiträge, nämlich des Photon-Photon-Prozesses (Abb. 74**A**/**B**). Daneben sind weitere Generatoren entwickelt worden, deren vollständige Revue in [Hof99] abgehalten worden ist*. Ein Fortschritt ist in der Generatorentwicklung erst kürzlich mit dem Generator GRAPE [Abe99] erzielt worden, der weiter unten (S. 101) ausführlicher vorgestellt wird.

Der LPAIR-Generator beziehungsweise die ihm zugrundeliegende Wirkungsquerschnittsformel von VERMASEREN [Ver80; Ver83] nutzt aus, daß der Zwei-Photon-Graph wie in Abb. 80 gezeigt separabel in

* Der Vollständigkeit halber sei hier auf den Monte-Carlo-Generator EPGAM [Nie94] hingewiesen, der den Autoren zum Zeitpunkt der Veröffentlichung nicht bekannt war, und der als Ereignisgenerator bisher nicht zur Anwendung gekommen ist.

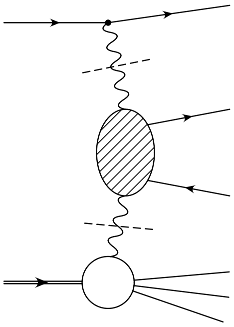
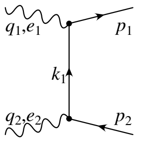
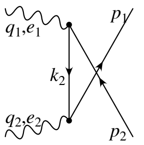


Abbildung 80:
Separation des Zwei-Photon-Prozesses in die Vertexströme der Anfangszustandsteilchen (e,p) und den zentralen Prozeß $\gamma\gamma \to \ell\ell$, die sich ähnlich wie in (28) jeweils unabhängig voneinander berechnen lassen.

zwei Fermion-Ströme und den zentralen Zwei-Photon-Prozeß $\gamma\gamma \to \ell\ell$ ist. Ähnlich wie in (28) können die Vertexströme von Elektron und Proton getrennt berechnet werden, und das komplette Matrixelement setzt sich einfach als Produkt der drei Beiträge (Elektronstrom, Protonstrom, Zwei-Photon-Kern) zusammen. Für den Zwei-Photon-Kern müssen die beiden Diagramme





$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}_{\gamma\gamma} \sim \quad & \bar{u}(p_1)\gamma_\mu e_1^\mu \frac{\not{k}_1 + m}{k_1^2 - m^2} e_2^\nu \gamma_\nu v(p_2) \\
& + \bar{u}(p_1)\gamma_\mu e_1^\mu \frac{\not{k}_2 + m}{k_2^2 - m^2} e_2^\nu \gamma_\nu v(p_2) \\
= & \; \bar{u}(p_1) \left(\not{e}_1 \frac{\not{k}_1 + m}{k_1^2 - m^2} \not{e}_2 + \not{e}_2 \frac{\not{k}_2 + m}{k_2^2 - m^2} \not{e}_1 \right) v(p_2)
\end{aligned}
\tag{40}
$$

berücksichtigt werden. In [Ver83] wird die Summierung über Photonpolarisationen und die algebraische Umwandlung in eine Funktion der LORENTZ-Vektoren q_1, q_2 und $Q = p_1 - p_2$ beschrieben. Zur Bildung des vollständigen Matrixelements ist mit dem Leptontensor (29) und dem Protontensor (entsprechend (33) im elastischen Fall und (36) im inelastischen Fall) zu kontrahieren. Die Behandlung des Elektronvertizes ist also völlig indentisch zur Beschreibung im vorigen Abschnitt. Für den Photonstrom wird die ebenfalls im vorigen Abschnitt beschriebenen Formfaktor-Methode benutzt, deren Auswahl und Kombination im Einzelnen auch konfigurierbar ist. Mit einer etwas veränderten Konvention der Vorfaktoren der Formfaktoren ergibt sich für den Protontensor

$$
W_{\mu\nu} = 2\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)\tilde{W}_1(q^2, Pq) + 8\left(P_\mu - \frac{Pq}{q^2}q_\mu\right)\left(P_\mu - \frac{Pq}{q^2}q_\mu\right)\tilde{W}_2(q^2, Pq).
$$

Durch die Wahl $W_1 = q^2\tilde{W}_1, W_2 = (Mc)^2\tilde{W}_2$ ergibt sich, daß für punktförmige Fermionen beide gleich eins zu setzen sind. Das Matrixelement kann damit in der Form

$$
|\mathcal{M}|^2 = \frac{W_1(P, Pq)(M_{11} + M_{12}) + W_2(P, pq)(M_{21} + M_{22})}{\left(q_1^2 q_2^2\left((q_1 q_2)^2 - (Qq_1)^2\right)\right)^2}
$$

geschrieben werden, wobei die komplexen Ausdrücke $M_{ij}(q_1, q_2, p_1, p_2)$ in [Ver83, §3] genau aufgeführt sind.

Obwohl der Protonvertex analytisch für den hier vor allem maßgeblichen Bereich kleiner $t = q_2^2$ und $M_X^2 = P'^2$ nicht berechnet werden kann, erhält man durch Benutzung der experimentell bestimmten Formfaktorparametrisierungen eine sehr verläßliche Beschreibung für den Zwei-Photon-Prozeß. Abweichungen sind demnach nur aufgrund von weiteren Beiträgen anderer Prozesse führender Ordnung (CP, DY), die im nächsten Absatz beschrieben werden, oder höherer Ordnung möglich.

Kombinatorik der Feynman-Graphen: GRAPE

Unternimmt man eine vollständige Beschreibung aller Graphen für den Prozeß ep $\to$ eXe$^+$e$^-$ in führender Ordnung, führt der systematische Ansatz, wie im Anhang (S. 207 ff.) genauer beschrieben wird, auf sechs Graphen für die elastische Amplitude und die inelastische Amplitude bei kleinen Impulsüberträgen und Proton-Endzustandsmassen M_X. Inelastische Prozesse höherer Ordnung und mit *higher twist* (vgl. [Hof99, 1.1]) können bei den in dieser Arbeit ausgewerteten Ereignissen vernachlässigt werden.

Die Beschränkung des LPAIR-Generators auf die multiperipheren Graphen führt dazu, daß nur zwei Amplituden und damit drei Matrixelemente in der Quadrierung berücksichtigt werden. Daß das ausreicht, um die Dilepton-Produktion vollständig zu beschreiben, scheint auf den ersten Blick unwahrscheinlich. Allerdings ist die Integration des kompletten Matrixelements mit mehr als sechshundert verschiedenen Termen sowohl algebraisch als auch numerisch keine triviale Aufgabe. Der bisher einzige Generator, mit dem dies gelöst wurde, gehört zur Generator-Generator-Art, wo die Erzeugung des Integranden selbst durch einen algebraischen Algorithmus übernommen wird. Der Generator GRAPE [Abe99] basiert auf dem Generator-Generator GRACE [Ish93] und berechnet das vollständige Matrixelement innerhalb des Standardmodells. Nachteil dieser Präzision und Automatisierung sind relativ lange Rechenzeiten aufgrund der fehlenden Optimierung. Daher wurde in [Hof99] nach technisch einfachen und trotzdem hinreichend genauen Kompromissen gesucht. Das Ergebnis hat zu dem im nächsten Abschnitt vorgestellten modifizierten Algorithmus für die Integrationsgrenzen des LPAIR-Generators geführt.

5.3 Vergleich der Dilepton-Rechenverfahren

Flußfaktorfaltung und algebraisch genaue Rechnung

Zunächst sollen die Ergebnisse der Flußfaktorintegration gemäß [Art91] und die Monte-Carlo-Simulation der genauen Rechnungen nach [Ver83] verglichen werden. In Abb. 81 ist jeweils für den elastischen und den inelastischen Protonvertex der Vergleich zwischen

- der Flußfaktorintegration (FluFaInt)
- dem LPAIR-Generator und
- dem GRAPE-Generator in einem besonderen restriktiven Modus, der lediglich die Zwei-Photon-Graphen wie auch in LPAIR berücksichtigt, (GRAPE-BH)

gemacht worden.

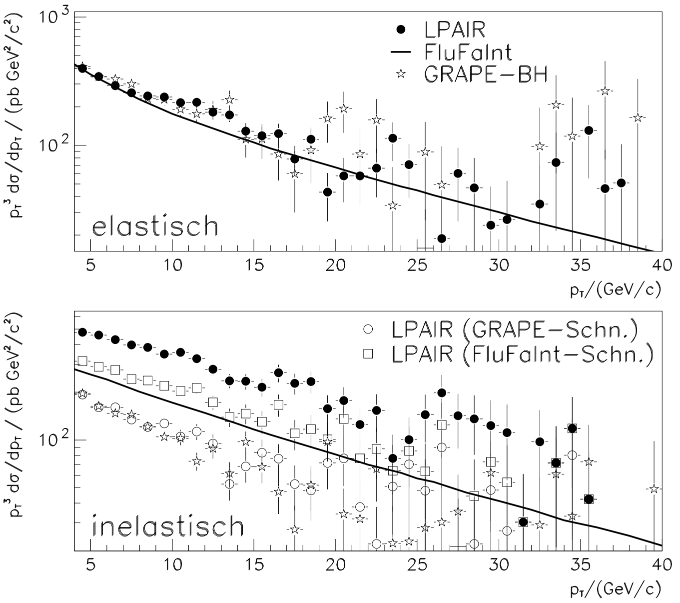


Abbildung 81:
Vergleich zwischen LPAIR und Flußfaktorintegration (FluFaInt) sowie dem GRAPE-Generator in einem LPAIR-kompatiblen Modus (GRAPE-BH):
Im elastischen Fall ist eine gute Übereinstimmung zwischen LPAIR und GRAPE-BH festzustellen, wobei beide offensichtlich einen leichten Überschuß im Bereich $p_\perp \approx 12$ GeV/c im Vergleich zur FluFaInt aufweisen.
Im inelastischen Fall ist der Vergleich nicht ohne zusätzliche Schnitte auf den Anwendugsbereich der Protonvertex-Beschreibung zulässig. Nach Anwendung von jeweils äquivalenten Schnitten auf LPAIR wird eine gute Übereinstimmung mit GRAPE-BH und dem Integrationsverfahren erzielt.

Im elastischen Fall besteht eine gute Übereinstimmung zwischen LPAIR und GRAPE-BH, die jedoch beide im Bereich um $p_\perp \approx 12$ GeV/c relativ deutlich höher als das Ergebnis der Flußfaktorfaltung ausfallen.

Im inelastischen Fall gestaltet sich der Vergleich etwas schwieriger, weil die Gültigkeit der Strukturfunktionen beziehungsweise Formfaktoren von den verschiedenen Autoren unterschiedlich ausgelegt worden sind. Daher sind drei Situationen getrennt zu vergleichen, die genauer in [Hof99] beschrieben worden sind.

Der LPAIR-Generator beschreibt den gesamten verfügbaren kinematischen Bereich ohne Einschränkungen und liegt daher erwartungsgemäß höher als alle anderen Ergebnisse. In der Flußfaktorfaltung wurden eine Obergrenze des Impulsübertrages auf der Protonseite mit $q_2^2 < p_\perp(\ell)^2$ festgelegt (FluFaInt-Schnitte). Die Gültigkeit der Protonbeschreibung im GRAPE-Generator wurde hingegen auf den Bereich $t = q_2^2 > -16\ (\mathrm{GeV}/c)^2$, $M_\mathrm{X}^2 < 5\ \mathrm{GeV}/c^2$ festgelegt. Bei Anwendung der entsprechenden Schnitte auf die mit LPAIR erzeugten Ereignisse erhält man jeweils die Übereinstimmung der Verteilungen.

Identische Teilchen, Verbesserung des LPAIR-Generators

Im vorigen Abschnitt wurde beschrieben, daß bei der Betrachtung der Elektronpaarerzeugung als Sonderfall der Leptonpaarerzeugung zwei identische Teilchen im Endzustand vorhanden sind (in dieser Arbeit zwei Positronen). Das führt formal zu einer großen Zahl zusätzlicher Graphen bei der Quadrierung der Matrixelemente. In der Praxis stellt sich die Frage, inwiefern diese überhaupt zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen. Außerdem ist beim Vergleich mit einer experimentellen Elektronpaar-Selektion mit unterschiedlichen Ladungsvorzeichen (als Mindestforderung) zu beachten, daß nicht festgelegt werden kann, welches der beiden Positronen letztlich im Detektor nachgewiesen worden ist. In der Tat muß ein korrekt berechneter Wirkungsquerschnitt identisch sein unter Austausch der Vierervektoren k'^μ und p_+^μ. Daraus folgt, daß im Gegensatz zur Leptonpaarerzeugung, wo $\ell \neq \mathrm{e}$, die Verteilungen von p_+^μ und p_-^μ nicht identisch sind. Es ist offensichtlich, daß für den LPAIR-Generator letztere Bedingung nicht erfüllen kann.

Will man eine experimentelle Dielektron-Selektion mit der durch einen Generator erzeugten Verteilung vergleichen, so müssen die Nachweisbedingungen $\mathcal{C}_i(p_\pm^\mu)$ und $\mathcal{C}_j(p_-^\mu; p_+^\mu)$ der Elektronen auf die generierten Ereignisse abgebildet werden. Beispiele für solche Bedingungen $\mathcal{C}$ sind

$$\mathcal{C}_1(p^\mu) = (p_\perp > \check{p}), \quad \mathcal{C}_2(p^\mu) = (|\vec{p}|\, c > \check{E}), \quad \mathcal{C}_3(p^\mu; q^\mu) = ((p+q)^2 > \check{m}^2 c^2),$$

also Transversalimpuls-, Energie- und Paarmassenschnitte auf gewisse Mindestwerte. Wegen der Identität der beiden Endzustandspositronen müssen diese Bedingungen in der Art

$$\begin{pmatrix} & (\mathcal{C}_1(p_+^\mu) & || & \mathcal{C}_1(k'^\mu)) \\ \&\& & (\mathcal{C}_2(p_+^\mu) & || & \mathcal{C}_2(k'^\mu)) \\ \&\& & \ldots & & \end{pmatrix} \&\& \begin{pmatrix} & (\mathcal{C}_3(p_-^\mu; p_+^\mu) & || & \mathcal{C}_3(p_-^\mu; k'^\mu)) \\ \&\& & \ldots & & \end{pmatrix} \&\& \begin{pmatrix} & \mathcal{C}_1(p_-^\mu) \\ \&\& & \mathcal{C}_2(p_-^\mu) \\ \&\& & \ldots \end{pmatrix}, \tag{41}$$

genannt Austausch-Schema, angewandt werden, im Gegensatz zu dem einfachen Schema

$$\mathcal{C}_1(p_+^\mu)\,\&\&\,\mathcal{C}_1(p_-^\mu)\,\&\&\,\mathcal{C}_2(p_+^\mu)\,\&\&\,\mathcal{C}_2(p_-^\mu)\,\&\&\,\mathcal{C}_3(p_+^\mu; p_-^\mu)\,\&\&\,\ldots,$$

welches nur für Nicht-Elektron-Paare ($\ell \neq \mathrm{e}$) benutzt werden sollte. Letzteres wurde vom LPAIR-Generator, der als Myonpaar-Generator ($\ell = \mu$) konzipiert worden war benutzt. Für Bedingungen, die sich auf alle drei Endzustandsleptonen beziehen oder keine Bedingung an die Ladung stellen, muß diese Vorgehensweise im selben Sinn noch weiter angepaßt werden.

Vergleiche der verschiedenen Leptonpaar-Generatoren in [Hof99] haben ergeben, daß für Leptonpaarmassen $m_\mathrm{ee} \simeq 10\ \mathrm{GeV}/c^2$ sichtbare Unterschiede zwischen der LPAIR-Näherung und dem vollständigen GRAPE-Modell auftreten (Abb. 82). Die zusätzlichen Graphen äußern sich in einem höheren Wirkungsquerschnitt. Ein bemerkenswertes Ergebnis hingegen war die Tatsache, daß der Generator LPAIR bei Anwendung des Austausch-Schemas (41) für die Integrationsschnitte diese Unterschiede unbedeutend werden. Die Hinzunahme der Austauschbedingungen $\mathcal{C}(p_+) \leftrightarrow \mathcal{C}(k')$ ergibt eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes, die recht genau dem Unterschied zu GRAPE in allen relevanten Verteilungen entspricht. Damit kann die relativ kurze Integrationszeit des LPAIR-Generators auch für den Dielektron-Fall ($\ell = \mathrm{e}$) mit dem Vorteil einer sehr guten Näherung verbunden werden.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß dieselben Betrachtungen hinsichtlich der identischen Teilchen im Endzustand auch für die in den nächsten Abschnitten behandelten resonanten Prozesse gelten. Da die zweite Kombination aber kinematisch nicht über die Paarmasse korreliert ist, sollte sie bei einer exklusiven Selektion nicht ins Gewicht fallen.

5.4 Vektormesonerzeugung

Neben der Erzeugung von Lepton-Antilepton-Paaren über Zwei-Photon-Prozesse wie im vorigen Kapitel beschrieben spielt der Wirkungsquerschnitt für die resonante Erzeugung von Vektormesonen eine bedeutende Rolle. In der ep-Streuung ist der physikalische Mechanismus jedoch sehr verschieden von dem

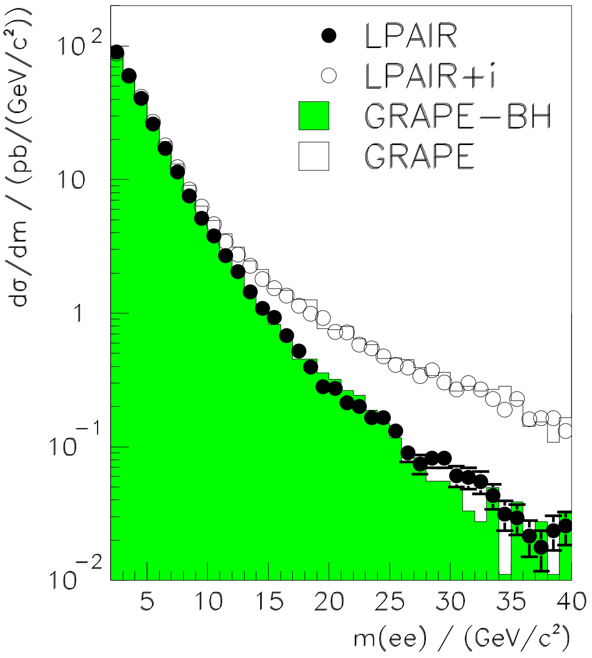


Abbildung 82:
Vergleich des Paarmassenspektrums m_{ee} der Generatoren LPAIR und GRAPE für verschiedene Optionen aus [Hof99]

nicht-resonanten QED-Prozeß. Das Vorhandensein eines Hadrons im Wechselwirkungskanal zwischen Elektron und Proton hat zur Folge, daß letzteres überwiegend durch starke Wechselwirkung an die Resonanz koppelt. Daher ist diese Reaktion ideal für die Untersuchung der hadronischen Aspekte in der Photon-Proton-Wechselwirkung. Darunter fällt zum Beispiel die Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons. Für diese Arbeit spielt hauptsächlich der Aspekt der Photon-Proton-Streuung bei kleinen Impulsüberträgen t eine Rolle. In diesem Abschnitt wird kurz der Hintergrund der theoretischen und phänomenologischen Ansätze verständlich gemacht und die derzeit benutzten Modelle für Vektormeson-Photoproduktion erläutert.

Regge-Theorie

Die Ideen von REGGE [Reg59; Reg60] haben in der Prä-Quark-Ära der hadronischen Physik einige Eigenschaften der Hadron-Hadron-Wechselwirkung aufgrund allgemeiner feldtheoretischer Annahmen plausibel machen können [Col77]. Sie können auch auf die diffraktive Erzeugung von Vektormesonen in ep-Streuung angewandt werden. Dazu betrachtet man die Vektormesonerzeugung gemäß dem in Abb. 12 (S. 19) und Tab. 1 dargestellten Bild als γp-Streuung (Photoproduktion), die in erster Linie über die starke, also hadronische Wechselwirkung vermittelt wird. Die wesentlichen aus der REGGE-Theorie abgeleiteten Eigenschaften sind die folgenden: Der in Abb. 83 dargestellte Streuprozeß $1\,2 \to 3\,4$ (s-Kanal) wird in der Feldtheorie aus einer Amplitude berechnet, die aus der des Prozesses $1\,3 \to 2\,4$ (t-Kanal) durch Vertauschen von Variablen hervorgeht (zu s und t vgl. MANDELSTAM-Variable t S. 20). Kinematisch unterscheiden sich diese zwar dadurch, daß $s > 0 > t$ einerseits und $t > 0 > s$ im letzteren Falle sind. Mathematisch postulierte REGGE jedoch, daß die Streuamplituden in allen Variablen analytisch fortsetzbar sind und so auseinander hervorgehen. Entsprechende diskrete Resonanzen in der t-Kanal-*Streuung* gehorchen der linearen Gleichung

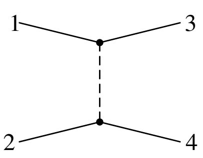


Abbildung 83:
Allgemeines Diagramm der 2→2-Streuung in der Regge-Theorie: Die Streureaktionen $1\,2 \to 3\,4$ (s-Kanal) und $1\,3 \to 2\,4$ (t-Kanal) gehen durch einfaches Vertauschen von Eingangs- und Ausgangsvariablen auseinander hervor, sodaß die Grundform der Streuamplitude identisch ist. Hier ist der *Austausch* eines Vermittlerteilchens im t-Kanal gezeigt, für den im Falle der s-Kanal-*Streuung* $t < 0$ gilt.

$$M^2 = \alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t,$$

die, für $t < 0$ fortgesetzt, auch REGGE-Trajektorie genant wird. Anhand der bekannten Hadronresonanzen lassen sich viele solcher REGGE-Trajektorien identifizieren [Che62]. Der t-Kanal-*Austausch* einer REGGE-Trajektorie $\alpha_i(t)$ in einer s-Kanal-*Streuung* führt zu einer Abhängigkeit

$$\sigma(s,t) \sim s^{\alpha_i(t)}$$

für den Wirkungsquerschnitt.

Von DONNACHIE und LANDSHOFF wurde für große Energien die Parametrisierung [Don92]

$$\sigma_{\gamma \mathrm{p}} = X s^{\epsilon} + Y s^{-\eta}$$

für den totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt von Hadronen auf der Basis der Regge-Theorie entwickelt. Der erste Term wird üblicherweise durch die Pomeron-Trajektorie, der zweite durch die Reggeon-Trajektorie hervorgerufen. Die Exponenten wurden zu $\epsilon = 0{,}08$ und $\eta = 0{,}45$ bestimmt. Im Gegensatz zur Reggeon-Trajektorie, auf der zum Beispiel die Mesonen $\rho, \omega, \ldots$ liegen, wurde bisher keine zur Pomeron-Trajektorie gehörende Resonanz beobachtet. Der Pomeron-Term überwiegt jedoch bei HERA-Energien.

Vektormeson-Dominanz

Das Modell der Vektormeson-Dominanz (Vektor-Dominanz-Modell, VDM, [Sak69; Sak72; Bau78]) war sehr erfolgreich bei der Beschreibung der Erzeugung der leichten Vektormesonen in γp-Stößen. Dort wird angenommen, daß sich der Zustandsvektor $|\gamma\rangle$ des Photons als eine Linearkombination von Vektormesonzuständen $|q\bar{q}(n\mathrm{S})\rangle$ und dem reinen QED-Anteil, $|\gamma, \mathrm{QED}\rangle$, beschreiben läßt:

$$|\gamma\rangle = \sum_i a_i \, |q\bar{q}(n\mathrm{S})\rangle + |\gamma, \mathrm{QED}\rangle \, .$$

Das generalisierte VDM (GVD) läßt außer ρ, ω, ϕ auch alle anderen Zustände $|q\bar{q}\rangle$ mit den Quantenzahlen des Photons $J^{PC} = 1^{--}$ zu. Für transversal polarisierte Photonen ist der Wirkungsquerschnitt für die Vektormeson-Photoproduktion

$$\sigma^{\mathrm{T}}(\gamma \mathrm{p} \to \mathrm{Vp}) = \frac{4\pi\alpha}{f_{\mathrm{V}}^2} \left(\frac{m_{\mathrm{V}}^2}{m_{\mathrm{V}}^2 + Q^2} \right)^2 \sigma^{\mathrm{T}}(\mathrm{Vp} \to \mathrm{Vp}),$$

wobei $\sigma^{\mathrm{T}}(\mathrm{Vp} \to \mathrm{Vp})$ der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Vektormesons V an einem Proton ist. Die Konstante f_{V} ist ein Maß für die (Schwäche der) VDM-Kopplung des Photons und wird aus der leptonischen Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\ell}$ des entsprechenden Vektormesons V zu

$$\frac{f_{\mathrm{V}}}{4\pi} = \frac{\alpha^2 m_{\mathrm{V}}}{3\Gamma_{\ell\ell}}$$

bestimmt, die wiederum ein Maß für die elektromagnetische Kopplung des Vektormesons ist.

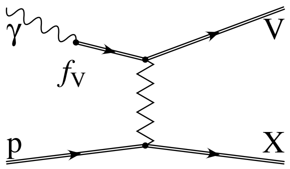


Abbildung 84:
Veranschaulichung des Vektor-Dominanz-Modells: Die Reaktion wird zerlegt in den V-Anteil im Photon f_{V} und die Vektormeson-Proton-Streuung $\mathrm{Vp} \to \mathrm{VX}$, welche unabhängig von einander behandelt werden können (faktorisieren).

Diffraktion

Wird Licht der Wellenzahl k an einer runden Öffnung mit Radius R gebeugt, so erhält man ein Beugungsbild (s. z. B. [Bor33, S. 49]), das der transzendenten BESSEL-Funktion erster Ordnung $J_1(x)$ entspricht. Die erste Näherung für kleine Beugungswinkel ϑ ergibt sich daraus zu $I = I_0 \cdot (2J_1(x))^2/x \approx I_0 \left(1 - \frac{R^2}{4}(k\vartheta)^2\right)$. Dieses charakteristische Verhalten wurde auch bei elastischer pp-Streuung beobachtet [Gou83]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}(t=0) \cdot e^{bt} \approx \frac{d\sigma}{dt}(t=0)(1 - b(E\vartheta)^2). \tag{42}$$

Dabei ist E die Energie des einlaufenden Protons. Offensichtlich ist für den Parameter in der Exponentialfunktion $\hbar^2 b = \frac{R^2}{4}$ zu erwarten, daß er sich in Verbindung mit der (effektiven) Größe des Streuobjekts, also $b \approx \frac{(1\ \mathrm{fm})^2}{4\hbar^2} \approx 6/(\mathrm{GeV}/c)^2$, bringen läßt. Das wurde in der Tat durch Messungen der Streuung von zum Beispiel Protonen, Antiprotonen, Photonen oder Pionen an Protonen bestätigt.

Das Modell der Beugung (frz. *diffraction*) suggeriert, daß das Proton intakt bleibt. Das heißt für den hier betrachteten Fall der Vektormesonproduktion, es werden keine Quantenzahlen zwischen Proton und Photon oder Vektormeson ausgetauscht. Ein elementares Teilchen, das die Quantenzahlen des Vakuums trüge, gibt es jedoch in der Theorie der QCD nicht. Allerdings entspricht die oben erwähnte Pomeron-Trajektorie einem solchen hypothetischen oder Quasi-Teilchen. Allgemein bezeichnet man daher als **diffraktive Ereignisse** oder Ereignisse mit Pomeron-Austausch diejenigen Ereignisse, bei denen zwischen Proton und einem weiteren hadronischen Teil des Endzustandes kein Farbfluß stattfindet. Das äußert sich darin, daß in der Verteilung der Teilchen im Endzustand eines Ereignisses, lorentzinvariant in Einheiten der Rapidität (Gl. (11), S. 22) gemessen, eine große Lücke ohne Teilchen vorkommt: die Rapidätslücke (engl.: *rapidity gap*).

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ wird wie im vorigen Abschnitt (dort als s) beschrieben von der Pomeron-Trajektorie $\alpha_{\mathbb{P}}$ bestimmt. Zusammen ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $W_{\gamma\mathrm{p}}$ und t

$$\frac{d\sigma(\gamma\mathrm{p}\to\mathrm{Vp})}{dt} = \left.\frac{d\sigma(\gamma\mathrm{p}\to\mathrm{Vp})}{dt}\right|_{t=0,W_{\gamma\mathrm{p}}=W_0} \cdot e^{b|t|}\cdot\left(\frac{W_{\gamma\mathrm{p}}}{W_0}\right)^{4\varepsilon}, \text{wobei} \tag{43}$$

$$|b(W_{\gamma\mathrm{p}})| = |b(W_0)| + 2\alpha'\ln\left(\frac{W_{\gamma\mathrm{p}}^2}{W_0^2}\right). \tag{44}$$

Diese Diffraktion wird auch bei Dissoziation des Protonrests mit kleinen Massen M_X beobachtet. Dann kommt eine Abhängigkeit von M_X^2 hinzu. In Analogie zur Optik bestimmt ein Verhalten $\sigma \sim M_\mathrm{X}^{-2}$ den Verlauf des Wirkungsquerschnitts, der für kleine M_X wie im Fall der QED von einer Resonanzstruktur für den Protonrest X überlagert wird [Gou83]. Weitere Einzelheiten zur Behandlung des Protonvertex, insbesondere im Vergleich zum QED-Prozeß, werden in Abschn. 5.8 (S. 112 ff.) behandelt.

5.5 Quarkonia

Ein Quark-Antiquark-System mit den gebundenen Zuständen $|q\bar{q}\rangle$ wird **Quarkonium** genannt, in Analogie zum Positronium-System $|e^+e^-\rangle$ der QED. Viele Eigenschaften des Positronium-Spektrums finden sich auch bei den Quarkonium-Mesonen wieder und werden hier nur zum Nachschlagen angeführt [Gri96, §5]. Besondere Beachtung verdienen die Quarkonia der schweren Quarks (c, b) aus zwei Gründen:

- Die hohen Quarkmassen haben zur Folge, daß das System mit nicht-relativistischen Wellengleichungen gut genug beschrieben werden kann.
- Die OZI-erlaubten Zerfälle (Abb. 85, [Lea82]) sind aufgrund der Massenerhaltung nicht möglich; die leichtesten Mesonen mit dem entsprechenden schweren Quark sind schwerer als die Hälfte der meisten Quarkoniumzustände (Abb. 86, Abb. 87). Dadurch haben die schweren Quarkonia einerseits eine hohe Lebensdauer und schmale Zerfallsbreite; auf der anderen Seite nehmen (aufgrund des Ausschlusses des hadronischen Phasenraumes) die Partialbreiten der leptonischen Zerfälle im Vergleich zu den verbleibenden, OZI-unterdrückten Kanälen einige Prozent (6,02% für J/ψ und 2,52% für Υ) der gesamten Zerfallsbreite ein und werden damit beobachtbar.

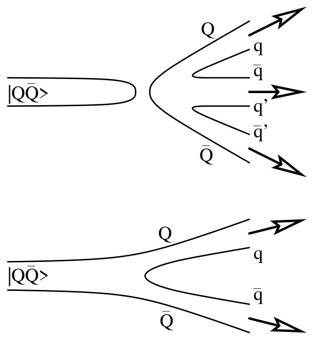


Abbildung 85:
Anschauliche Darstellung der (empirischen) Regel von Okubo [Oku63], Zweig [Zwe64] und Iizuka [Iiz66] (OZI): Das obere Diagramm enthält keine verbundenen Quarklinien; die notwendigerweise über Gluonen stattfindende Kopplung ist nicht eingezeichnet. Im unteren Diagramm sind die schweren Quarks Q, $\bar{\mathrm{Q}}$ auch nach dem Quarkonium-Zerfall noch erhalten.

Da die Lebensdauer der Top-Quarks kürzer ist als die möglicher gebundener Quarkonium-Zustände (Toponium), existieren als schwere Quarkonium-Resonanzen nur das Charmonium- und das Bottomonium-System.

Charmonium

Das leichteste Charmonium-Meson wurde 1974 von zwei Experimenten gleichzeitig [Aub74; Aug74] entdeckt und später J/ψ genannt. Die beiden unteren S-Zustände, J/ψ (1S) und ψ' (2S), liegen unterhalb der Schwelle für die leichtesten Mesonen mit nichtverschwindender Charm-Quantenzahl, $D^{\pm}$ und $D^0/\bar{D}^0$. Abb. 86 zeigt das Massendiagramm, die Quantenzahlen der verschiedenen Zustände und ihre (internen) Zerfallskanäle.

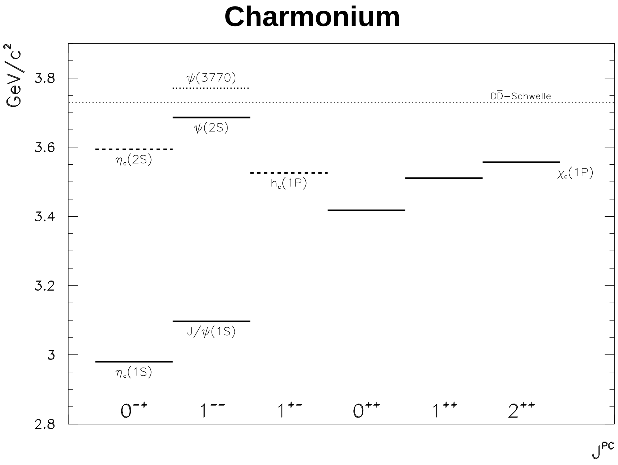


Abbildung 86:
Massendiagramm des Charmonium-Systems

Bottomonium

Im Vergleich zum Charmonium-System liegen mehr der $|b\bar{b}\rangle$-Zustände unterhalb der $B\bar{B}$-Schwelle und sind damit wegen der OZI-Regel relativ langlebig. Sie wurden 1977 entdeckt und Υ genannt [Her77]. Ein Vorteil bei der theoretischen Betrachtung, wie Berechnung von Energieniveaus (Mesonen) und (partiellen) Wirkungsquerschnitten für Erzeugung und Zerfall, ist die hohe Masse ($m_b \approx 4{,}7$ GeV/c^2) der Schönheits-Quarks, die aus nicht-relativistischen Potentialmodellen sehr brauchbare Näherungen macht. Abb. 87 zeigt das bisher erforschte sowie teilweise nur vorhergesagte Massenspektrum, die wichtigsten Übergangskanäle und die Zuordnung von Quantenzahlen zu den verschiedenen Zuständen.

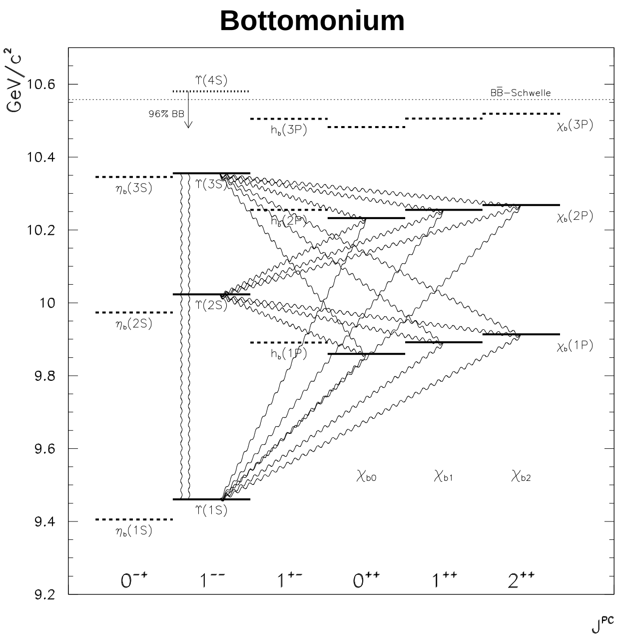


Abbildung 87:
Massendiagramm des Bottomonium-Systems

Ypsilon-Kaskade

Wie in [Ham99] ist es mit dem H1-Detektor derzeit nicht möglich, das Massenspektrum der drei

Ypsilon-Resonanzen $\Upsilon(1S), \Upsilon(2S), \Upsilon(3S)$ einzeln aufzulösen. Daher muß eine geeignete Methode gefunden werden, um einen inklusiv gemessenen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\Upsilon}^{\text{exp.}} = \sum_{n=1}^{3} \sigma\left(\text{ep} \rightarrow \Upsilon(n\text{S})\right) b(\Upsilon(n\text{S} \rightarrow \text{e}^+\text{e}^-)$$

mit den vorhandenen Modellen bestmöglich zu vergleichen. Dazu werden die bekannten Verzweigungsverhältnisse $b(\Upsilon \rightarrow \text{e}^+\text{e}^-)$ benutzt. Eine Messung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte zueinander liegt jedoch für die Photoproduktion nicht vor und muß aus anderen Experimenten extrapoliert werden. Allerdings tragen die einzelnen Zustände nicht nur über den direkten leptonischen Zerfall $\Upsilon \rightarrow \text{e}^+\text{e}^-$ sondern auch über sogenannte Kaskadenzerfälle wie zum Beispiel $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi\pi \rightarrow \text{e}^+\text{e}^-\pi\pi$. Daher wird die Kaskadenstruktur der Ypsilon-Familie genauer untersucht.

$\Upsilon(1S), m_{1S} = 9{,}46$ GeV/c^2		$\Upsilon(2S), m_{2S} = 10,02$ GeV/c^2		$\Upsilon(3S), m_{3S} = 10,36$ GeV/c^2	
		$\hookrightarrow\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	18,5%	$\hookrightarrow\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$	4,48%
		$\hookrightarrow \text{e}^+\text{e}^-\pi^+\pi^-$	**0,47%**	$\hookrightarrow\text{e}^+\text{e}^-\pi^+\pi^-$	**0,16%**
		$\hookrightarrow\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$	8,8%	$\hookrightarrow\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0$	2,06%
		$\Upsilon(1S)\gamma\gamma$	3,9%	$\Upsilon(1S)\gamma\gamma$	2,02%
		$\hookrightarrow \text{e}^+\text{e}^-+$ neutrale	**0,32%**	$\hookrightarrow\text{e}^+\text{e}^-+$ neutrale	**0,10%**
				$\hookrightarrow\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$	2,8%
				$\hookrightarrow\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	0,52%
				$\hookrightarrow\text{e}^+\text{e}^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	**0,01%**
				$\hookrightarrow\Upsilon(1S)\pi^0\pi^0\pi^+\pi^-$	0,25%
				$\hookrightarrow\text{e}^+\text{e}^-\pi^0\pi^0\pi^+\pi^-$	**0,01%**
				$\hookrightarrow\text{e}^+\text{e}^-\pi^+\pi^-$	**0,10%**
				$\hookrightarrow\Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$	2,0%
				$\Upsilon(2S)\gamma\gamma$	5,0%
				$\hookrightarrow\Upsilon(1S)\text{v}^0\text{v}^0\pi^+\pi^-$	1,30%
				$\hookrightarrow\text{e}^+\text{e}^-\pi^+\pi^- +$ neutr.	**0,03%**
				$\hookrightarrow\Upsilon(1S) +$ neutr.	0,62%
				$\hookrightarrow\text{e}^+\text{e}^- +$ neutr.	**0,02%**
				$\hookrightarrow\text{e}^+\text{e}^- +$ neutr.	**0,25%**
$\hookrightarrow \text{e}^+\text{e}^-$	**2,52%**	$\hookrightarrow \text{e}^+\text{e}^-$	**1,18%**	$\hookrightarrow \text{e}^+\text{e}^-$ $(\mu\mu)$	**1,81%**
$\sigma(m_{\text{ee}} = m_{1S}) =$	$\sigma_{1S}\cdot$**2,52%**	$+$	$\sigma_{2S}\cdot$**0,79%**	$+$	$\sigma_{3S}\cdot$**0,33%**
$\sigma(m_{\text{ee}} = m_{2S}) =$			$\sigma_{2S}\cdot$**1,18%**	$+$	$\sigma_{3S}\cdot$**0,35%**
$\sigma(m_{\text{ee}} = m_{3S}) =$					$\sigma_{3S}\cdot$**1,81%**
$\Upsilon(1S) \rightarrow \text{ee}$	**2,52%**	$\Upsilon(2S) \rightarrow \text{ee} + \text{X}$	**1,97%**	$\Upsilon(3S) \rightarrow \text{ee} + \text{X}$	**2,49%**

Tabelle 22: Die Ypsilon-Kaskade (nach [PDG98]): Verzweigungsverhältnisse für die Zerfallskanäle, die in mindestens einen möglichen Endzustand mit einem Elektronpaar münden. Die Zwei-Photon-Zerfallskanäle $\Upsilon(n\text{S}) \rightarrow \Upsilon((n-1)\text{S})\gamma\gamma$ werden dominiert von den resonanten Übergängen über die 1P-Zustände $\chi_{\text{b}s}(s = 0, 1, 2)$ [CLEO94]. Deren Verzweigungsverhältnisse sind mangels genauerer Daten als Untergrenzen zu verstehen. Das Verzweigungsverhältnis $\Upsilon(3S) \rightarrow \text{e}^+\text{e}^-$ wurde bisher nicht direkt gemessen; daher wird der Meßwert für $\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ angenommen. Unter dem Begriff „neutrale" werden π^0 und γ zusammengefaßt, die beide im Detektor keine Spuren hinterlassen.

Tab. 22 enthält die vollständige Aufstellung aller Kanäle, die Dilepton-Zerfallspektrum im Υ-Bereich beitragen. So erhöht sich zum Beispiel der Anteil der Elektronpaare, die über die $\Upsilon(3S)$-$\Upsilon(2S)$-Kaskade zum Massenspektrum beitragen, deutlich gegenüber den direkten Dilepton-Zerfällen. Dieser Sachverhalt wird vom Monte-Carlo-Generator DIFFVM berücksichtigt, indem die für den Dileptonkanal wichtigen Kettenzerfälle größtenteils mitsimuliert werden. Der Vergleich in Tab. 23 zeigt, daß die Zahlenwerte des Generators und der derzeit gültigen PDG-Tabelle [PDG98] kompatibel sind.

5.6 Simulation und QCD der Vektormesonproduktion

Zur Simulation der Vektormeson-Ereignisse des Dielektron-Spektrums wurde der Generator DIFFVM

Kanal		DIFFVM	PDG
$\Upsilon'(2S) \rightarrow$	$\Upsilon\pi^0\pi^0$	**11,0%**	**11,8%**
	$\Upsilon\pi^+\pi^-$	**23,0%**	**25,1%**
	$\ell^+\ell^-$	**66,0%**	**63,1%**
$\Upsilon''(3S) \rightarrow$	$\Upsilon'\pi^0\pi^0$	**1,84%**	**1,7%**
	$\Upsilon\pi^0\pi^0$	**2,40%**	**2,4%**
	$\Upsilon'\pi^+\pi^-$	**2,58%**	**2,4%**
	$\Upsilon'\gamma\gamma$	**4,61%**	**4,4%**
	$\Upsilon\pi^+\pi^-$	**5,16%**	**5,3%**
	$\ell^+\ell^-$	**83,41%**	**83,8%**

Tabelle 23:
Kaskadenzerfälle der Quarkonia, die im DIFFVM-Generator berücksichtigt werden, und deren relative Anteile an Endzuständen, in denen zwei Leptonen auftreten

benutzt, der eine modellunabhängige Parametrisierung des integrierten Wirkungsquerschnittes erlaubt. Inzwischen gibt es zahlreiche QCD-basierte Modelle zur Vektormesonproduktion, die hier nicht alle aufgezählt werden können. Die wesentlichen Ideen und Ergebnisse einiger ausgewählter Verfahren werden im zweiten Abschnitt kurz dargestellt.

DIFFVM und andere Generatoren

Der Monte-Carlo-Generator DIFFVM [Lis93] basiert auf den allgemeinen, weiter oben vorgestellten, Formeln der Vektormesonproduktion für den Wirkungsquerschnitt (43) und das Verhalten des Exponenten $b(t)$ in Abhängigkeit vom Impulsübertrag (44). Für die simulierten Ereignisse in dieser Arbeit wurden die in Tab. 24 aufgeführten Werte benutzt.

Parameter	Wert
$W_{\gamma p}$-Exponent (REGGE-Achsenabschnitt) ϵ+1	1,225
Propagator-Exponent n	2,5
b/GeV^2 (elastische)	4,0
b/GeV^2 (protondissoziativ)	1,6
b-Steigung REGGE-Trajektorie α'	0,0

Tabelle 24:
Wichtige in DIFFVM für die Simulation von Ereignissen benutzte Parameterwerte

Ein Phänomen, das vor allem beim Zerfall der Quarkonia in Elektronen (wegen ihrer kleinen Masse) eine Rolle spielt, ist die Abstrahlung von Photonen im Endzustand. Konkret bedeutet das, daß höhere Ordnungen der QED für diesen Zerfall größere Korrekturen als für andere Zerfälle ausmachen. Bei der Messung der Elektronpaarmasse ist ein sogenannter Strahlungsschwanz, eine Verschmierung zu niedrigeren Energien und daher auch niedrigeren Paarmassen, zu beobachten (Abschn. 7.9, S. 161). Diese Abstrahlung im Endzustand wird nicht von DIFFVM berücksichtigt. Studien mit dem speziellen Programm PHOTOS [Bar91b; Bar93] haben eine Verbesserung der Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen bei Berücksichtigung dieser Korrekturen zeigen können [DSc01]. Da sich der inklusive Wirkungsquerschnitt bei entsprechender Berücksichtigung eines verbreiterten Massenbereiches nicht ändert, wurde aufgrund der niedrigen Statistik der Signalereignisse in dieser Arbeit auf dessen Anwendung verzichtet.

Für die Simulation inelastischer Vektormesonproduktion durch Boson-Gluon-Fusion steht der Generator EPJPSI [Jun92] zur Verfügung. Da diese Ereignisse viele zusätzliche geladene Teilchen im Endzustand aufweisen, sind sie bei den in der Auswertung angewandten Schnitten auf die maximale Spuranzahl für diese Arbeit nicht relevant.

Modelle zur Photoproduktion von Vektormesonen

Bei der QCD-Betrachtung der Vektormesonproduktion geht man zumeist davon aus, daß das keine Quantenzahlen übertragende Quasiteilchen Pomeron in niedrigster Ordnung durch einen Zwei-Gluon-Austausch wie in Abb. 88 dargestellt vertreten wird. Zur Berechnung wird, ähnlich wie in Abb. 84, die

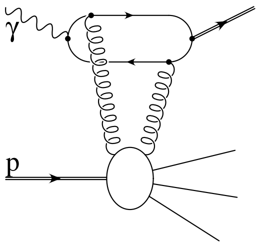


Abbildung 88:
Photon-Proton-Wechselwirkung in niedrigster Ordnung QCD

Annahme einiger weiterer Faktorisierungen gemacht, sodaß sich der Prozeß wie folgt aufspalten läßt:

1. $\gamma \to |q\bar{q}\rangle$: Fluktuation des Photons im GVD-Modell in einen (schweren) Quark-Antiquark-Zustand,
2. $|q\bar{q}\rangle\,p \to |q\bar{q}\rangle'\,X$: Streuung des Quark-Antiquark-Zustandes an einem Proton innerhalb der QCD,
3. $|q\bar{q}\rangle' \to V$: Bildung des gebundenen Quarkonium-Zustandes aus dem (gestreuten) Quark-Antiquark-Zustand.

Das ist plausibel unter der Annahme, daß die Zeitskalen so geordnet sind, daß zwischen den einzelnen Subprozessen eine genügend große Zeit liegt. Genauere theoretische Untersuchungen [Heb98] zeigen aber auch, daß nicht-faktorisierende Beiträge sich kompensieren (*gauge cancellations*). Der Zwei-Gluon-Graph (Abb. 88, *box diagram*) kann störungstheoretisch berechnet werden. Modelle, die bis zu den führenden Logarithmus-Termen [Rys93] ausgeführt wurden, oder doppelt-logarithmische (*double leading logarithm approximation*) Voraussagen [Bro94] bestätigen übereinstimmend die Aussage, daß der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte $g(x)$ im Proton ist,

$$\sigma \sim |x\,g(x)|^2\,,$$

wie man intuitiv auch aus dem Graph der Abb. 88 abliest.

Das Verhalten des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Photonvirtualität wird in beiden Verfahren angenähert mit

$$\sigma \sim \frac{1}{(Q^2 + m(\mathrm{V})^2)^n} \tag{45}$$

angegeben, wobei der Exponent effektiv als etwas kleiner als 3 angegeben wird. Für den in dieser Arbeit untersuchten Bereich der Photoproduktion ($Q^2 < 1\ \mathrm{GeV}^2$) wurde ein Exponent $n = 2{,}5$ gewählt (Tab. 24).

Für genügend große Impulsüberträge ($Q^2 > m(\mathrm{q}^2)$) wird das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte verschiedener Quarkonia durch die Ladung der Quarks bestimmt [Per87, §5.7], sodaß

$$\sigma(\rho : \omega : \phi : \mathrm{J}/\psi : \Upsilon) = 9 : 1 : 2 : 8 : 2.$$

In Photoproduktion liegen die Wirkungsquerschnitte der schweren Quarkonia J/ψ und Υ jedoch mehrere Größenordnungen unter diesen theoretischen SU(4)-Voraussagen, während für die leichteren Mesonen sowie bei genügend hohen Photonvirtualitäten Q^2 die bisherigen Messungen in guter Übereinstimmung damit stehen. Dieses Ergebnis entspricht gut der Vorhersage [Fra98] eines globalen Vorfaktors gemäß

$$\sigma \sim \frac{m(\mathrm{V})^3}{(Q^2 + 4m(\mathrm{q})^2)^4}.$$

Dabei sind $m(\mathrm{V})$ die Masse des erzeugten Vektormesons und $m(\mathrm{q})$ die Masse der enthaltenen Quarks.

Für die Berechnung der schwersten Resonanz, Υ, erhält man

$$\frac{\sigma(\mathrm{J}/\psi)}{\sigma(\Upsilon)} \approx 243,$$

was noch mit einer relativ großen Unsicherheit wegen der zu verwendenden Quarkmassen versehen ist. Insofern ist es um so erstaunlicher, daß dieser Wert, der als Obergrenze zu verstehen ist, von den ersten Messungen [ZEUS.98; H1.00.2] bei HERA deutlich überschritten wurde.

Genauere Untersuchungen [Fra99; Mar99] ergaben, daß im Falle der Bottomonium-Resonanzen zwei weitere Effekte berücksichtigt werden müssen.

1. Die Gluondichte erhält genau betrachtet einen Vorfaktor, $\sigma \sim |(1 + i\beta)|$, mit dem Verhältnis von Realteil zu Imaginärteil der quantenmechanischen Streuamplitude $\beta = \mathrm{Re}(\mathcal{A})/\,\mathrm{Im}(\mathcal{A})$. Sie wird für

J/ψ mit einer Näherung aus dem Imaginärteil Im($\mathcal{A}$) berechnet. Insbesondere für kleine $W_{\gamma\mathrm{p}}$ ist diese Näherung für die hohe Υ-Masse nicht gültig und β größer als im J/ψ-Fall.

2. Die Annahme, daß sich der Impulsübertrag t auf zwei Gluonen mit dem Impulsanteil $x/2$ gleichmäßig aufteilt, ist für zu große Massen in der Quarkschleife nicht mehr gültig, sodaß auch auf der Protonseite mit zwei Werten x, x' gerechnet werden muß. Das drückt sich in der Anwendung der nicht-diagonalen Partondichtefunktionen $g(x, x')$ (engl.: *skewed parton functions*) aus.

Beide Effekte führen jeweils zu einem Korrekturfaktor von ungefähr 2.

Wie in Abb. 87 zu sehen ist, tragen auch Quarkonia mit höheren radialen Quantenzahlen zum Υ-Spektrum bei, was bei der Proton-Proton-Streuung (TeVatron) zu einer bedeutenden Korrektur der Υ-Wirkungsquerschnitte führt [WWW03]. Aufgrund von Paritätserhaltung wird bei HERA eine ungerade Zahl von Gluonen (sowie ein Photon) zur Bildung eines χ-Zustandes (nP) benötigt, während beim TeVatron eine gerade Zahl von Gluonen auftreten muß. Das führt dazu, daß beim TeVatron ein Gluon weniger, bei HERA ein Gluon mehr bei χ-Erzeugung als beim vergleichbaren Prozeß der J/ψ- oder Υ-Erzeugung auftritt. Im Endeffekt ist damit die χ-Erzeugung bei HERA gegenüber den nS-Zuständen um α_s^2 unterdrückt und wird im weiteren vernachlässigt.

5.7 Zerfall und Winkelverteilungen

Ein übliches Mittel zur Trennung der Beiträge verschiedener Produktionsmechanismen mit identischen Endzuständen ist auch die statistische Anreicherung durch Schnitte auf Winkelverteilungen. Wie im Fall der leptonischen Zerfälle von Vektormesonen in diesem Abschnitt gezeigt wird, sind nach Anwendung der Akzeptanzschnitte die Zerfallswinkelverteilungen der Leptonen für Vektormesonproduktion und Photon-Photon-Prozeß nahezu gleich.

Zurückblickend auf Abb. 10 (S. 18) in Abschn. 1.3 können im Falle der inelastischen Streuung (d. h. $n > 2$ Teilchen im Endzustand) einige weitere Winkel eindeutig bestimmt werden. Im hier vorliegenden Fall gibt es insgesamt vier Teilchen im Endzustand, von denen aber nur zwei (das Elektronpaar) in jedem Ereignis gemessen werden. Daher kann aus dem Fächer von Winkeln [KSc73;Mey98] nur der Zerfallswinkel ϑ^* bestimmt werden. Grob gesagt kann dieser im Sinne der Abb. 10 als der ϑ entsprechende Polarwinkel in der Subreaktion $\gamma_1\gamma_2 \to \ell^+\ell^-$ (siehe unten) betrachtet werden.

Eine genaue Berechnung dieser Zerfallswinkelverteilung verlangt eine aufwendige statistische [KSc73] Behandlung, die für den hier überwiegend maßgeblichen Fall der elastischen Photoproduktion von Leptonpaaren vereinfacht formuliert werden kann:

- $\gamma\mathbb{P} \to V \to e^+e^-$ für Vektormesonproduktion und
- $\gamma\gamma \to e^+e^-$ für den Zwei-Photon-Prozeß.

Unter der Annahme $Q^2 \approx 0, t \approx 0$, erhält man den Winkel ϑ^* durch Transformation von $\vartheta(\mathrm{e}^+), \vartheta(\mathrm{e}^-)$ in das $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Schwerpunksystem. Im Fall der Vektormesonproduktion teilt sich der Spin 1 des Vektormesons auf die Zerfallselektronen mit $2\times{}^1\!/_2$ auf, woraus die Winkelverteilung

$$w(\vartheta^*) \sim 1 + \cos^2\vartheta^* \tag{46}$$

folgt. Im Fall des Zwei-Photon-Prozesses gibt es keinen Zwischenzustand mit definiertem Spin, es sind alle Zustände mit beliebigem Spin- und Bahndrehimpuls der Elektronen oder Photonen zugelassen, sofern der Gesamtdrehimpuls erhalten bleibt. Um die Winkelverteilung zu berechnen geht man vom Elektronpropagator, hier t genannt, im Schwerpunktsystem aus und mittelt über den Teilchenaustausch ($\mathrm{e}^+ \leftrightarrow \mathrm{e}^- \Leftrightarrow \vartheta \leftrightarrow \pi - \vartheta$):

$$\begin{aligned} w(\vartheta^*) \sim \frac{1}{t} \sim \frac{1}{\cos^2\frac{\vartheta^*}{2}} + \frac{1}{\sin^2\frac{\vartheta^*}{2}} \\ = \frac{1}{\left(\cos\frac{\vartheta^*}{2}\sin\frac{\vartheta^*}{2}\right)^2} \\ = \frac{2}{\sin\vartheta^*} \end{aligned} \tag{47}$$

Beide Winkelverteilungen haben bei $\vartheta^* = \frac{\pi}{2}$ ihr Minimum.

5.8 Protonvertex und Protondissoziation

Wie erwähnt gibt es zur Darstellung des Proton kein elementar (aus der QCD zum Beispiel) herleitbares Modell. Derzeit bestehende Beschreibungen sind phänomenologisch begründet oder rein experimentell ermittelt. Die verschiedenen Modelle für das Proton und dessen elastische und inelastische Wechselwirkung gehen in dreierlei Hinsicht in die Simulation ein:

1. Der inklusive und nach Impulsübertrag t differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion wird unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten inelastischen Formfaktoren des Protons berechnet.
2. Der (angeregte) Endzustand des Proton-Systems im inelastischen, proton-dissoziativen Fall, wird ebenfalls inklusiv durch dessen invariante Masse M_X beschrieben. In erster Näherung folgt aus dem Modell der Diffraktion ein Verhalten $\sigma \sim 1/M_\mathrm{X}$.
3. Die Erzeugung der einzelnen Hadronen des dissoziierten Proton-Systems ist der schwierigste Teil bei der Beschreibung durch ein Simulationsmodell. Sie ist allerdings von Bedeutung, wenn die Unterscheidung von der elastischen Streuung (typischerweise bei kleinen M_X) aufgrund der Detektorakzeptanzen nicht mehr oder nur beschränkt möglich wird. Es gibt dafür mehrere Ansätze, die in den verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren verwendet werden.

JETSET

Das Programmpaket JETSET [Sjo94] erlaubt die ereignisweise Darstellung der Hadronisierung, ausgehend vom Quark- und Gluon-Niveau. Dazu werden zwei oder mehrere Quarks und Gluonen mit Viererimpulsen angegeben, die durch beliebig viele Farbstrings verbunden werden. Im Rahmen des Lund-String-Modells [Sjo86; Sjo87] und entsprechend vieler bisheriger Meßergebnisse parametrisiert erzeugt dann die Programmbibliothek aus dem Quark-Gluon-Endzustand einen Baryon-Meson-Endzustand, jeweils unter Angabe der entsprechenden Vierervektoren. Letztere werden dann an die Detektorsimulation (Kap. 4, S. 77) weitergegeben, wo der Zerfall und die Wechselwirkung dieser Teilchen mit dem Detektor simuliert werden.

Erzeugung des hadronischen Endzustandes

Für die bisher besprochenen Berechnungen der Wirkungsquerschnitte und der Kinematik des Dilepton-Zustandes war es ausreichend, die Formfaktoren in Abhängigkeit von x und t zu kennen. Für eine vollständige Simulation der Detektorantwort jedoch muß man den Endzustand des Protons, oder dessen, was davon übrig bleibt (X), ebenfalls genau kennen. Für den elastischen Fall ($\mathrm{X} = \mathrm{p} \Rightarrow x = 1$) ist das trivial — der Vierervektor des auslaufenden Protons p ist eindeutig bestimmt — und braucht keine weiteren Erläuterungen. Für den inelastischen Fall (für kleine $|t|$ auch Proton-Dissoziation genannt) gibt es für ein gegebenes Paar $(x; t)$ im allgemeinen eine unendliche Menge von kinematisch und dynamisch zulässigen Endzuständen. Für die in dieser Arbeit ausgewerteten Ereignisse ist $|t|$ klein, sodaß vor allem auch perturbative Ansätze der Beschreibung fehlschlagen müssen.

Der weiter vorn (S. 96) beschriebene Verlauf des inelastischen Wirkungsquerschnittes für den γp-Vertex legt einige Vermutungen nahe, was die Natur des erzeugten Endzustandes X angeht. Für kleine Dissoziationsmassen M_X werden vor allem „angeregte Protonen", also die leichtesten Nukleonresonanzen, erzeugt, deren Zerfälle weitgehend bekannt sind. Die invariante Masse hängt über

$$M_\mathrm{X} = M^2 - t\left(\frac{1}{x} - 1\right) \tag{5'}$$

mit dem Impulsübertrag t am Protonvertex und dem Partonimpuls(anteil) x zusammen, woraus die zu kleinen Dissoziationsmassen äquivalente Bedingung „$|t|$ klein" oder „x groß" unmittelbar abgelesen werden kann. Aufgrund des Photonpropagators im Wirkungsquerschnitt werden gerade kleine $|t|$ und damit kleine M_X bevorzugt, also der Bereich der Hadronisierung, der nicht in perturbativer QCD berechnet werden kann. Es gibt aber einige phänomenologische Modelle zu dessen Beschreibung.

Zunächst sei $\tilde{q}$ der Viererimpuls des Photons oder eines entsprechenden (Quasi-)Teilchens, das mit dem Proton wechselwirkt, sodaß hier

$$x = \frac{t}{P\tilde{q}} = \frac{-\tilde{q}^2}{P\tilde{q}}$$

analog zu (3) und (4) gilt.

Man kann zwei grundsätzliche Ansätze zur Erzeugung des Endzustands unterscheiden:

1. Es wird ein Quark-Diquark-System durch zufällige Auswahl eines Valenzquarks gebildet, das dann an die JETSET-Bibliotheksroutinen als Farbsingulett übergeben wird, welche die endgültigen Hadronen bestimmen. Eine Erweiterung dieses Ansatzes besteht darin, auch die Seequarks einzubeziehen und als ein oder mehrere Farbsinguletts an die JETSET-Funktionen weiterzugeben.
2. Es können aber auch die empirisch ermittelten Ergebnisse der Impuls- und Multiplizitätsverteilungen direkt verwendet werden, was mittelbar ja auch in die Entwicklung von JETSET und dem Lund-Stringmodell eingegangen ist.

Da eine inklusive Auswertung aller Dielektron-Ereignisse innerhalb der Detektorakzeptanz vorgenommen wird, wird vor allem ein genaues Verständnis der beiden Prozesse benötigt. Dieses Kapitel beschreibt zur Verfügung stehende Theorien, bisherige Ergebnisse und Zielsetzungen für die in den weiteren Kapiteln gemachten Messungen. Der theoretisch exakt berechenbare Zwei-Photon-Prozeß in niedrigster Ordnung (Abb. 65) [Dun94; Ver83] stellt den größten Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt dar. In einem sehr ähnlichen Mechanismus können anstelle der zwei Elektronen auch zwei Quarks erzeugt werden, wobei dann die starke Wechselwirkung, also Gluon statt Photon, in der Kopplung zwischen Proton und Fermionschleife vorherrscht. Sind die Quarks in einem Quarkonium-Resonanzzustand gebunden, der in zwei Leptonen zerfällt, so trägt auch dieser zu den Dilepton-Ereignissen bei und kann über die invariante Masse des Elektronenpaares identifiziert werden. Trotz der geringen leptonischen Zerfallsbreite können die schweren Vektormesonen J/ψ und Υ beobachtet und deren Wirkungsquerschnitte bestimmt werden (Kap. 8). Leichtere Vektormesonen sind im Massenspektrum nicht sichtbar, weil ihre Zerfallsbreite in e^+e^- (oder die Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifizierung entsprechender $\pi^+\pi^-$-Paare) klein ist und deren Zerfallsenergien kaum über der Rauschschwelle des FlAr-Kalorimeters liegen.

Das LPAIR-Programm benutzt zwei Ansätze des ersten Typs. Im (inelastischen) Formfaktor-Modus wird aus dem Proton ein Quark-Diquark-System u(ud) oder d(uu) gemäß Tab. 25 ausgelost. Die Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen Kombinationen ergibt sich aus den Quadraten Quarkladungen und der Anzahl der Valenzquarks einer Sorte. Zudem wird eine Gleichverteilung zwischen Singulett- und Triplett-Zustand des (ud)-Diquarksystems angenommen.

P	$^1/_9$	$^4/_9$	$^4/_9$
	(d; uu)	(u; ud$_1$)	(u; ud$_3$)

Tabelle 25:
LPAIR — Wahl des Dissoziationszustandes auf Quarkniveau: Wahrscheinlichkeitstabelle

Dann wird ein Zerfall im γp-Schwerpunktsystem simuliert. Abb. 89 illustriert die Bedeutung der verschiedenen Variablen.

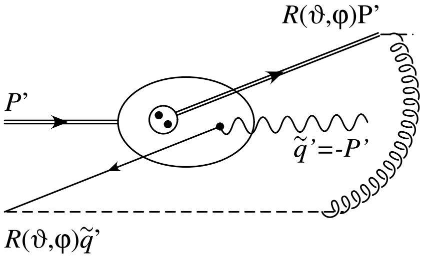


Abbildung 89:
Methode zur Aufteilung des Protonimpulses in LPAIR (Protondissoziation)

$$P' = \Lambda(\beta^*)P; \quad \beta^* = \frac{P - \tilde{q}}{P + \tilde{q}}$$

Im PDFLIB-Modus von LPAIR, der für hohe $|t| \simeq 2$ GeV^2, also nur marginal zur Anwendung kommt, wird der Dissoziationszustand wie im Programm DIFFVM erzeugt:

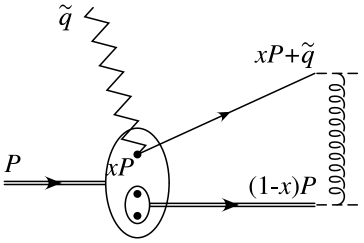


Abbildung 90:
Methode zur Aufteilung des Protonimpulses im (inelastischen) Formfaktor-Modus von LPAIR

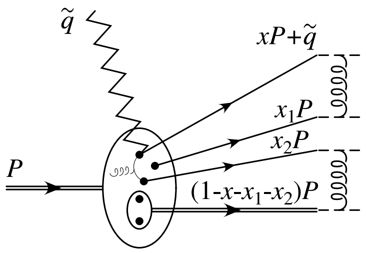


Abbildung 91:
LPAIR-Methode zur Aufteilung des Protonimpulses im PDFLIB-Modus für See-Quarks

5.9 Schwere Eichbosonen

Außer den in den vorhergehenden Abschnitten besprochenen Prozessen der Zwei-Photon-Physik (QED) und der Erzeugung (schwerer) Vektormesonen (QCD) gibt es innerhalb des Standardmodells von Glashow [Gla61], Salam [Sal64] und Weinberg [Wei67] noch die Möglichkeit, daß zwei Leptonen unter Beteiligung von schweren Vektormesonen der elektroschwachen Eichtheorie erzeugt werden. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte sind unter der Annahme der Gültigkeit des Standardmodells zu klein, um bei HERA gemessen zu werden [Cor96].

Man kann die experimentelle Situation „Dielektron-Endzustand" auch aus einer weiteren Perspektive betrachten: Darin werden die etablierten Prozesse des Standardmodells als Untergrund zu möglichen neuen Reaktionen jenseits des Standardmodells angesehen. Eine Möglichkeit, einen Zwei-Leptonen-Endzustand mit einer Masse um 90 GeV$/c^2 \approx M(\mathrm{Z}^0)$ unter Annahme bisher nicht beobachteter Wechselwirkungen zu erzeugen, ist in Abb. 92 dargestellt. Permutationen der drei Vektorbosonen sowie zusätzlich in dem Graphen vorkommende Z^0 werden wegen der Unterdrückung durch die (zusätzlichen) Propagatorterme für den kurzen Ausblick in diesem Abschnitt vernachlässigt. Gemäß dem YANG-Theorem verschwindet der Beitrag für drei reelle Vektorbosonen.

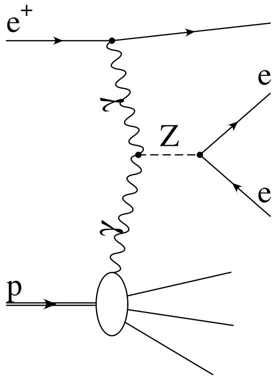


Abbildung 92:
Feynman-Diagramm zur Dielektron-Erzeugung über ein Z^0. Permutation der drei Vektorbosonen, $\gamma\gamma\mathrm{Z}$, ist im Prinzip zulässig aber wegen der Propagatorterme ebenso zu vernachlässigen wie das Vorhandensein eines zusätzlichen Z^0 statt eines der Photonen.

Um den Aspekt des Drei-Boson-Vertex formal zu betrachten und in Parameter zu fassen, geht man von der Quantenfeldtheorie aus und nimmt ähnlich den allgemeinen Betrachtungen in Abschn. 5.8 (S. 112) an, daß es einen $\mathrm{Z}\gamma\mathrm{V}$-Vertex wie in Abb. 93 gebe. Über das dritte Boson, V, steht vorerst fest, daß es entweder ein γ oder ein Z^0 ist.

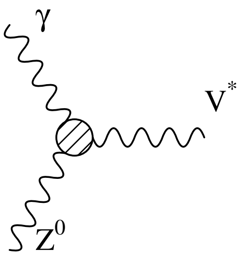


Abbildung 93:
Drei-Eichboson-Vertex: Die Viererimpulse der Bosonen sind:

$$\begin{array}{rcl} \gamma & : & q_1^\mu \\ \mathrm{Z} & : & q_2^\mu \\ \mathrm{V} & : & p^\mu \end{array}$$

Der folgende Ausdruck gilt für den Vertex von einem rellen γ und einem rellen Z^0 mit einem virtuellen

$(Q^2 \neq 0)$ V.

$$\Gamma^{\mu\nu\lambda}_{Z\gamma V}(q_1, q_2, p) = \frac{f_V}{M_Z^2}\left(h_1^V(q_2^\lambda g^{\mu\nu} - q_2^\mu g^{\lambda\nu}) + h_2^V p^\mu(pq_2\, g^{\lambda\nu} - q_2^\lambda p^\mu) + h_3^V \varepsilon^{\lambda\mu\nu\rho} q_{2\,\rho} + h_4^V p^\mu \epsilon^{\lambda\nu\rho\sigma} p_\rho q_{2\,\sigma}\right)$$

Dabei ist für den Vorfaktor jeweils

$$f_V = \begin{cases} p^2 - q_1^2 & \text{für V} = \text{Z} \\ p^2 & \text{für V} = \gamma \end{cases}$$

einzusetzen. Für den Fall V $= \gamma$ wird die Vertexfunktion

$$\Gamma^{\mu\nu\lambda}_{\gamma\gamma Z}(q_1, q_2, p) = \frac{q_1^2}{M_Z^2}\left(h_1^\gamma(q_2^\lambda g^{\mu\nu} - q_2^\mu g^{\lambda\nu}) + h_2^\gamma q_1^\mu(q_1 q_2\, g^{\lambda\nu} - q_2^\lambda q_1^\mu) + h_3^\gamma \varepsilon^{\lambda\mu\nu\rho} q_{2\,\rho} + h_4^\gamma q_1^\mu \epsilon^{\lambda\nu\rho\sigma} q_{1\,\rho} q_{2\,\sigma}\right).$$

Dabei sind die Variablen q_i^μ den Photonen zugeordnet worden und p^μ dem Z^0. Für die Parameter h_i^V gibt es experimentelle Obergrenzen aus anderen Experimenten.

Theoretische Berechnungen, die die ZγV-Kopplung im Falle der ep-Streuung umsetzen, sind bisher nur rudimentär ausgeführt worden. Die Akzeptanz kann aus kinematischen Betrachtungen nur grob abgeschätzt werden. Für diesen allgemeinen Graphen ist ein Standardmodell-Prozeß höherer Ordnung als Untergrund in Betracht zu ziehen. Es handelt sich um $\gamma\gamma$Z-Vertizes mit Quarkschleifen.

Da für die in dieser Arbeit ausgewertete Luminosität kein Ereignisüberschuß im Massenbereich $m_{ee} >$ 90 GeV$/c^2$ gemessen wird, bleiben diese Betrachtungen eine Perspektive für zukünftige Auswertungen.

search for cryptoexotic pentaquark baryons
— hep-ex/9910048

I hear and I wonder
I see and I follow
I do and I understand
— R. H. Landau,
aus einem Glückskeks [Lan97]

6. Modellierung des Untergrundes

Zur Vorbereitung auf das nächste Kapitel, Ereignisselektion, und in Ergänzung des vorangehenden Kapitels über die maßgeblichen Modelle und MC-Programme werden hier die möglichen Untergrundquellen, deren Eigenschaften und die zu ihrer Simulation benutzten MC-Modelle und -Programme vorgestellt. Die Einteilung von Ereignissen in Signal und Untergrund ist für die Auswertung in dieser Arbeit wie folgt definiert (vgl. Abb. 94):

- Ereignisse, die tatsächlich zwei genügend isolierte Elektronen im Endzustand enthalten, werden als **Signal** bezeichnet, ungeachtet ihrer jeweiligen Produktionsmechanismen.
- **Untergrund** werden dementsprechend alle Ereignisse genannt, deren Endzustand nicht wirklich zwei Elektronen enthält, die aber im Detektor eine ähnliche oder nicht zu unterscheidende Signatur hervorrufen können.

Letztere Menge wird weiter unterteilt in

- **Nicht-**ep**-Untergrund:** Ereignisse, die nicht von ep-Wechselwirkungen herrühren; Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung sowie deren Sekundärprodukte, Kollisionen von Protonen mit Strahlrohr- oder Restgas-Atomen (siehe auch S. 17)
- und ep**-Untergrund:** Ereignisse, die aus ep-Kollisionen stammen und im Endzustand ein oder mehrere Teilchen aufweisen, welche eine als Elektron erkannte Signatur erzeugen.

Erstere sind vor allem daran zu erkennen, daß sie globale Ereignismeßgrößen (Energie- und Impulssummen, Ereignisvertex) haben, die mit einer angenommenen ep-Reaktion bei den gegebenen Energien nicht in Einklang zu bringen sind. Ihre Simulation ist nur für Sonderfälle möglich und meist unzuverlässig. Daher muß die Ereignisselektion auf eine vollständige Eliminierung dieser Untergrundtypen abzielen. Für den ep-Untergrund ist diese Methode der globalen Meßgrößen nicht geeignet, es sei denn, man kann einige zusätzliche Annahmen machen (vgl. Abschn. 7.2). Außerdem existieren zuverlässige und geprüfte Monte-Carlo-Programme für ihre Simulation, die eine angemessene statistische Berücksichtigung bei der Auswertung der Selektion ermöglichen.

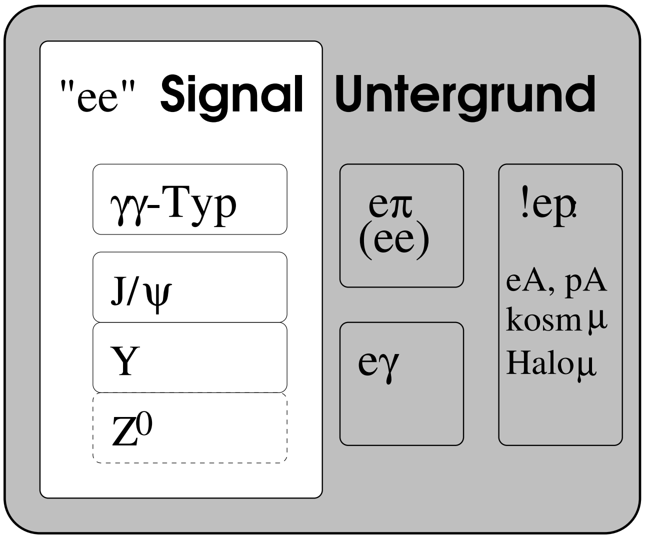


Abbildung 94:
Veranschaulichung der Ereignis-Einteilung in die Mengen *Signal* und *Untergrund*: Die weiß unterlegten Ereignistypen des Signals sind im vorhergehenden Kapitel beschrieben worden. Auf die im schattierten Bereich aufgeführten Untergrundereignisse wird hier eingegangen (vgl. Abb. 95):

- $e\pi$ hadronische Endzustände, bei denen die Fehlidentifizierung eines oder mehrerer π oder der Zerfall von schweren Quarks zu einem Elektronkandidaten führt
- $e\gamma$ QED-Compton-Ereignisse, deren Photon fälschlicherweise als Elektron erkannt wird
- !ep Untergrundereignisse aus Strahl-Restgas- oder Strahl-Rohrwand- Kollisionen sowie myonische Sekundärprodukte aus diesen Reaktionen sowie aus kosmischer Höhenstrahlung

6.1 Ursachen der Fehlerkennung

Als ep-Untergrund für die Signatur „zwei Elektronen" in Betracht zu ziehen sind Ereignisse mit Endzuständen, die im Detektor gleiche oder ähnliche Signaturen erzeugen. Hauptursache dafür sind vor allem

- γ **Fehlidentifikation von Photonen:** Auf dem Weg vom Vertex bis in das entsprechende Kalorimeter kann ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Je nach Aufteilung der ursprünglichen Photonenergie können ein Elektron, ein eng gebündeltes Paar oder zwei Elektronen im Detektor nachgewiesen werden (vgl. Abschn. 2.3 und zur Illustration Abb. 59).

- π **Fehlidentifikation von Pionen:** Ein geringer Anteil von geladenen Pionen $\pi^\pm$ erzeugt im Kalorimeter Schauerformen, die nicht von denen der Elektronen unterschieden werden können. Neutrale Pionen zerfallen vorrangig im Kanal $\pi^0 \to 2\gamma$; die Argumentation des vorigen Absatzes gilt dann entsprechend für die Fehlerkennung dieser Photonen, wenn auch in weitaus geringerem Maße.

Die Ereignisse, die ein Elektron ($e^\pm$) und mindestens einen Kandidaten für Fehlidentifikation (γ, π) als Elektron enthalten, gehören demnach zu einer der beiden Klassen

- $\mathrm{ep} \to \mathrm{e}\underline{\mathrm{X}}$
  $\hookrightarrow \pi, \pi\pi, \ldots$
  $\hookrightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$
  $\hookrightarrow \nu\mathrm{e}$
  Ereignisse der ep-Streuung (neutraler Strom; engl.: *neutral current, NC*), bei denen innerhalb des hadronischen Endzustandes Pionen oder auch Elektronen (durch Zerfall schwerer Quarks oder Paarbildung aus Photonen) genügend isoliert von den übrigen Hadronisationsprodukten erzeugt werden.
- $\mathrm{ep} \to \mathrm{e}\underline{\gamma}\mathrm{X}$
  $\hookrightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$
  Ereignisse, die im Endzustand ein Photon aufweisen, bezeichnet man allgemein als radiative Ereignisse. Genaugenommen sind sie sogar als Untermenge der vorherigen Klasse zu betrachten. Wenn das Photon des Endzustandes genügend weit vom übrigen Endzustand isoliert ist, und der Impulsübertrag am Proton, t, nicht zu groß ist, spricht man von QED-Compton-Ereignissen.

Diese Ereignistypen lassen sich den in Abb. 95 gezeigten Diagrammen zuordnen, die allerdings nicht mathematisch-physikalisch vollständige Darstellungen sind, sondern in erster Linie der Anschauung dienen.

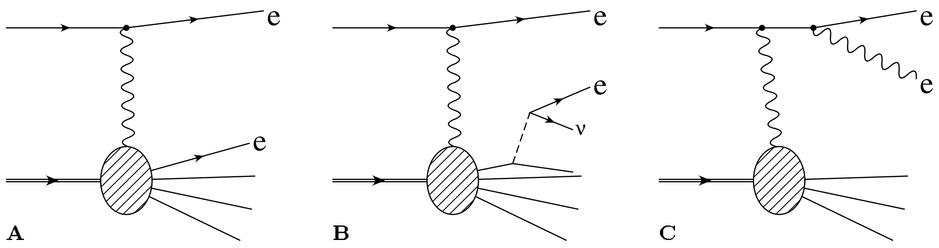


Abbildung 95:
Diagramme der Untergrundprozesse:
A NC-ep-Ereignis
B NC-ep-Ereignis mit schwerem Quark, das leptonisch zerfällt
C QED-Compton-Ereignis

Zur Abschätzung des nach der Ereignisselektion (Kap. 7) verbleibenden Untergrundes wurden drei Monte-Carlo-Generatoren verwendet, deren Ereignisse die komplette H1-Simulation und -Rekonstruktion (Kap. 4, S. 77 f.) durchlaufen hatten. Weitere Konstellationen sind denkbar aber im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten der vorgenannten Prozesse innerhalb der hier betrachteten Luminosität und Präzision vernachlässigbar.

6.2 Monte-Carlo-Programme

QED-Compton-Streuung

Für den QED-Compton-Prozeß (Abb. 95**C** sowie das zugehörige Diagramm mit Abstrahlung vom einlaufenden Elektron) stehen zwei Generatoren zur Verfügung:

EPCOMPT [Cou91; Ker94] vewendet die genauen Ausdrücke der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{e}\gamma^* \to \mathrm{e}\gamma$, welche durch Summierung über die verschiedenen Helizitätszustände [Kes70; Car74; Kes75] berechnet werden. Wie im vorangehenden Kapitel im Zusammenhang mit der Photonabstrahlung jeweils aus Elektron und Proton wird dann der Vertex $\mathrm{p}\gamma^*\mathrm{X}$ über die Formfaktoren beziehungsweise Strukturfunktionen des Protons, entsprechend den kinematischen Bereichen, berücksichtigt. Die Hadronisierung für Endzustände X des Protons ($M_\mathrm{X} \gg m_\mathrm{p}$) wird derzeit von diesem Programm nicht simuliert.

Der Generator WABGEN [Ber99] simuliert elastische und inelastische Endzustände vollständig mit Hilfe der JETSET-Bibliothek [Sjo94], berechnet hingegen die absoluten Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Näherung (wie in Abschn. 5.2, S. 97).

Bei beiden Programmen ist zu berücksichtigen, daß sie im Prinzip auch kinematische Konfigurationen enthalten, die den radiativen Korrekturen zum Ein-Photon-Austausch der ep-Streuung entsprechen, und daher eine Doppelzählung dieser Ereignisse im inelastischen Fall zu vermeiden ist. Der im nächsten Absatz vorgestellte Ereignisgenerator DJANGO wurde insbesondere zur Berücksichtigung solcher Korrekturen in führender Ordnung entworfen, welche zu mit den inelastischen QED-Prozessen identischen Endzuständen führen.

Tiefinelastische Streuung

Zur Simulation der tiefinelastischen Streuung wurde der Generator DJANGO [GSc92; Cha94] verwendet. Er enthält die drei Generatoren

- HERACLES 4.2 [Kwi92],
- ARIADNE 4.1 [Lon92] und
- JETSET 7.3 [Sjo94].

Letzterer wurde bereits im vorigen Kapitel (Abschn. 5.8, S. 112) beschrieben. HERACLES generiert Ereignisse der tiefinelastischen Streuung unter Berücksichtigung des Austausches von geladenen und ungeladenen Vektorbosonen. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes werden elektroschwache Korrekturen in führender Ordnung berücksichtigt. Der Prozeß wird als elastische Streuung von Leptonen an den Partonen des Protons behandelt. Photonen aus Bremsstrahlungsprozessen können gleichfalls generiert werden.

QCD-Prozesse und Fragmentationseffekte werden vom Programm ARIADNE behandelt. Dort wird als Elementarprozeß die Abstrahlung eines Partons aus einem $q\bar{q}$-, qg- $\bar{q}$g- oder gg-Farbdipolfeld störungstheoretisch berechnet, wobei der Transversalimpuls auf die entstehenden Partonen verteilt wird. Dieser Vorgang wird dann solange kaskadenförmig wiederholt, bis keine neuen Partonen oberhalb einer Transversalimpulsschwelle mehr gebildet werden können. Die anschließende Fragmentation und Hadronisation des Endzustandes sowie die Teilchenzerfälle werden wie weiter oben (Abschn. 5.8, S. 112) beschrieben von der JETSET-Bibliothek unter Verwendung des Lund-String-Modells simuliert.

Photoproduktion

Das MC-Programm PYTHIA [Sjo94] berechnet und generiert Ereignisse in niedrigster Ordnung für fast alle Kombinationen elementarer Teilchen. Die Fragmentation und Hadronisation des Endzustandes sowie die Teilchenzerfälle werden wiederum von der JETSET-Bibliothek unter Verwendung des Lund-String-Modells simuliert. Speziell für die Anwendung in der Photoproduktion bei HERA wurde der Generator IJRAY entwickelt, welcher die beiden Partonen „Photon“ und „Quark“ jeweils aus Elektron und Proton anhand von Strukturfunktionen berechnet und mit dem zentralen Wirkungsquerschnitt des Baumgraphen faltet [Abt93].

Bewertung

Wie schon bei den Generatoren des vorigen Kapitels können auch hier aus allen vorgenannten Programmen simulierte Daten des H1-Expermimentes in Analogie zur tatsächlichen Datennahme gewonnen werden, die zu Vergleichen und Auswertungen herangezogen werden.

In Vorwegnahme der genauen Beschreibung der Selektionsbedingungen im folgenden Kapitel wird die folgende Abschätzung der Bedeutung der verschiedenen Untergrundprozesse für eine Auswertung vorgenommen, in der

- mindestens zwei Elektronen mit einer Energie $E_\mathrm{e} > 2$ GeV
- innerhalb des FlAr-Kalorimeters mit einem Polarwinkel $\vartheta < 2{,}6$

nachgewiesen werden. Wird ein Ereignis aus den in Abschn. 6.1 genannten Untergrundprozessen so selektiert, so ergeben sich je nach Ereignistyp die folgenden Konstellationen:

- **Photoproduktion**: Zwei Pionen aus dem hadronischen Endzustand werden jeweils als Elektron erkannt. Dabei geht das wahre Elektron im Strahlrohr verloren oder wird innerhalb der eingeschränkten Akzeptanz (Abb. 26, S. 41) in einem der Kleinwinkeldetektoren nachgewiesen.
- **QED-Compton-Prozeß**: Im elastischen Fall wird das Elektron des Endzustandes richtig erkannt und das Photon wegen einer durch Paarerzeugung verursachten Spur fälschlicherweise als Elektron identifiziert. Im inelastischen Fall könnte zusätzlich ein Pion aus dem hadronischen Endzustand fehlerkannt werden, was dann zu drei Kandidaten führte. Da letztere Ereignisse nur sehr beschränkt zur Auswertung kommen und der inelastische Fall auch von dem Generator DJANGO abgedeckt wird, wurde er nicht weiter betrachtet.
- **Tiefinelastische Streuung**: Hier wird das gestreute Positron meist im hinteren ($\vartheta > \frac{\pi}{2}$) Teil des Detektors (wegen der Q^{-4}-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes) nachgewiesen, während ein typischerweise in Vorwärtsrichtung, isoliert oder innerhalb eines Teilchenbündels, entstehendes Pion als Elektron erkannt wird.

Aufgrund der Winkel- und Energieschnitte entsprechen solche Ereignisse in tiefinelastischer Streuung einem Impulsübertrag

$$Q^2 > Q^2_{\mathrm{min}} = 4\frac{EE'_{\mathrm{min}}}{c^2}\cos^2\frac{\vartheta_{\mathrm{max}}}{2} \approx 16\ (\mathrm{GeV}/c)^2$$

Die Ereignisse der kleinsten Impulsüberträge Q^2 werden vom DJANGO-Programm mit einem höheren Gewicht versehen generiert (vgl. Abschn. 8.6), sodaß eine effizientere Auswertung über den gesamten kinematischen Bereich möglich ist. Eine Auswertung von simulierten Ereignissen dieser Generatoren nach den endgültigen Analyseschnitten führte zu dem Ergebnis, daß lediglich die Ereignisse der tiefinelastischen Streuung genauer in Betracht gezogen werden müssen.

لا تنفق كلمتين إذا كفتك كلمة - مثل عربي

— (arabisches Sprichwort)

Allen ist das Denken erlaubt.
Vielen bleibt es erspart.

— Curt Goetz (1888-1960)

ANALYSE

7. Ereignisselektion

Die in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse weisen das Merkmal **zwei Elektronen im Detektor nachgewiesen**, genau genommen „mindestens zwei Elektronkandidaten", auf. Vom Detektor gemessen werden Schauersignale im Kalorimeter und Spursignale in den Spurkammern. Um einen Elektronkandidaten zu erkennen werden folgende vier Methoden angewandt:

- **FlAr-Elektron** — Kalorimeterschauer im FlAr-Kalorimeter mit geringem Energieanteil im hadronischen Kalorimeterteil (*hadronischen Anteil*), auf den zur Unterscheidung von ungeladenen Teilchen eine Spur aus den Zentralspurkammern oder Vorwärtsspurkammern zeigt.
- **Elektron-Spur** — Mit Zentralspurkammern oder Vorwärtsspurkammern gemessene Spur, die in Richtung ihrer Extrapolation auf das Kalorimeter ein typisches Schauersignal aufweist.
- **SpaKal-Elektron** — Kalorimeterschauer im SpaKal mit geringem hadronischen Anteil; die Identifizierung geladener Teilchen gestaltet sich hier aufgrund der hohen Schauerwahrscheinlichkeit (s. Abb. 59, S. 80) schwierig
- **Kleinwinkel-Elektron** oder **fehlendes Elektron** — Für einen Großteil der Ereignisse entzieht sich das „gestreute Positron" unter kleinen Streuwinkeln seinem Nachweis im Hauptdetektor, was sich in der longitudinalen Energie-Impulsbilanz ($\sum(E - cp_z)$) bemerkbar macht.

Ausgehend von der Definition der Signatur in Spurkammern und Kalorimetern werden in diesem Kapitel Auslösebedingungen (*trigger*) und Filterstufen bis zur endgültigen Selektion beschrieben und Effizienzen und Akzeptanzen eingehend untersucht. Schließlich wird die Auflösung der erzielten Messungen bestimmt und mit den erwarteten Werten verglichen.

Neben Elektronen können auch Pionen oder Photonen im Detektor Signale erzeugen, die denen der Elektronen ähnlich oder davon nicht zu unterscheiden sind. Einerseits werden diese Untergrundereignisse durch Verschärfung der Auswahlkriterien der Elektronkandidaten reduziert, andererseits werden sie durch Schnitte auf globale Größen der gesamten Detektorantwort eines Ereignisses bestmöglich eliminiert.

7.1 Elektronerkennung

Der Hauptdetektor für die Elektronerkennung in dieser Arbeit ist das FlAr-Kalorimeter. Die zwei benutzten Elektronensuchprogramme, (engl.: *electron finder*), XASELE und KALEP, gehen auf frühere Arbeiten [ASc96; GSc97, und Quellen dort] zurück. XASELE wird zum ersten Mal in Bereichen kleiner Energien ($E(e^{\pm}) \gtrsim 2$ GeV) benutzt. Beide Elektron-Algorithmen sind in ihren Voreinstellungen so optimiert worden, daß der Anteil fehlidentifizierter Pionen bei möglichst hoher Effizienz für die Elektronerkennung klein gehalten wird (typischerweise 90%/10%).

XASELE

Der XASELE-Algorithmus [ASc96] geht von der Schauererkennung im FlAr-Kalorimeter aus. Für jeden in H1REC erkannten Schauer werden zur Beurteilung der *Schauerform* die Größen

$$A_\perp \text{ — transversale Ausdehnung, } A_\perp^2 = \left(\sum_i |\hat{r}_{\perp,i}|\right)^2 - \left(\sum_i \hat{r}_{\perp,i}\right)^2, \text{ und}$$

$$M_\perp \text{ — transversale Masse, } M_\perp^2 = \left(\sum_i |\hat{r}_{\perp,i}|\, E_i\right)^2 - \left(\sum_i \hat{r}_{\perp,i} E_i\right)^2$$

aus den in Abschn. 2.5, S. 38 ff. definierten Größen für die Kalorimeterzellen (i) berechnet. $\hat{r}_{\perp,i} = \hat{r}_i \times \hat{r}_\bullet$ hat den Sinus des Öffnungswinkels zwischen dem Schauerschwerpunkt $\vec{r}_\bullet$ und der Zelle i als Länge und steht senkrecht auf diesen beiden Ortsvektoren. Seine Orientierung ist allerdings unerheblich für obige Berechnungen. Weiterhin werden zur Beurteilung der *Isolation* partielle Energiesummen über Teile und Umgebung des Schauers berechnet. Dazu werden wie in Abb. 96 veranschaulicht zwei Zylinder mit den Radien $r_\mathrm{i} = 10$ cm und $r_\mathrm{i} = 25$ cm, also in der Größenordnung der Zellsegmentation des FlAr-Kalorimeters, um die Achse $\hat{r}_\bullet$ gelegt, die als Summierungsgrenzen fungieren. Formal werden dann die drei Summen

$$E(10\text{ cm}) = \sum_{i\in\mathbb{M}_{10}} E_i, \quad E_\mathrm{had}(10\text{ cm}) = \sum_{i\in\mathbb{M}_{10}\cap\mathbb{M}_\mathrm{had}} E_i, \quad E_\mathrm{had}(25\text{ cm}) = \sum_{i\in\mathbb{M}_{25}\cap\mathbb{M}_\mathrm{had}} E_i$$

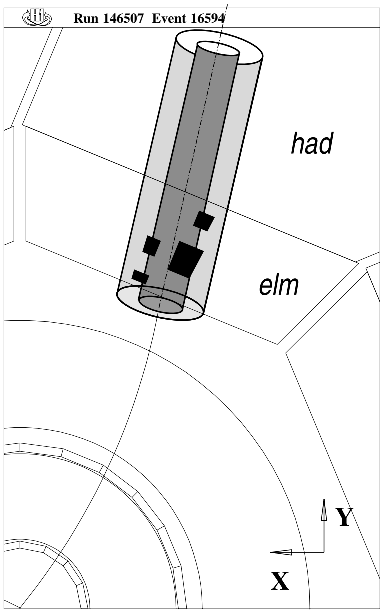


Abbildung 96:
Veranschaulichung der Zylinder-Isolationskriterien: In der Zeichnung wird ein elektromagnetischer Schauer als Ausschnitt eines Ereignisbilds in $(\hat{x};\hat{y})$-Projektion dargestellt. Die Zylinder (mit Durchmesser 10 cm und 25 cm für XASELE) in der Achse der Spurextrapolation sind maßstabsgerecht eingezeichnet.

Für jede Zelle, die zu dem Schauer beiträgt, ist ein schwarzes Rechteck eingezeichnet, dessen Fläche proportional der gemessenen Energie ist. In der Projektion hintereinanderliegende Zellen werden summiert und gemeinsam dargestellt. In diesem Beispiel weist der Schauer keine Ausläufer in den hadronischen Teil des FlAr-Kalorimeters (had) auf.

über die Kalorimeterzellenergien E_i gebildet, wobei die Summenmengen für die Zellindizes i innerhalb eines Schauers durch

$$\mathbb{M}_{10} = \{i|\,|\vec{r}_{i,\perp}| < 10\text{ cm}\},\quad \mathbb{M}_{25} = \{i|\,|\vec{r}_{i,\perp}| < 25\text{ cm}\},\quad \mathbb{M}_{\text{had}} = \{i|i \in \text{hadronisches FlAr-Kalorimeter}\}$$

festgelegt sind. Anhand der Kriterien in Tab. 26 werden die Kandidaten für elektromagnetische Schauer definiert. Außer den bereits erwähnten Schauerform-Kriteria, transversale Masse und Ausdehnung, sind das hauptsächlich Schnitte auf den Energieanteil des Schauers im hadronischen Kalorimeterteil sowie eine Isolationsbedingung. Die Isolationsbedingung beinhaltet Energiedepositionen im SpaKal, während alle anderen Kriterien sich ausschließlich auf Meßsignale des FlAr-Kalorimeters beziehen.

FlAr-Elektronen (XASELE):	
Schauer:	$E_{\text{Schauer}} > 2$ GeV (Skala `AE1R`)
transversale Größe:	$A_\perp < 3{,}1$
transversale Masse:	$M_\perp < 3{,}75$ GeV
elmag. Anteil:	$E_{\text{elm}}/(E_{\text{elm}} + E_{\text{had}}) > 50\%$
	$E(\mathbb{M}_{10} \cap \mathbb{M}_{\text{had}})/E(\mathbb{M}_{10}) < 10\%$
	$E(\mathbb{M}_{25} \cap \mathbb{M}_{\text{had}})/E(\mathbb{M}_{10}) < 5\%$
Isolation:	$E(\mathrm{e}^\pm)/E(\alpha \leq 0{,}35, \text{FlAr}, \text{SpaKal}) > 90\%$
Spur:	Spurkriterien 1 (siehe Tab. 30)
Abstand zum Schauer:	$d < 12$ cm (vorwärts $d < 24$ cm)
Ladungsmessung:	$\lvert p_\perp\rvert > 3\,\Delta p_\perp$ aus Spuranpassung
Akzeptanz:	
Winkel	$0{,}1 < \vartheta < 2{,}6 \quad (5{,}7\ldots148{,}9°)$
Transversalenergie:	$E_\perp := E(\mathrm{e}^\pm)\sin\vartheta_{\text{clu}} > 1{,}0$ GeV

Tabelle 26:
Übersicht der für die Selektion der Elektronkandidaten im FlAr-Kalorimeter angewandten Kriterien. Das Wort Elektron steht hier für Elektron- und Positron-, und eigentlich auch Photon-Kandidaten (ohne Spur bzw. mit falsch zugeordneter Spur). Die Energie des vermuteten Elektrons, $E(\mathrm{e}^\pm)$, ist die Summe aus den im elektromagnetischen (E_{elm}) und hadronischen (E_{had}) Teil des Kalorimeters gemessenen Energien.

Die elektromagnetischen Schauer der Elektronen werden von denen der Positronen anhand der zugeordneten Spurkrümmung unterschieden, sofern ihr Betrag mindestens dreimal größer als die aus der Spuranpassung bestimmte Genauigkeit ist. Zur Unterscheidung von Photonschauern wird verlangt, daß die ins Kalorimeter extrapolierte Spur einen Abstand von weniger als 12 cm zum Schauer hat. Sofern die Spur mit den Vorwärtsspurkammern gemessen wird, wird dieser Grenzwert auf 24 cm vergrößert.

KALEP-Algorithmus

Der KALEP-Algorithmus geht zur Erkennung von Elektron- oder Positron-Kandidaten von Zentral- und Vorwärtsspuren aus, die die Mindestanforderungen an die Qualität ihrer Rekonstruktion wie in Tab. 30

(S. 137) aufgeführt erfüllen. Weiterhin werden ähnlich wie in Abb. 96 zwei Zylinder mit den Radien 15 cm und 30 cm um den extrapolierten Eintrittspunkt der Spur in das Kalorimeter gelegt. Die Werte der Energiedeposition darin sowie einige abgeleitete Größen dienen zur Bildung von vier Gewichtsfunktionen. In dem dadurch aufgespannten vierdimensionalen Raum wird ein *Fuzzy*-Algorithmus angewandt: Entweder muß sich jede einzelne dieser Größen innerhalb eines gewissen Vertrauensbereiches befinden, oder die (gewichtete) Summe aller Abweichungen aus diesem Vertrauensbereich darf einen Grenzwert nicht überschreiten. Das Verfahren ist formal in [GSc97] beschrieben und begründet worden. Analog und ergänzend dazu ist dort auch ein Algorithmus für das Erkennen minimal ionisierender Teilchen, vor allem Myonen, (KALEP-μ) im FlAr-Kalorimeter entwickelt worden. Ein wesentliches Merkmal des Elektron-Algorithmus (KALEP-e) ist, daß die Erkennung mit Zerfallselektronen des J/ψ-Mesons optimiert wurde, welche hauptsächlich im Bereich $p_\perp \approx \frac{1}{2}m(\mathrm{J}/\psi)$ liegen. Die wichtigsten Schnitte zur Trennung der Elektronen von geladenen Pionen erfolgen auf die elektromagnetische Energie innerhalb des kleinen Zylinders sowie ihr Verhältnis zum gemessenem Impuls der Spur. Das Ergebnis wird in Form eines Qualitätswertes Q_e geliefert, welcher die Werte $Q_\mathrm{e} = 1, 2, 3$ mit steigender Wahrscheinlichkeit, daß die untersuchte Spur von einem Elektron stammt, annimmt. Wird kein Elektron erkannt, so ist $Q_\mathrm{e} = 0$. Das beste Nachweiskriterium, $Q_\mathrm{e} = 3$, hat eine absolute Nachweiswahrscheinlichkeit von 70 % für Elektronen und eine Wahrscheinlichkeit von weniger als 2 % für die Fehlerkennung eines Pions als Elektron.

Dieser Algorithmus wurde in bisherigen Arbeiten für die Auswertung von J/ψ- und Υ-Ereignissen [H1.99.1; H1.00.2] benutzt. Als Vergleichsstudie wurde anhand der in dieser Arbeit ausgewerteten Daten der Jahre 1995–97 die Nachweiswahrscheinlichkeit des KALEP-e-Algorithmus im Vergleich zum ASELE-Algorithmus untersucht. Dazu wurde die Effizienz für die Zuordnung einer KALEP-e-Qualität $Q_\mathrm{e} > 0$ für ein per XASELE identifiziertes Elektron oder Positron in Bezug auf die in Abschn. 7.2 (S. 128 ff.) beschriebene Zwei-Elektron-Selektion berechnet. Abb. 97 zeigt die Polarwinkelabhängigkeit dieser XASELE-bezogenen

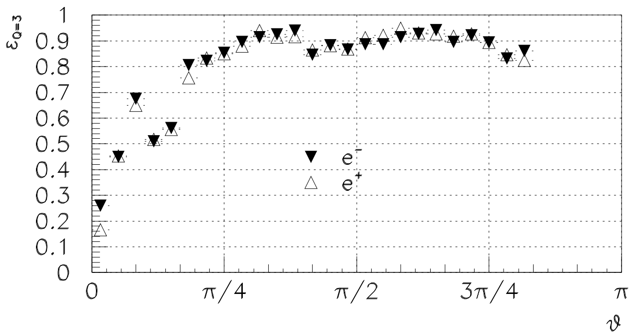


Abbildung 97:
XASELE-bezogene Effizienz für KALEP-Algorithmus in Abhängigkeit des Polarwinkels für Elektronen und Positronen. Es wurde das Qualitätskriterium $Q_\mathrm{e} = 3$ verlangt.

KALEP-e-Effizienz (für eine KALEP-Qualität $Q_\mathrm{e} = 3$). Vor allem im Vorwärtsbereich zeigt der KALEP-Algorithmus deutliche Schwächen. Das liegt vermutlich in der in Kap. 4 besprochenen Vielfachstreuung und der dadurch verursachten Mißweisung der Spurextrapolation begründet. Im Zentralbereich werden rund 90% der XASELE-Elektronen eine KALEP-Qualität von $Q_\mathrm{e} = 3$ zugeordnet. Betrachtet man die Energieabhängigkeit des KALEP-Algorithmus getrennt für diesen Bereich, so wird in Abb. 98 deutlich, daß diese Effizienz für höhere gemessene Elektronenergien stetig schlechter wird, obwohl intuitiv eine Verbesserung aufgrund der deutlicheren Unterschiede zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauerformen erwartet würde. Ähnlich verhält es sich im Vorwärtsbereich, wie Abb. 99 zeigt. Allerdings tritt hier ein deutlich über dem Mittelwert $\varepsilon \approx 50\%$ liegendes Maximum bei einer im Kalorimeter gemessenen Elektronenergie von 5 GeV auf.

Da die Effizienzen von KALEP- und XASELE-Algorithmus aufgrund der verwendeten Bewertungsgrößen korreliert sind, läßt diese Studie lediglich eine grobe Abschätzung für die Effizienz des KALEP-Algorithmus zu. Sie gibt einen Hinweis dafür, daß für höhere Energien bei der Elektronausbeute kein wesentlicher Zuwachs erwartet werden kann, falls KALEP zusätzlich benutzt würde. Da die Analyse dieser Arbeit vor allem auf eine Erweiterung bisher gemachter Auswertungen abzielt, wurde der KALEP-Algorithmus nicht weiter benutzt. Anderseits kann diese Studie als Möglichkeit einer unabhängigen Überprüfung des XASELE-Algorithmus und der Reinheit der Selektion in Bezug auf Elektronen gesehen werden: Im Zentralbereich werden rund 90% der Elektronkandidaten auch vom KALEP-Algorithmus als Elektronen erkannt, während das im Vorwärtsbereich im Mittel für 50% der Fall ist. Aus MC-Simulationen bestimmt ist die Effizienz des XASELE-Algorithmus zu mehr als 95% bestimmt worden [ASc96, 4.1.2].

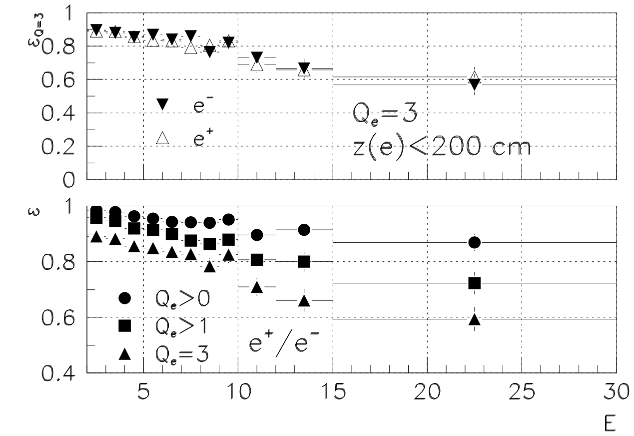


Abbildung 98:
Effizienz des KALEP-Algorithmus für mit XASELE erkannte Elektronen im Zentralbereich in Abhängigkeit der gemessenen Elektronenergie: Die Selektion der Elektronkandidaten im FlAr-Kalorimeter ist hier auf den Zentralbereich ($z < 200$ cm) eingeschränkt. Eine stetige Abnahme zu höheren Energien hin ist festzustellen.

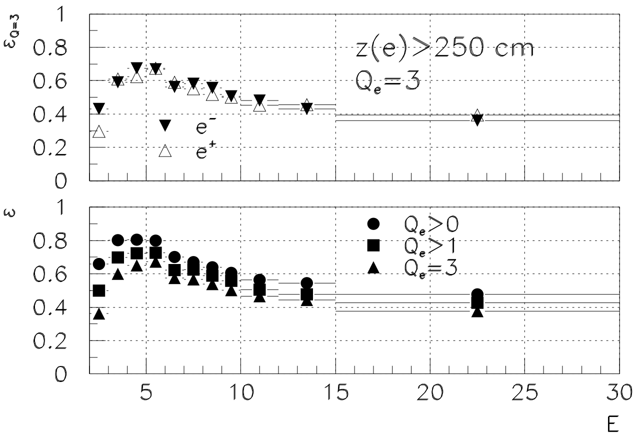


Abbildung 99:
Effizienz des KALEP-Algorithmus für mit XASELE erkannte Elektronen im vorderen Detektorbereich in Abhängigkeit der gemessenen Elektronenergie: Die Selektion der Elektronkandidaten im FlAr-Kalorimeter ist hier auf den Zentralbereich ($z < 200$ cm) eingeschränkt. Eine starke Zunahme von den niedrigsten hier ausgewerteten Energien bis zu einem Maximum bei $E(\mathrm{e}^{\pm}) \approx 2$ GeV sowie eine stetige Abnahme zu höheren Energien hin wie im Zentralbereich (S. 128) ist festzustellen.

SpaKal-Elektronen

Der hier benutzte Algorithmus zur Elektronidentifizierung im SpaKal ist eine modifizierte Version des von der H1-Arbeitsgruppe ELAN benutzten Programmes TXF2ELE, der in Arbeiten zur Strukturfunktion F_2 benutzt und dort ausführlich beschrieben wurde (z.B. [Mey97; Leh98; Gla98]). Er beruht ebenfalls auf der Erkennung der für elektromagnetische Schauer typischen kompakten Form. Da das SpaKal ein zweidimensionales Kalorimeter (vgl. Abschn. 2.5, S. 38) ist und daher keine Auflösung des Schauers entlang $\hat{z}$ erlaubt, dienen dazu die beiden Größen

r_{clu} — Schauerradius, $r_{\mathrm{clu}} = \sum_i |\vec{r}_i - \vec{r}_\bullet|$ und

E_{had} — zu dem Schauer gehörige Energie im hadronischen Kalorimeterteil.

Da die Spurmessung mit der BDC zwar die Genauigkeit der Spur- und Energiemessung verbessert [Kel98], aber nicht zur eindeutigen Trennung der Photonen von den Elektronen dienen kann, wird sie nicht benutzt.

Nicht alle so erkannten Schauer sind auch geeignet, eine gute Messung des gestreuten Elektrons zu liefern. Dazu wird zusätzlich verlangt, daß sich der Elektron-Kandidat in einem Bereich des SpaKal befindet, wo die Energie vollständig und präzise gemessen werden kann, und der frei von Untergrund ist: Über die Variable $r_{\square} = \max(|x|, |y|)$, mit den Koordinaten (x, y) des Schauers, wird ein Quadrat um das Strahlrohr herum ausgeschlossen. Weiterhin werden Ereignisse verworfen, in denen mindestens eine der vier Zellen der Vetolage um das Strahlrohr herum ein nachweisbares Energiesignal ($E_{\mathrm{veto}} > 1$ GeV) enthält. Der erlaubte Polarwinkelbereich für SpaKal-Elektron-Kandidaten beträgt $\vartheta < 177°$, wobei die Obergrenze implizit über $r_{\square}$ gegeben ist. Ein solcher Kandidat muß eine Mindestenergie von 4 GeV aufweisen. Schließlich wird verlangt, daß der Zeitverlauf des Schauersignals dem eines vom Vertex kommenden Teilchens entspricht. Tab. 27 sind alle Selektionsbedingungen als Übersicht zusammengefaßt.

7.2 Selektionsklassen

Die mit den soeben beschriebenen Elektron-Erkennungsalgorithmen identifizierten Multielektron-

SpaKal-Elektronen (F2ELE):	
ELAN-Elektronen-Sucher	
Energie	$E(\mathrm{e}^{\pm}) > 4$ GeV
verbotener Innenbereich	$r_{\square} = 8$ cm
Schauerradius	$r_{\mathrm{clu}} < 3,5$ cm
Winkel	$\vartheta < 177°$
zeitl. Signalmaximum	9,5 ns $< t_{E_{\max}} <$ 22,5 ns

Tabelle 27:
Übersicht der Kriterien für die im SpaKal gefundenen Elektronkandidaten, zu Definition und Erläuterung der Variablen siehe Text

Ereignisse werden nun anhand der Kriterien

- Anzahl der Elektronkandidaten,
- Zuordnung der Ladungsvorzeichen für die Kandidaten,
- longitudinale Energie-Impuls-Bilanz ($E - cp_z$) und
- Spurmultiplizität

weiter unterteilt. Damit werden mehrere Ziele verfolgt: Erstens reicht das Vorhandensein eines einzelnen Elektronkandidaten in einem Ereignis noch nicht aus, um den Untergrund aus Ereignissen mit fehlidentifizierten Pionen wirksam zu unterdrücken. Auf der anderen Seite enthalten die im vorigen Kapitel definierten Signalereignisse (oder Dileptonereignisse) aus sogenannten $\gamma\gamma$-Ereignissen und Vektormeson-Erzeugung meistens zwei, aber höchstens drei nachgewiesene Elektronen, während vier und mehr Kandidaten auf die Herkunft aus anderen Prozessen hinweisen.

Die Unterscheidung der Signalereignisse nach zwei oder drei Elektronkandidaten und der Art des Detektors, in dem der dritte Kandidat nachgewiesen wird, entspricht einer groben Einteilung in verschiedene kinematische Bereiche, die in Abschn. 8.2 auch ausgewertet wird. Der Nachweis des gestreuten Positrons in SpaKal oder FlAr-Kalorimeter setzt jeweils eine Untergrenze für den Impulsübertrag Q^2 fest, und die Kleinwinkel-Elektronkalorimeter (Abschn. 2.7, Abb. 26, S. 41) sind nur für sehr eingeschränkte Bereiche von $W_{\gamma\mathrm{p}}$ sensitiv.

Grundselektionsmenge

Um das Signal-Untergrund-Verhältnis in einer möglichen Selektionsklasse vorweg einmal abzuschätzen, wird angenommen, daß die Erkennung eines Elektronkandidaten mit einer Selektionseffizienz ε_{e} für ein Elektron und einer Wahrscheinlichkeit ε_{π} für die fälschliche Erkennung eines Pions als Elektron geschieht. Die Forderung, daß die Anzahl selektierter Signalereignisse größer als die Anzahl der selektierten Untergrundereignisse sein soll, schreibt sich damit

$$\sigma(n\mathrm{e}^{\pm})\varepsilon_{\mathrm{e}}^{n} > \sigma(n\pi^{\pm})\varepsilon_{\pi}^{n},$$

wobei $\sigma(n\mathrm{e}/n\pi)$ die Wirkungsquerschnitte für die Elektron-/Pion-Erzeugung sind und in einem Ereignis n Elektronkandidaten verlangt werden. Da der Wirkungsquerschnitt für Pionerzeugung rund eine Größenordnung über der der Leptonerzeugung liegt, ist leicht einzusehen, daß mit den vorgestellten Elektronensuchern Selektionskriterien mit $n \geq 2$ identifizierten Leptonen sinnvoll sind (vgl. Zahlenwerte aus Abschn. 7.1).

Dementsprechend wurden aus den H1-Datennahmekampagnen 1995–97 Ereignisse mit

- mindestens einem FlAr-Elektron-Kandidaten (XASELE) und
- mindestens einem SpaKal-Elektron (F2ELE) oder einem FlAr-Elektron (XASELE) als weiteren Kandidaten

als Grunddatensatz für die weitere Auswertung ausgewählt.

Anzahl der Elektron-Kandidaten und Zuordnung der Ladungen

Die Ereignisse mit mindestens zwei Kalorimeter-Elektronkandidaten werden in die zehn in Tab. 28 definierten Klassen eingeteilt, von denen hauptsächlich fünf, die in Abb. 100 anschaulich dargestellt sind, weiter ausgewertet werden. Die Zuordnung der Ladung zu einem Kandidaten erfolgt anhand der Spurmessung (vgl. Tab. 26). Sofern der Betrag der Krümmungsmessung mindestens dreimal so groß wie der Fehler auf die Messung aus der Spuranpassung auf die Spurkammertreffer ist, kann ein Ladungsvorzeichen ($\oplus/\ominus$) angenommen werden, ansonsten gilt der Kandidat als „Elektron unbestimmter Ladung“ ($\odot$). Für die Klassen **1**, **2** und **3** müssen die Kandidaten die Ladungskombination $\oplus/\ominus$, $\oplus/\odot$ oder $\ominus/\odot$ haben. In der Klasse **3** wird das SpaKal-$\mathrm{e}^{\pm}$ als gestreutes Positron betrachtet. Für die Klasse **4** müssen mindestens zwei Elektronkandidaten diese Ladungskombination aufweisen. Falls zwei Kandidaten eine Ladung $\ominus$ haben, wird das

Klasse	Beschreibung
0	Ereignis nicht eingeordnet
1	2 Elektronen (entgegengesetzte Ladung) im FlAr-Kalorimeter
2	2 Elektronen (entgegengesetzte Ladung) im FlAr-Kalorimeter, 1 eTag
3	2 Elektronen (entgegengesetzte Ladung) im FlAr-Kalorimeter, 1 SpaKal
4	3 Elektronen (2 entgegengesetzte Ladung) im FlAr-Kalorimeter
5	1 Elektron im FlAr-Kalorimeter, 1 Elektron im SpaKal
6	1 Elektron im FlAr-Kalorimeter, 1 Elektron im SpaKal, 1 eTag
7	mehr Elektronen (≥ 3) im FlAr-Kalorimeter, und nicht Kl. 4
8	mehr Elektronen (≥ 2) im SpaKal
9	noch mehr Elektronen ($n \geq 4$) und $m_{ne} > 15$ GeV/c^2

Tabelle 28: Klassifizierung der Multielektron-Ereignisse entsprechend der Anzahl der Elektronkandidaten und der Subdetektoren, in denen sie nachgewiesen worden sind; die Dilepton-Klassen **1** und **2** sowie in geringerem Maße **3** und **4** bilden die Grundlage für die Wirkungsquerschnittsmessungen in dieser Arbeit; und die Klasse **5** dient für Gegenproben bei der Bestimmung von Effizienzen.

Ereignis verworfen (Klasse **0**). Hat einer der Kandidaten die Ladung $\odot$, so wird dieser als gestreutes Positron betrachtet. Haben zwei die Ladung $\oplus$, so wird es derjenige Kandidat mit dem größeren Polarwinkel ϑ. Die wichtigsten, in dieser Arbeit benutzten, ersten fünf Klassen sind noch einmal anschaulich in Abb. 100 zu dargestellt. Dabei ist in der Klasse **5** mit der Bedinung, jeweils einen Elektron-Kandidaten in SpaKal und FlAr-Kalorimeter zu enthalten, der Untergrundanteil aus fehlidentifizierten Pionen sehr hoch. Sie wird nur in sehr eingeschränktem Maße für die Überprüfung der simulierten Effizienzen benutzt.

Alle weiteren Klassen machen rund 2% (1995: 7, 1996: 17, 1997: 25) der insgesamt selektierten Ereignisse aus.

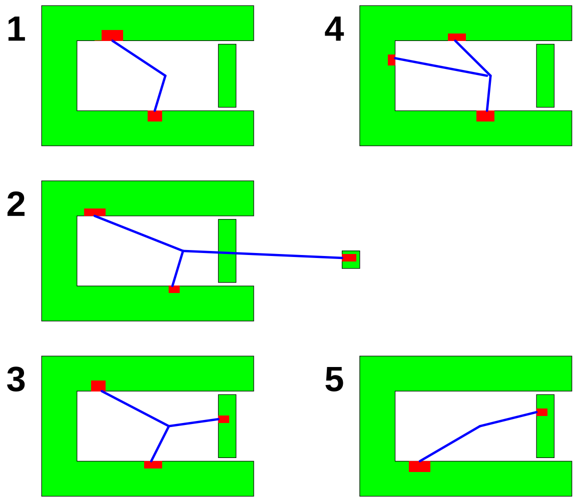


Abbildung 100:
Schematische Darstellung der Ereignisklassen mit zwei und mehr Elektronen in der Seitenansicht des Detektors:

- **1** = 2 FlAr-e$^\pm$
- **2** = 2 FlAr-e$^\pm$+ Kleinwinkel-e$^\pm$
- **3** = 2 FlAr-e$^\pm$ + 1 SpaKal-e$^\pm$
- **4** = 3 FlAr-e$^\pm$
- **5** = 1 FlAr-e$^\pm$ + 1 SpaKal-e$^\pm$

Der U-förmige Umriß stellt das FlAr-Kalorimeter dar, dessen Akzeptanz durch das SpaKal für kleine Streuwinkel vervollständigt wird. Das Diagramm für Klasse 2 zeigt ein Elektron, das nicht im Hauptdetektor, sondern in einem der Kleinwinkelkalorimeter bei 33 m oder 44 m nachgewiesen wird.

Ereignisse, die ein oder mehr Elektronen im SpaKal enthalten (Klassen **5**, **8** hier), wurden in [Moc97] untersucht: Einerseits steigt der Wirkungsquerschnitt der QED-Compton-Ereignisse in dieser Konfiguration stark an; andererseits ist die Trennung von eγ- und ee-Paaren mit Hilfe der BDC allein nicht zuverlässig genug. Eine deutliche Verbesserung der Ergebnisse brachte ab 1997 [Ark98] die Benutzung des BST zur Trennung von Photonen aus QED-Compton-Ereignissen und Elektronen aus Dilepton-Ereignissen.

Dilepton-Klassen und longitudinale Energie-Impuls-Bilanz

Die fünf hauptsächlich ausgewerteten Ereignisklassen sind in einer Übersicht in Abb. 100 aufgestellt. Sie entsprechen den wichtigsten Konfigurationen für die Dilepton-Ereignisse. Zwei davon (**1**, **5**) zeichnen sich dadurch aus, daß eines der angenommenen Positronen im Endzustand nicht gemessen wird. Eine Überprüfung dieser Hypothese ist mit Hilfe der longitudinalen Energie-Impuls-Bilanz möglich.

Wegen der Energie-Impuls-Erhaltung bei ep-Stößen ist insbesondere auch die Projektion $(E - cp_z)$ als Summe über End- und Anfangszustand erhalten. Mit den bekannten Vierervektoren des Anfangszustands folgt dann

$$2E_e = \sum(E - cp_z) = \sum_{i\in|f\rangle} \left(E^{(i)} - cp_z^{(i)}\right) \approx \sum_{i\in|f\rangle} E^{(i)} \left(1 - \cos\vartheta^{(i)}\right) . \tag{48}$$

Dieser Erhaltungssatz hat zudem die Eigenschaft, daß nicht gemessene Teile des Endzustandes in Vorwärtsrichtung, insbesondere des Protonrests, mit dem Faktor $\cos\vartheta \approx 1$ nur einen kleinen Fehler verursachen. In der Praxis wird die Summe über die Kalorimeter des Zentraldetektors, also FlAr-Kalorimeter und SpaKal gebildet. Unter der Annahme, daß ein Positron nicht im Zentraldetektor nachgewiesen wird, sondern in $-\hat{z}$-Richtung im Strahlrohr entkommt, fällt die über den Hauptdetektor gebildete Bilanz kleiner als $2E_0$ aus. Das ist demzufolge ein Kriterium für die Zuordnung zu den Klassen **1**, **2** und **5**. Wird das gestreute Elektron (in einem Ereignis der Klasse **2**) mit der Energie E_{eTag} von einem der Kleinwinkelkalorimeter nachgewiesen (eTag, von engl.: *electron tagger*), dann soll die ergänzte Summe $\sum'(E-cp_z) = \sum(E-cp_z)+2E_{\mathrm{eTag}}$ wiederum den Nennwert $2E_0$ ergeben.

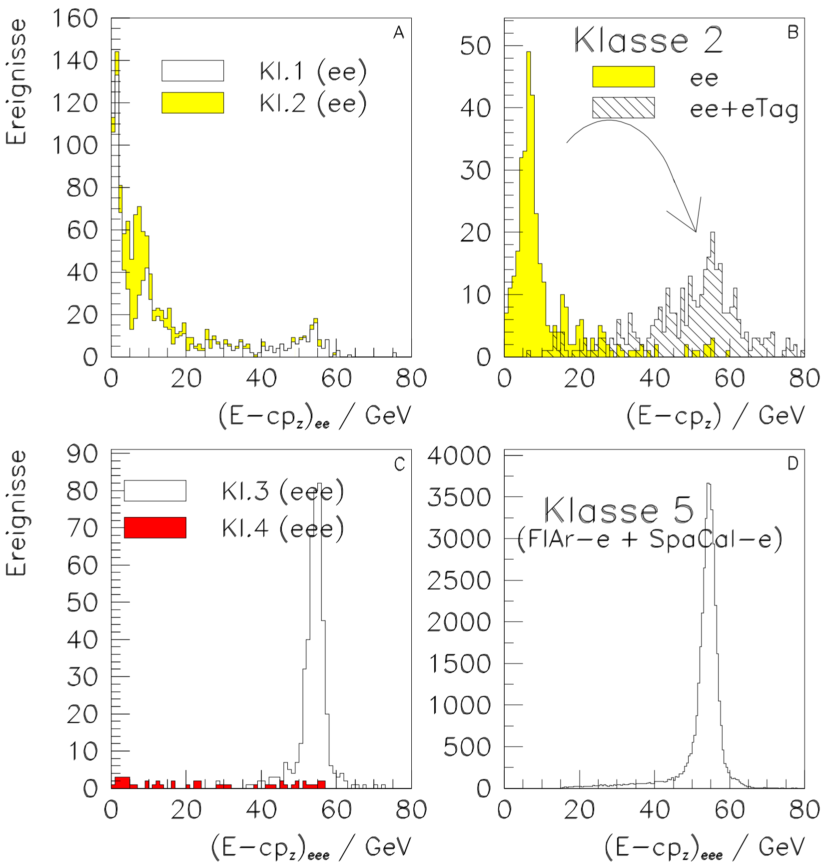


Abbildung 101:
Verteilungen der longitudinalen Energie-Impuls-Bilanz $(E - cp_z)$ der Ereignisse aus den verschiedenen Selektionsklassen für die Daten 1995–97. Aufgrund der unterschiedlichen Auslösebedingungen und Akzeptanz für eTag-Ereignisse ergänzen sich die Spektren der Klassen **1** und **2** im Diagramm **A**. Diagramm **B** zeigt die Verschiebung des Spektrums der Klasse **2** bei Hinzunahme der Kleinwinkel-Kalorimeter in die Bilanz. Die Teilbilder **C** und **D** enthalten die typische Verteilung mit Maximum bei $2E_e \approx 55$ GeV für vollständig im Detektor nachgewiesene Ereignisse (siehe Erläuterungen im Text zu Klasse **5**).

Abb. 101**A** zeigt die Verteilung der gemessenen Energie-Impuls-Bilanz $\sum(E - cp_z)$ der selektierten Ereignisse in den Klassen **1** und **2**. Die Ereignisse der Klasse **2** ergänzen das monoton fallende Spektrum bei $\sum(E - cp_z) \approx 5$ GeV $\Leftrightarrow y \approx 0{,}1$ und in geringerem Maße bei $\sum(E - cp_z) \approx 22$ GeV $\Leftrightarrow y \approx 0{,}5$, wo die Akzeptanz für die Kleinwinkel-Elektron-Kalorimeter (s. Abb. 26) maximal ist. Die Korrektur durch Einbeziehung der Kleinwinkel-Elektron-Kalorimeter zeigt in Abb. 101**B** die erwartete Verschiebung der Ereignisse zu $\sum'(E - cp_z) \approx 55$ GeV. Abb. 101**B** zeigt auch, daß aufgrund der relativ schlechten Energieauflösung (vgl. S. 42) der Kleinwinkel-Elektron-Kalorimeter die korrigierte Bilanzsumme jedoch nicht zur Untergrundtrennung geeignet ist, weil die Reinheit des Datensatzes damit auf unverhältnismäßig hohe Kosten der Effizienz nur geringfügig vergrößert würde. Die Ereignisse der Klassen **3** liegen erwartungsgemäß bei $\sum(E-cp_z) \approx 2E_e$, während in der Klasse **4** nur wenige diese Bedingung erfüllen.

Die Verteilung für Ereignisse der Klasse **5** schließlich konzentriert sich ebenfalls um Werte von $2E_e$. Die Winkel dieses Akzeptanzbereiches, zumindest für das SpaKal-Elektron, sind relativ groß, was nach (56) wiederum hohe Photon-Proton-Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ bedingt. Daher ist zwangsläufig (vgl. Abschn. 1.4) die Energie des gestreuten Elektrons sehr klein und die Summe $\sum_{ee}(E - cp_z) \approx 2E_e$. Somit ist dieses Kriterium nicht für die Trennung des Untergrunds von den wahren Dielektron-Ereignissen geeignet. Deshalb ist der Untergrundanteil aus Ereignissen mit fehlidentifizierten Pionen oder Photonen (DIS und QED-Compton) hier relativ hoch. Die Ereignisse der Klasse **5** werden für die Endauswertung nicht benutzt und dienen nur als Datenmenge bei einigen speziellen, beschränkten Gegenproben.

7.3 Akzeptanzbetrachtungen

Geometrie- und Energieschnitte

Zur Berechnung der zentralen kinematischen Größen Leptonpaarmasse m_{ee} und Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ ist der Nachweis eines Elektron-Positron-Paares notwendig. Da der Wirkungsquerschnitt sowohl für die nichtresonante Elektronpaarerzeugung als auch für die Vektormesonerzeugung stark mit dem Impulsübertrag Q^2 bzw. t auf der Elektron- bzw. Protonseite abnimmt, wird nun zunächst die Akzeptanz in der $(m_{ee}; W_{\gamma p})$-Ebene betrachtet. Diese ist aufgrund der Selektionsschnitte, $E_e > 2$ GeV, $0{,}1 < \vartheta < 2{,}6$ (weitere Einzelheiten in Tab. 26), eingeschränkt. Abb. 102 zeigt die Auswirkung der geometrischen Be-

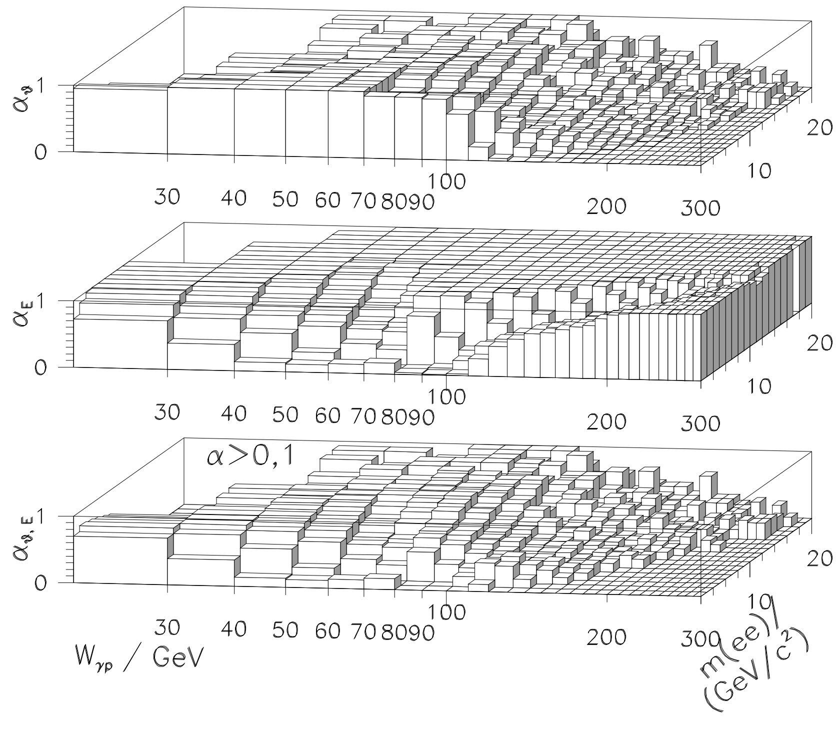


Abbildung 102:
Verlauf der Akzeptanz für Dielektron-Ereignisse in Bezug auf die Schnitte auf Polarwinkel und Energie des Elektron-Positron-Paares (vgl. Tab. 26):
oben — geometrische Akzeptanz α_ϑ aufgrund der Winkelschnitte
Mitte — Akzeptanz α_E aufgrund der Anforderung von 2 GeV Mindestelektronenergie
unten — Akzeptanz $\alpha_{\vartheta,E}$ aufgrund der kombinierten Winkel- und Energieschnitte; Bereiche mit $\alpha_{\vartheta,E} < 10\%$ wurden ausgeblendet.

schränkung der Detektorakzeptanz α auf Ereignisse, die mit dem Generator LPAIR (Abschn. 5.2, S. 100) erzeugt worden sind. Die Akzeptanzwahrscheinlichkeit ist aufgetragen für ein Ereignis mit gegebenen Werten $(W_{\gamma p}; m_{ee})$ in Bezug auf den eingeschränkten Polarwinkel ϑ (α_ϑ, oben), die Mindestelektronenergie von 2 GeV (α_E, Mitte), sowie der Kombination der beiden Bedingungen ($\alpha_{\vartheta,E}$, unten). In letzterem Diagramm, das also die Gesamtakzeptanz für Dielektron-Ereignisse wiedergibt, sind zudem alle Bereiche mit einer Akzeptanz unterhalb von 10% ausgeblendet worden.

Außer durch die Detektorakzeptanz in Energie- und Winkelbereich wird die Akzeptanz auch durch die Selektionskriterien der Elektronerkennung (Abschn. 7.1, S. 125 ff.) verringert. Abb. 103 zeigt die Akzeptanzwahrscheinlichkeit nach Anwendung aller bisher erwähnten Selektionsbedingungen, α_{Sel}, für Dielektron-Ereignisse unter der Vorbedingung von eingeschränktem Energie- und Winkelbereich (Abb. 103^{oben}) und bezogen auf die uneingeschränkte Grundmenge (Abb. 103^{unten}).

In Abb. 104 ist die Selektionsakzeptanz α_{Sel} für drei spezielle Massenbereiche als Funktion von $W_{\gamma p}$ aufgetragen: für das J/ψ-Intervall ($m_{ee} \in [2{,}5$ GeV$; 3{,}5$ GeV$]$), für das Υ-Intervall ($m_{ee} \in [9$ GeV$; 11$ GeV$]$)

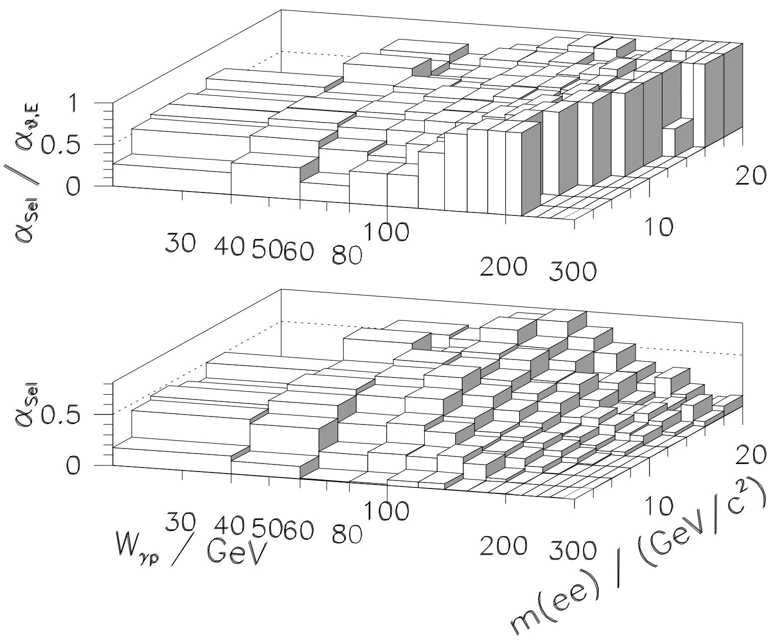


Abbildung 103:
Die Akzeptanz des Selektionsalgorithmus, $\alpha_{\rm Sel}$, für mit dem LPAIR-Generator erzeugte Dielektron-Ereignisse unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie und der Mindestelektronenergie wird als Produkt von Detektorakzeptanz und Selektionseffizienz der Elektronerkennung berechnet und ist hier in Abhängikeit der kinematischen Variablen $W_{\gamma p}$ und $m_{\rm ee}$ dargestellt:
Das obere Diagramm zeigt die Akzeptanz in Bezug auf Dielektron-Ereignisse, deren Energie- und Winkelbereich auf Generatorniveau eingeschränkt worden ist.
Das untere Diagramm zeigt die Gesamtakzeptanz in Bezug auf die uneingeschränkte Grundmenge aller generierten Ereignisse.

und für den Bereich hoher ($m_{\rm ee}$ > 15 GeV) Leptonpaarmassen. Die Akzeptanz für die nichtresonante Leptonpaarerzeugung (Zwei-Photon-Prozeß nach LPAIR) im Massenbereich der beiden Vektormesonen ist außerdem dort mit der Akzeptanz für die Vektormesonerzeugung mit dem DIFFVM-Generator verglichen worden.

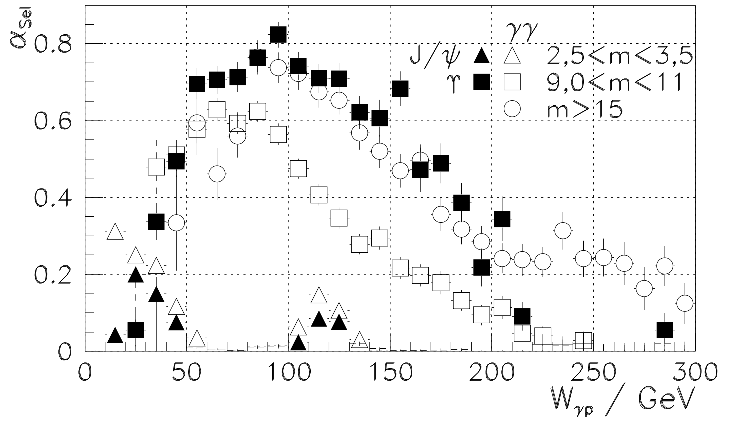


Abbildung 104:
Die Akzeptanz des Selektionsalgorithmus, $\alpha_{\rm Sel}$, für mit dem LPAIR-Generator erzeugte Dielektron-Ereignisse wie in Abb. 103$^{\rm unten}$ dargestellt und beschrieben, ist hier für einige spezielle Massenbereiche und für verschiedene Prozesse dargestellt. Die gefüllten Symbole stehen für die Vektormeson-Resonanz-Produktion (V, DIFFVM-Generator) und die hohlen für den nichtresonannten Photon-Photon-Prozeß ($\gamma\gamma$, LPAIR-Generator).

Einfluß der Winkelverteilung

Die Unterschiede zwischen den gleichermaßen geometrisch und energetisch eingeschränkten Datensätzen für resonante und nicht-resonante Leptonpaarerzeugung sind durch das unterschiedliche Winkelverhalten des resonanten und des nicht-resonanten Prozesses zu erklären. Dazu wird der Einfluß der Akzeptanzschnitte auf die Winkelverteilung, nämlich den in Abschn. 5.7 (S. 111) definierten Zerfallswinkel ϑ^* im Schwerpunktsystem des Elektronpaares, etwas genauer betrachtet. Die Verteilung der Ereignisse, die nach den Winkel- und Energie-Schnitten noch in dem erzeugten Datensatz für den $\gamma\gamma$-Prozeß verbleiben, sind für acht verschiedene Massenbereiche in Abb. 105 dargestellt. Mit zunehmender Paarmasse ist eine kontinuierliche, aber bedeutende Veränderung der Akzeptanzbereiche festzustellen. Die Bereiche „$3 < m_{\rm ee} < 3,5$“ und „$9 < m_{\rm ee} < 11$“ sind mit den Diagrammen der Abb. 106 zu vergleichen, in denen entsprechende Verteilungen für Elektronpaare aus der J/ψ- und Υ-Resonanz gezeigt werden. Es zeigt sich, daß trotz einiger Gemeinsamkeiten in den harten, kinematischen Grenzlinien, die Verteilungen für vergleichbare Paarmassen sehr unterschiedlich ausfallen. Insbesondere wird die Anhäufung der nichtresonanten Elektronpaare bei großen und kleinen Winkeln aufgrund der t-Kanal-Verteilungscharakteristik (s. Abschn. 5.7) wie erwartet beobachtet. Es wird ebenso

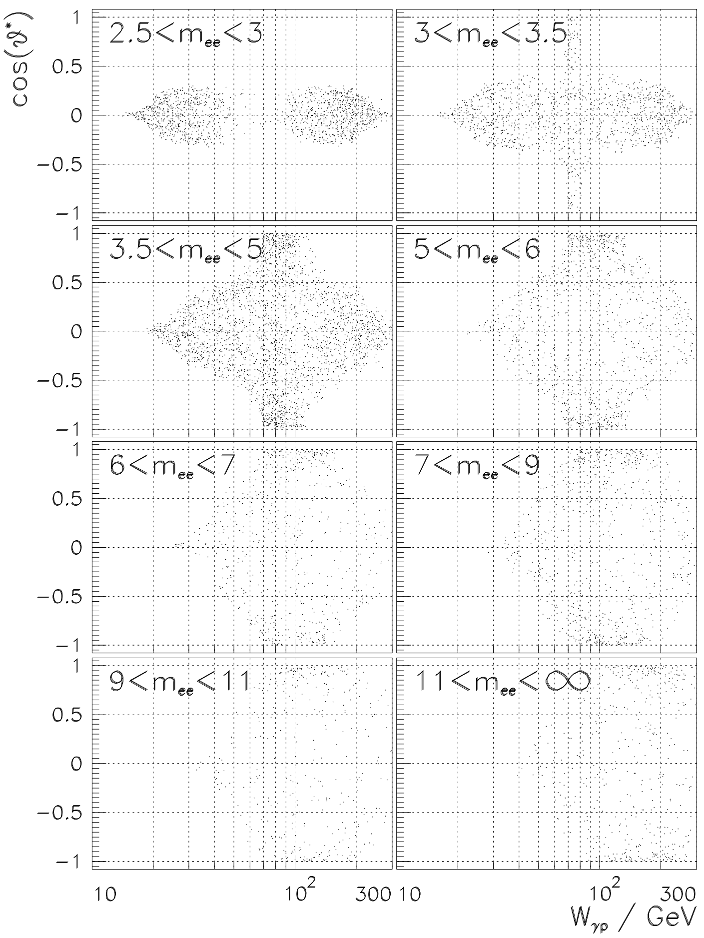


Abbildung 105:
Verteilung der nichtresonanten Zwei-Elektron-Ereignisse (LPAIR-Generator) in der $(\vartheta^*; W_{\gamma\mathrm{p}})$-Ebene für verschiedene Bereiche der Leptonpaarmasse m_{ee}. Für die Erzeugung dieser Ereignisse wurde eine Mindestelektronenergie von 1,5 GeV verlangt.

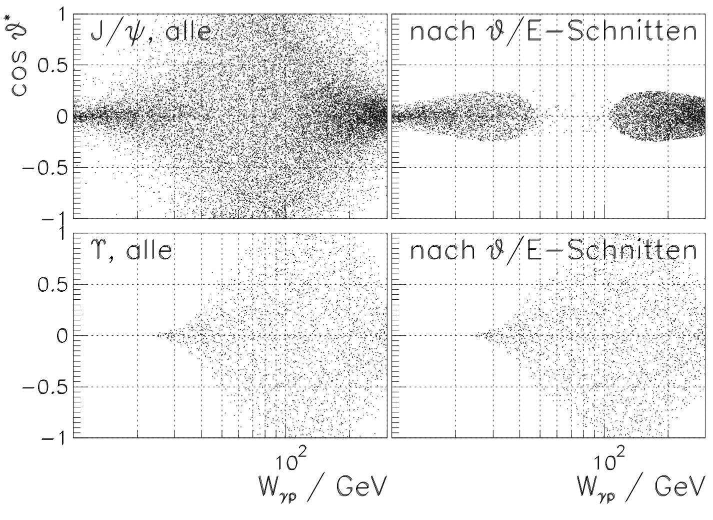


Abbildung 106:
Verteilung der Zwei-Elektron-Ereignisse aus Vektormesonproduktion (DIFFVM-Generator) in der $(\vartheta^*; W_{\gamma\mathrm{p}})$-Ebene. Die Akzeptanzschnitte reduzieren die J/ψ-Datenmenge erheblich, während die Υ-Ereignisse nur unwesentlich davon betroffen sind.

deutlich, daß die geometrischen Schnitte die Kinematik der J/ψ-Erzeugung erheblich einschränken, während sie vernachlässigbaren Einfluß auf die Messung des Υ-Produktionsprozesses haben.

Für die drei Bereiche

- J/ψ-Masse, niedrige $W_{\gamma\mathrm{p}}(2{,}5\ \mathrm{GeV} < m_{\mathrm{ee}} < 3{,}5\ \mathrm{GeV}, W_{\gamma\mathrm{p}} < 50\ \mathrm{GeV})$
- J/ψ-Masse, hohe $W_{\gamma\mathrm{p}}(2{,}5\ \mathrm{GeV} < m_{\mathrm{ee}} < 3{,}5\ \mathrm{GeV}, 100\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma\mathrm{p}} < 140\ \mathrm{GeV}\ )$
- Υ-Masse, ($9\ \mathrm{GeV} < m_{\mathrm{ee}} < 11\ \mathrm{GeV}$ innerhalb der Detektorakzeptanz)

wurden die Akzeptanzen $\alpha_{E,\vartheta}(\vartheta^*)$ pro Ereignis in Abhängigkeit von $\cos\vartheta^*$ berechnet und in Abb. 107 miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß die Akzeptanz in Abhängigkeit des Zerfallswinkels für entsprechende

Datensätze übereinstimmt. Die Unterschiede, die in Abb. 104 beobachtet wurden, sind demnach auf den Effekt der Faltung dieser Akzeptanzen mit dem Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von ϑ^* zurückzuführen.

Demzufolge hängen die notwendigen Extrapolationen insbesondere bei der Messung der J/ψ-Mesonen stark von der angenommenen ϑ^*-Verteilung ab. Die in den benutzten Datensätzen gemachte Annahme $\sigma \sim 1 + \cos^2 \vartheta^*$ für den Spin-1 $\to 2 \times$ Spin-$1/2$-Zerfall (Abschn. 5.7, S. 111) ist verschiedentlich für diffraktive J/ψ-Produktion gemessen und bestätigt worden [GSc97; Mey98].

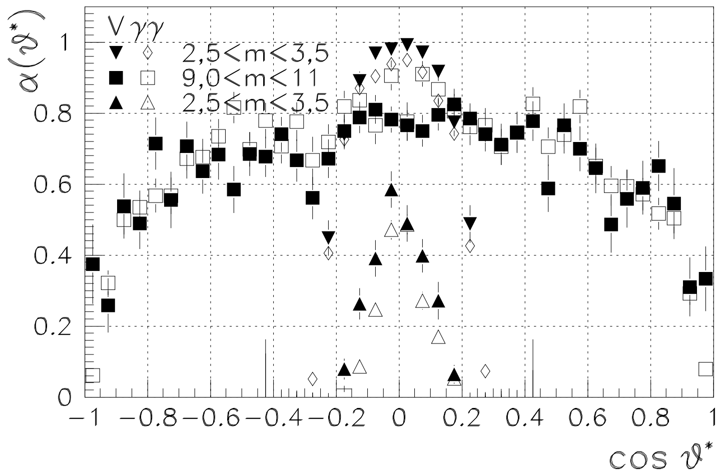


Abbildung 107:
Akzeptanz wie in Abb. 104 in Abhängigkeit des Kosinus des Zerfallswinkels, $\cos\vartheta^*$ für verschiedene Bereiche in $(m_{\mathrm{ee}}; W_{\gamma\mathrm{p}})$

7.4 Spurmultiplizität

Vorselektion nach Auslösebedingungen

Für die Vorbetrachtungen werden zunächst Elektronkandidaten der Ereignisse, die L5-klassifiziert worden sind, mit dem XASELE-Algorithmus identifiziert. Alle Ereignisse, die demgemäß in die **Klassen 1&2** fallen, also genau zwei Elektronkandidaten im FlAr-Kalorimeter aufweisen, werden in drei Vorselektionsmengen unterteilt, welche sich an den L1-Triggerbedingungen orientieren. Dazu werden die *größten gemeinsamen Teiler* der drei hauptsächlichen L1-Koinzidenzen, `s54` (Zwei-Spur-zVtx-Bedingung), `s67` (FlAr-Elektron-Bedingung, hohe Schwelle) und `s75` (FlAr-Elektron-Bedingung, niedrige Schwelle) gebildet. Darunter versteht man diejenigen positiven Einzelbedingungen (Triggerelemente) die die physikalische Signatur der Subtrigger festlegen, und die über den gesamten Datennahmezeitraum unverändert blieben. Mit anderen Worten werden Ineffizienzen durch Vetobedingungen und geänderte t_0-Bedingungen in dieser Näherung vernachlässigt. Diese Koinzidenzvorschriften sind in Tab. 29 zu sehen. Aufgrund dieser Annahmen können Ungenauigkeiten von

L1-Nr.	Bedingung	$\mathcal{L}_{95/96}$	$\mathcal{L}_{97}$
s54	`DCRPh_TNeg&&zVtx_Cls&&Topo_BR`	10,79/pb	20,58/pb
s67	`LAr_electron2&&(LAr_T0||FwdRay_T0||zVtx_T0)`	11,96/pb	
s75	`LAr_electron1&&(FwdRay_T0||zVtx_T0)`	11,98/pb	27,48/pb

Tabelle 29: Die größten gemeinsamen Teiler der Subtriggerbedingungen `s54`, `s67` und `s75` über die Jahre 1995–97, mit denen die Vorstudien durchgeführt wurden. `s67` wurde nur für 95/96 benutzt.

10% in diesen ersten Untersuchungen auftreten. Weiterhin werden die Daten aus den Jahren 1995–97 in die Teilmengen `95/96` und `97` unterteilt, welche in etwa gleich große integrierte Luminosität aufweisen. Alle Ereignisse erfüllen die Bedingung der longitudinalen Energie-Impuls-Bilanz ($\sum(E - p_z)$) in Abhängigkeit der Anzahl der gefundenen $e^{\pm}$-Kandidaten (siehe Abb. 101, S. 131). Es werden nur ungleich geladene Elektronpaare gemäß Abschn. 7.2, S. 129 ff. mit invarianter Masse $m(e^+e^-) > 4$ GeV/c^2 benutzt.

Entwicklung der Multiplizitätsschnitte

Ein wesentlicher Analyseschnitt betrifft die Spurmultiplizität der Ereignisse. Hauptinteresse dieser

Auswertung liegt auf den quasi-elastischen Ereignissen, in denen die Elektronen allein oder genügend isoliert von anderen Teilchen im Endzustand zu finden sind. Das hat den Vorteil, daß die Triggereffizienzen unabhängig von einem eventuellen hadronischen Endzustand leichter berechnet werden können. Zudem ist die Erkennung von Elektronen innerhalb eines Hadron-Jets, zum Beispiel mit dE/dx-Trennung (Abschn. 2.3, S. 30) oder der Übergangsstrahlung in den Vorwärtsspurkammern (s. Abschn. 2.4, S. 34), im H1-Experiment bisher nicht durchgeführt worden. Die Monte-Carlo-Simulation allein ist nicht ausreichend, um die Kriterien festzulegen. Die Spurrekonstruktion in Daten und Monte-Carlo-Simulation des H1-Experiments findet nur beschränkte Übereinstimmung. Es ist zudem zu unterscheiden zwischen Vorwärtsspurkammern und zentralen Spurkammern, die zwei in Bezug auf die Ausrichtung unabhängige Einheiten darstellen. Zwischen zentralen Spurkammern und Vorwärtsspurkammern befindet sich außerdem passives Material (vgl. Abb. 62) in einer Dicke von $\Xi_0 = 1 \ldots 2$, was wegen der auftretenden Vielfachstreuung die Fortsetzung der Spuren von innen nach außen erschwert. Erwartungsgemäß werden die Spurmeßparameter der zentralen Kammern besser gemessen und durch die MC-Simulation beschrieben als die des Vorwärtsbereiches oder die Kombinationen aus beiden. Insbesondere den Spuren aus dem Übergangsbereich ($\vartheta \approx 20°$, wo Spuren meist in beiden Detektoren gemessen werden,) ist besondere Aufmerksamkeit zu widmen [H1sw34].

Hier werden zunächst globale Größen wie die Multiplizität und Kriterien für die „Rekonstruktionsqualität“ von Spuren untersucht, während die Rekonstruktionsgenauigkeit später im Zusammenhang mit der Auflösung (Abschn. 7.9, S. 161) genauer betrachtet wird.

Freie Spuren: Als solche werden sämtliche von dem Rekonstruktionsprogramm H1REC rekonstruierten und auf DST aufgezeichneten Spuren (DTNV-Bank) bezeichnet, ohne Rücksicht auf deren Parameter. Eine optimal angepaßte Detektorsimulation würde bei gleichen Schnitten die Verteilungen der Daten reproduzieren. Das ist nicht der Fall (Abb. 108). Weiterhin erschwerend für die Reproduktion der Daten wirkt die Tatsache, daß der Zustand der Spurkammern sich im Laufe der Zeit verschlechtert und von 1995–97 daran keine Wartung hat vorgenommen werden können.

Man stellt außerdem fest, daß die einfache Betrachtung aller freien rekonstruierten Spuren und damit zusammenhängender Größen keine hinreichend genauen Schnitte zur Trennung von elastischen Zwei-Elektron-Ereignissen und Elektron-Jet-Ereignissen (DIS/NC) zuläßt.

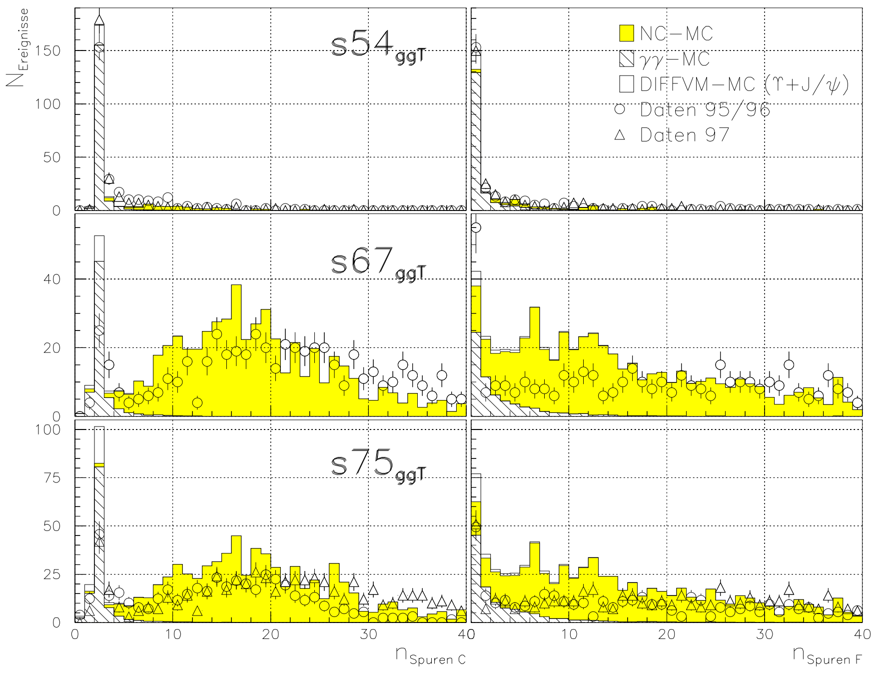


Abbildung 108:
Vergleich der Anzahl n_C der freien CJC-Spuren (linke Spalte) und n_F der freien Vorwärtsspuren (rechte Spalte) in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen. In den Daten werden allgemein mehr Spuren gefunden als in den simulierten Ereignissen. Besonders stark macht sich das bei den Vorwärtsspuren bemerkbar. Der L1-Subtrigger s54 selektiert auf L1-Ebene schon Ereignisse mit genau zwei Spuren.

Ein Satz von minimalen Forderungen an die Spurqualität ist in früheren Arbeiten entwickelt worden [GSc97; Mey98]. Die hier verwendete Form ist in Tab. 30 (Kriterien 2) zusammengefaßt. Der Vergleich zwischen Daten und Simulation für die so definierten Spuren wird in Abb. 109 gezeigt. Die CJC-Spuren werden hinreichend gut beschrieben, sodaß ein Schnitt bei $n_{C2} \leq 15$ mit genügend Sicherheit wegen der kleinen Abweichungen angebracht werden kann. Die Beschreibung der Vorwärtsspuren schlägt hingegen

Spurkriterien 1 (XASELE, fest eingebaut):	
Zentralspurkammern:	
Jede Art freie oder vertexgebundene Spur wird akzeptiert.	
Vorwärtsspurkammern:	
Mindestens eine Planarkammer und mindestens eine weitere Vorwärtsspurkammer müssen einen Treffer enthalten	
Spurkriterien 2 (optimierte):	
CJC: C2	
Startpunkt vom Vertex	$R_{\mathrm{Start}} < 44$ cm
Endpunkt der Spur	$R_{\mathrm{End}} > 0$ cm
radiale Länge	$R_{\mathrm{End}} - R_{\mathrm{Start}} > \begin{cases} 11 \text{ cm für } 25^\circ \geq \vartheta \geq 155^\circ \\ 6 \text{ cm sonst} \end{cases}$
VwT: F2	
Startpunkt vom Vertex:	$z_{\mathrm{Start}} < 175$ cm
axiale Länge	$z_{\mathrm{End}} - z_{\mathrm{Start}} > 45$ cm

Tabelle 30: Qualitätskriterien für Spuren. Diese Schnitte wurden für die vorliegende Analyse zusätzlich zu den H1-Standard-Rekonstruktionsschnitten angewandt.

fehl, insbesondere bei kleinsten Spurzahlen n_{F2}. Das wird vermutlich durch falsche Annahmen bei der Simulation des Vorwärtsspurkammer-Verhaltens auf Teilchen, aber auch durch die nicht ausreichend präzise Beschreibung des hadronischen Endzustandes der Protondissoziation, vor allem des Protonrestes und der Sekundärteilchen nahe am Strahlrohr (vgl. Abschn. 5.8) verursacht. Es ist auch unklar, ob das Rauschverhalten der Vorwärtsspurkammern korrekt simuliert wird. Man erkennt auf Abb. 109 auch, daß die Selektionseffizienz für die elastischen Ereignisse ($n_{\mathrm{C2}} \approx 2$) offenbar zu hoch angenommen wird.

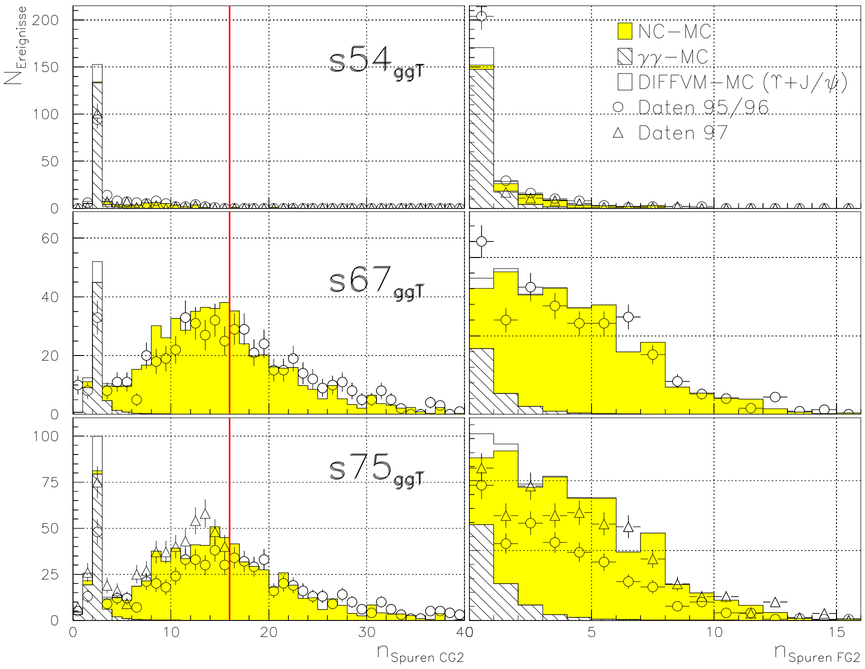


Abbildung 109: Vergleich der Anzahl n_{C2} der **freien CJC-Spuren**, die die Qualitätskriterien C2 erfüllen, bzw. der Anzahl n_{F2} der **freien Vorwärtsspuren**, die Qualitätskriterium F2 erfüllen, in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen. Die C2-Spuren werden recht gut, mit leicht erhöhter Spurzahl in den Daten, beschrieben, während die Beschreibung der Vorwärtsspuren mit diesen Kriterien fehlschlägt und offenbar auch von Jahr zu Jahr stark variiert. Für die 1997er Daten wurde bereits in der Vorselektion ein Schnitt $n_{\mathrm{C2}} \leq 15$ durchgeführt.

Vertexgebundene Spuren: Wird zusätzlich zu den Qualitätskriterien 2 (s. Tab. 30) verlangt, daß die Anpassung der Spur an die Kammertreffer unter der zusätzlichen Randbedingung der Vertexanbindung stattfindet, so spricht man von vertexgebundenen Spuren (DTRA-Bank). Die entsprechenden Verteilungen werden in Abb. 110 gezeigt, wobei der Schnitt $n_{\mathrm{C2}} \leq 15$ schon angewandt wurde. Die Vorwärtsspuren werden nunmehr gut beschrieben. Die Verteilungen der 1997er Daten liegen systematisch höher. Es wird ein Schnitt bei $n_{\mathrm{VC2}} \leq 7$ angebracht. Das Trennungsvermögen für die elastischen Ereignisse (DIFFVM-Monte-Carlo) ist allerdings nicht ausreichend, um engere Schnitte genügend zuverlässig machen zu können.

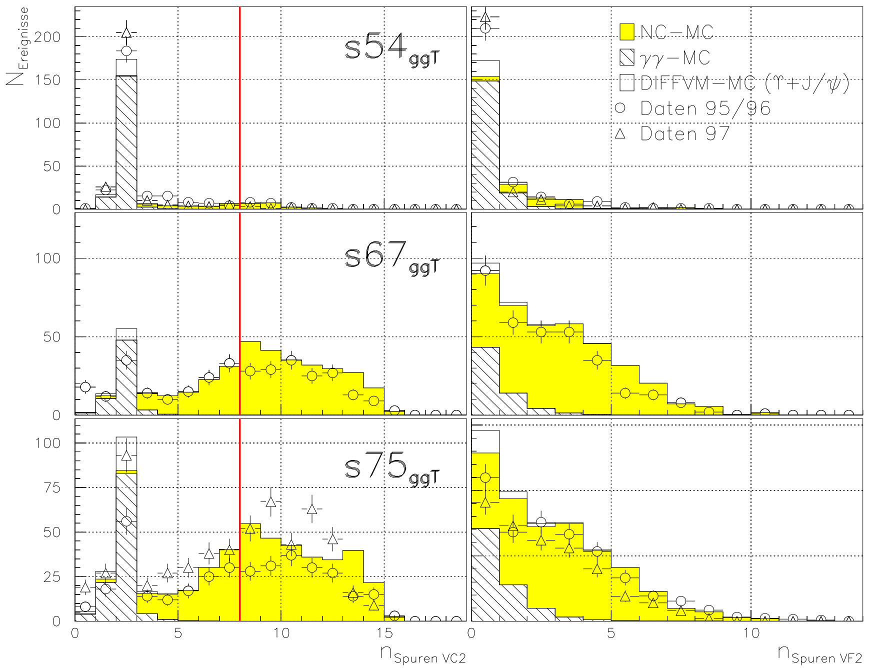


Abbildung 110:
Vergleich der Spuranzahlverteilungen für **vertexgebundenden Spuren** im Vorwärts- (n_{VF2}) und Zentralbereich (n_{VC2}), die außerdem die Qualitätskriterien 2 erfüllen, in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen.

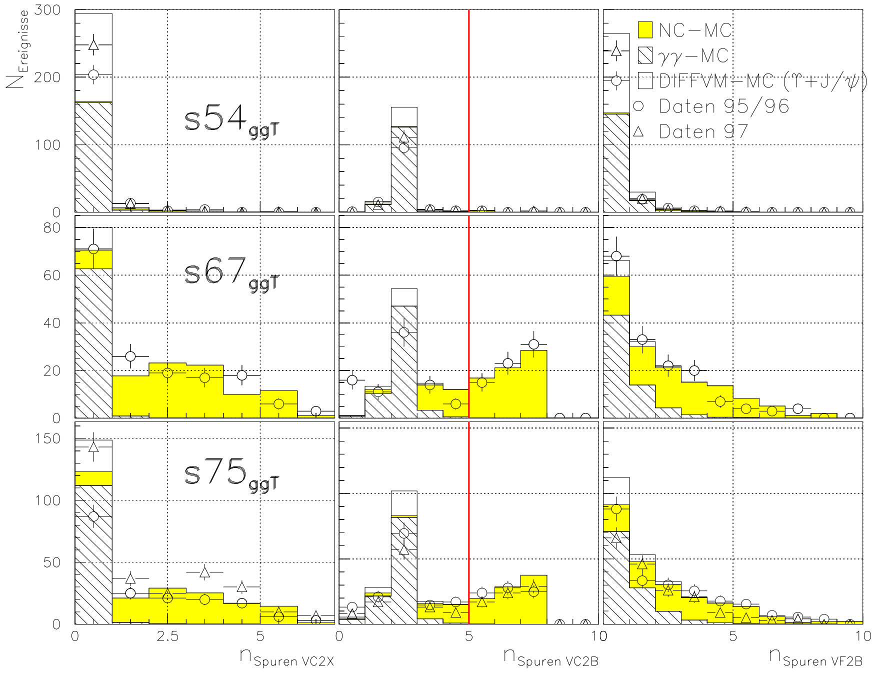


Abbildung 111:
Vergleich der Spuranzahlverteilungen für **vertexgebundene Spuren**, n_{VC2X}, n_{VC2} und n_{FC2} (Bedeutungen siehe Text) für verschiedene Subtrigger in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen.
Der Schnitt, der auf n_{VC2} angewandt wurde, ist eingezeichnet.

Daher werden zwei weitere Verfahren angewandt, um die Topologie der Spuren zu beschreiben: In Abb. 111 sind drei Größen zusammengestellt, die unter der Voraussetzung der vorher erklärten Elastizitätsschnitte, $n_{\mathrm{CG2}} \leq 15$ und $n_{\mathrm{VCG2}} \leq 7$, in Monte-Carlo-Simulation und Daten übereinstimmende Verteilungen aufweisen:

n_{VC2X} Anzahl der **vertexgebundenen Spuren in den zentralen Spurkammern**, die die Qualitätskriterien C2 erfüllen, und deren Richtungswinkel $(\vartheta; \varphi)$ die Bedingung

$$\alpha_{\mathrm{Isolation}} = \min_i(\angle((\varphi;\vartheta);(\varphi(\mathrm{e}_i);\vartheta(\mathrm{e}_i)))) > 0{,}3$$

für alle Elektronkandidaten (i) mit Richtungswinkel $(\vartheta(\mathrm{e}_i); \varphi(\mathrm{e}_i))$ erfüllt. Falls es sich bei den entsprechenden Kandidaten um ein Elektron handelt, dann sind diese Spuren sehr wahrscheinlich nicht im Zusammenhang mit diesem Elektron entstanden. („**Extraspuren**“)

n_{VC2B} Anzahl der **vertexgebundenen Spurbündel in den zentralen Spurkammern**, die die Qualitätskriterien C2 erfüllen.

n_{VF2B} Anzahl der **vertexgebundenen Spurbündel in den Vorwärtsspurkammern**, die die Qualitätskriterien F2 erfüllen.

Als Spurbündel werden alle guten Spuren laut Qualitätskriterien 2 (Tab. 30) gezählt, die im Raumwinkel weiter als

$$\alpha_{\text{Abstand}} = \min_i(\angle((\varphi;\vartheta);(\varphi_i;\vartheta_i))) > 0{,}0529$$

von allen anderen (vorher gezählten) Spuren entfernt sind. Spuren, die näher als 3,3° zusammenliegen, werden also zu einem sogenannten Spurbündel zusammengefaßt, womit leichte Rekonstruktionsfehler der Spurkammer ausgeglichen werden.

Die Anzahl der Spurbündel aus der zentralen Spurkammer, n_{C2B}, ist offensichtlich sehr gut für die Trennung von DIS-Untergrund und elastischen Zwei-Elektron-Ereignissen geeignet, während die beiden anderen Größen nur begrenzt dafür geeignet sind, weil sich die Beiträge beider Ereignisarten in ihnen zu stark überlappen. Die Verteilung n_{VG2} weist auch darauf hin, daß der Großteil der selektierten Elektronpaare sich im Bereich der zentralen Spurkammern befindet.

Abb. 112 schließlich zeigt den gegenseitigen Einfluß der Schnitte $n_{VC2B} < 5$ und $n_{VC2X} < 3$ auf die beiden Verteilungen n_{VC2X} und n_{VC2B}. Nimmt man einmal aufgrund der vorhergehenden Betrachtungen an, daß die Verteilungen in Daten und Simulation gut übereinstimmen, so ist offensichtlich der Untergrund an NC-Ereignissen gut reduziert worden. und der Schnitt $n_{VC2B} < 5$ schließt $n_{VC2X} < 3$ fast vollständig ein.

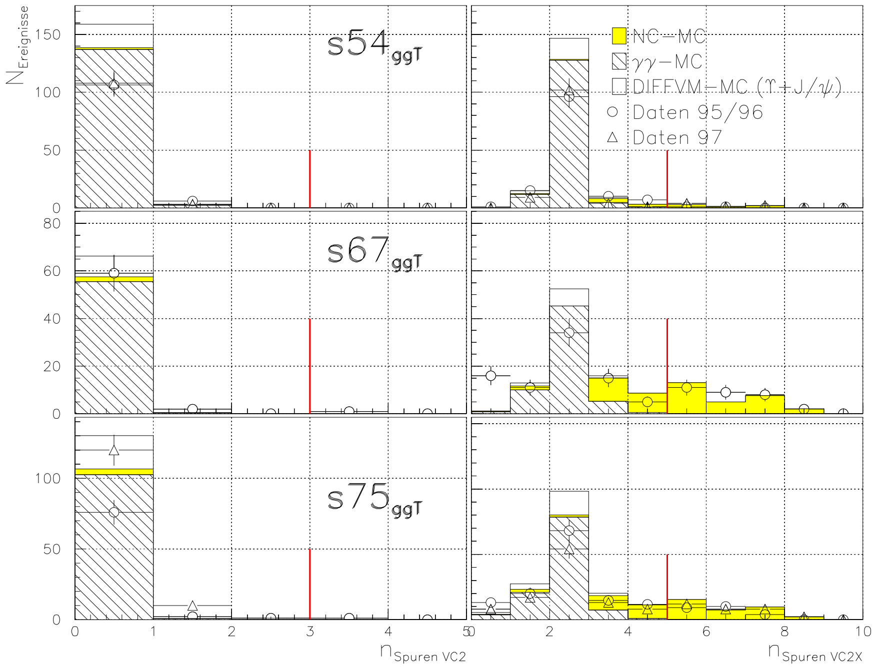


Abbildung 112:
Gegenprobe: Vergleich der Verteilungen für Extraspuren n_{VCX} und Spurbündel n_{VCB} aus den zentralen Spurkammern nach den Schnitten $n_{VCX} < 3$ und $n_{VCB} < 5$ in Daten und Monte-Carlo-Ereignissen.

Multiplizitätsschnitte	
angewandt auf folgende Spuren:	
• Qualitätskriterien 2 (laut Tab. 30) erfüllt	
• in zentralen Spurkammern gemessen	
freie Spuren	$n_{C2} \leq 15$
vertexgebundene Spuren	$n_{VC2} \leq 7$
Spurbündel	$n_{VC2B} \leq 5$

Tabelle 31:
Vollständige Liste der Multiplizitätsschnitte für die Selektion der quasi-elastischen Ereignisse, die für die endgültige, elastische Selektion noch weiter verschärft wird (s. Kap. 8)

Die vollständige Menge der Multiplizitäts-Schnitte ist in Tab. 31 zusammengefaßt. Dies sind die wichtigsten Schnitte, um exklusive Zwei-Elektron-Ereignisse von Untergrund aus tiefinelastischen NC-Ereignissen zu trennen. Von dieser Vorselektion ausgehend werden jetzt im folgenden Kapitel Effizienzen und Akzeptanzen für die verschiedenen Selektionsstufen dieser Analyse beschrieben

7.5 Auslösebedingungen (L1/L2)

Die beiden Grundmerkmale der Zwei-Elektron-Ereignisse, die im vorigen Abschnitt beschrieben worden sind, nämlich ein elektromagnetischer Kalorimeterschauer und die dazugehörigen Spuren in der Spurkammer, dienen im weiteren als Ausgangspunkt für die Datennahme, Erkennung und Selektion von Zwei-Elektron-Ereignissen. Wie sich die Signatur dieser Ereignisse auf niedrigster Auslöseebene darstellt, wird anhand von Abb. 113 erläutert. An diesem Ereignis der Klasse **3** sind die charakteristischen Merkmale, die zur Erkennung des Ereignisses im Trigger des H1-Experimentes dienen, zu erkennen.

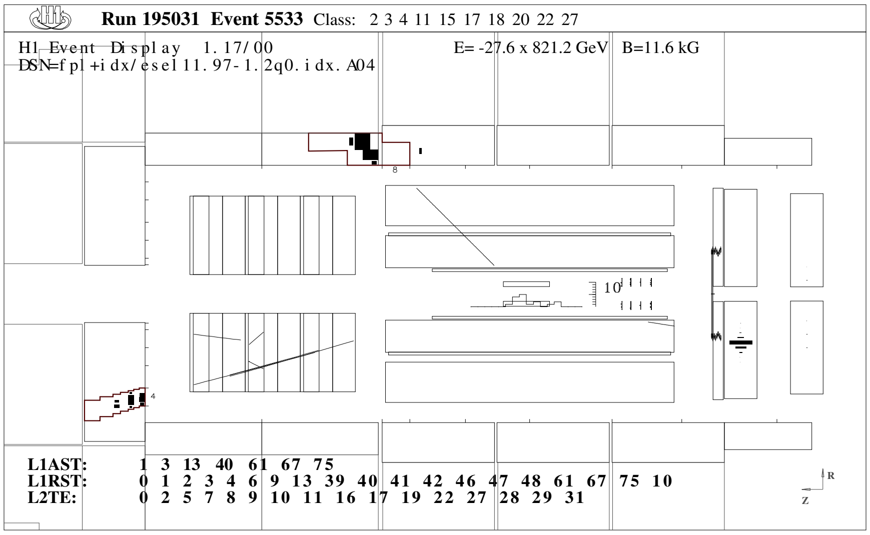


Abbildung 113:
Ausschnitt aus dem H1-Detektor — Zwei-Elektron-Ereignis mit gestreutem (dritten) Elektron. Die charakteristischen Signaturen, Spuren in Vorwärtsspurkammern und Zentralspurkammern, sowie elektromagnetische Schauer in FlAr-Kalorimeter und SpaKal haben eine Vielzahl von Triggerbedingungen in L1 und L2 ausgelöst (siehe Text).

Zwei Elektronen sind im FlAr-Kalorimeter nachgewiesen worden, das dritte Elektron im SpaKal. Auf die Energie dieser Elektronen haben die BigTower des FlAr-Kalorimeter-Triggers mit Energien von 22/8 = 5,125 GeV und 68/8 = 8,5 GeV angesprochen. Im SpaKal wurde die Schwelle IET2 (Abschn. 3.2, S. 54), von einem 19 GeV-Elektron ausgelöst (Tab. 11, S. 54). Das vordere Elektron hat zusätzlich alle drei FPC-Lagen durchquert, aber nicht die zentralen Proportionalkammern. Durch diese flog das mittlere Elektron. Die CIP wurde außerdem auch von dem hinteren Elektron geschnitten. Alle Signale der Proportionalkammern zusammen haben das z-Vertex-Trigger-Histogramm erzeugt, das am Wechselwirkungspunkt eingezeichnet ist. Der höchste Eintrag im Histogramm beträgt 10. Damit sind im wesentlichen die Triggerelemente angesprochen worden, die für das Anzeigen von Zwei-Elektron-Ereignissen im H1-Experiment benutzt werden:

Die Triggerelemente und deren Erzeugung wurden in (Abschn. 3.2, S. 50 ff.) ausführlich beschrieben, soweit sie für diese Arbeit maßgeblich sind. Sie wurden während der Datennahme 1995–97 unter anderem zu

- FlAr-Elektron-Bedingungen: s67, s75, s39 (97), s42 (97)
- Zwei-Spur-Bedingungen: s52, s54
- einem gemischten Spur-FlArKalo-Trigger: s56 (nur 95/96)
- und SpaKal-Triggern: s0-13, s40 (Das relative Gewicht dieser Subtrigger zueinander variiert stark in Abhängigkeit des Datennahmejahres.)

kombiniert. Die Aufstellung der wichtigsten Trigger-Bedingungen findet sich im Anhang (S. 195 ff.).

Die L1-Koinzidenzbedingungen s67, s52 und s56 wurden im Laufe der Jahre 1995–97 stark geändert, und es konnte auch keine hinreichende Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Simulation für die weiter vorn definierten Zwei-Elektron-Ereignisse (Klassen 1–2) erreicht werden, ohne eine aufwendige Unterteilung in Teilbereiche vorzunehmen. Subtrigger s39 und s42 wurden 1997 zu Studien eines neuen L2-Algorithmus eingerichtet und liefen nur mit relativ geringem Gewicht neben anderen Produktionstriggern mit. Die für die Analyse vorrangigen Koinzidenzen sind die schon in Tab. 29 aufgeführten,

- s54 (Spurbedingung) und

• s75 (Kalorimeter- oder Elektronbedingung).

Abb. 114 zeigt den relativen Anteil der verschiedenen Subtrigger-Arten an allen aus den Datennahmekampagnen 1995–97 selektierten Zwei-Elektron-Ereignissen (Klassen 1–2). Der überwiegende Teil wird mit von

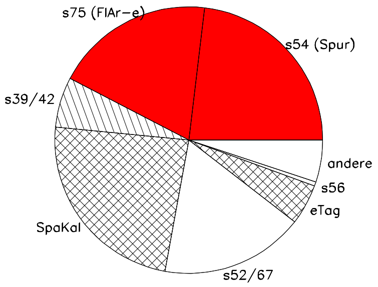


Abbildung 114:
Anteil der Subtrigger an den Zwei-Elektronen-Ereignissen der Klassen 1–2; im seltenen Fall mehrerer erfüllter Bedingungen für ein Ereignis (Überlapp) wird es nur einer Gruppe mit absteigender Priorität in der Reihenfolge s54, s75, s39/42, SpaKal-Trigger, s52/67, Kleinwinkel-Kalorimeter (eTag, s82/83), s56 zugeordnet.

beiden erwähnten Subtriggern, s54 und s75, geliefert. Ein bedeutender Teil entfällt auch auf die Ereignisse, die aufgrund des gestreuten Elektrons aufgezeichnet werden.

Methode der Effizienzbestimmung

Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten werden die Effizienzen der Auslösebedingungen mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt, nachdem deren Ergebnisse einer eingehenden Prüfung und ausführlichen Vergleichen mit den tatsächlich ausgewerteten Meßdaten unterzogen worden sind. In den folgenden Abschnitten werden die Elemente der beiden vorrangig benutzten Koinzidenzen, Spurbedingung (s54) und Kalorimeterbedingung (s75), unabhängig voneinander, für einzelne Elektronen und Elektronpaare anhand von Ereignissen untersucht, die unabhängig von diesen beiden Auslösebedingungen selektiert worden sind. Dazu dienen Ereignisse der Klassen **3** und **5** (Def. Abb. 100, S. 130 und Tab. 28, S. 130), welche unter anderem ein Elektron im SpaKal aufweisen und aus diesem Grund

1. aufgrund einer der weiter oben SpaKal-Trigger genannten Auslöser-Koinzidenzen die Filterstufen L1–L4 passiert haben, und
2. im SpaKal mindestens einen Elektronkandidaten mit einer Energie von mehr als 4 GeV oder eine Gesamtenergie von mehr als 6 GeV

erzeugen. Aufgrund dieser Kriterien wurden sie mit nahezu 100% Effizienz einer der Ereignisklassen für inklusive Ereignisauswertung zugeordnet [Mey97; Leh98]. Somit stehen zwei unabhängige Datensätze mit einem (Klasse 3) und zwei (Klasse 5) Elektronen im FlAr-Kalorimeter zur Verfügung, um das Verhalten von Detektor und Elektronik, und hier insbesondere die Auslöseeffizienz, zu studieren.

Da diese Selektionsbedingungen unabhängig von der Spurbedingung und der Kalorimeterbedingung sind, sind diese Klassen zur unabhängigen Effizienzbestimmung brauchbar. Es wird insbesondere verglichen, inwiefern Daten und MC-Simulation in der Beschreibung dieser Effizienzen übereinstimmen. Die Qualität der Übereinstimmung ist Grundlage für die letztendlich in der Analyse eingehenden Werte für die Effizienzen, die für entsprechende kinematische Bereiche aus der MC-Simulation bestimmt werden, weil nur diese hinreichend hohe Statistik für die benötigte Genauigkeit liefern kann.

L1-Spurbedingung (s54)

Die *positiven* Bedingungen der Koinzidenz für den Spurauslöser, s54, sind (vgl. detaillierte Übersicht im Anhang S. 195):

- Anhäufung von Spureinträgen im zVtx-Histogramm, `zVtx_Cls`,
- geladene Spur mit negativer Krümmung, `DCRPh_TNeg`, und
- zwei radial gegenüberliegende Spuren, `Topo_BR`.

Die Effizienz dieser Elemente ist in Abhängigkeit vom Polarwinkel vergleichsweise aus Daten und Simulation der Klasse 3 ermittelt, sowie für simulierte Daten allgemein bestimmt worden. Abb. 115 zeigt die Ansprechwahrscheinlichkeit für das `DCRPh_TNeg`-Signal in Abhängigkeit des Polarwinkels des als negative erkannten Elektrons. Der DC-$r\phi$-Trigger ist nur im zentralen Winkelbereich aktiv, wo die Übereinstimmung mit der Simulation gut ist. Im Vorwärtsbereich lösen einige Ereignisse in den Daten auch das Signal zusätzlich aus, was durch Fehlerkennung der Ladung bei der Auswertung oder Untergrundereignisse mit mehreren negativ gekrümmten Spuren verursacht wird.

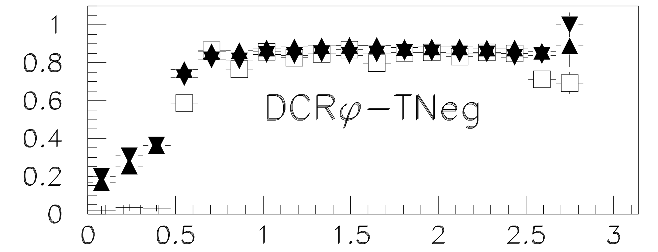


Abbildung 115:
Effizienz des Signals `DCRPh_TNeg` für Elektronen (negative Spurkrümmung) in Abhängigkeit des Polarwinkels, bestimmt aus Ereignissen der Klasse 3

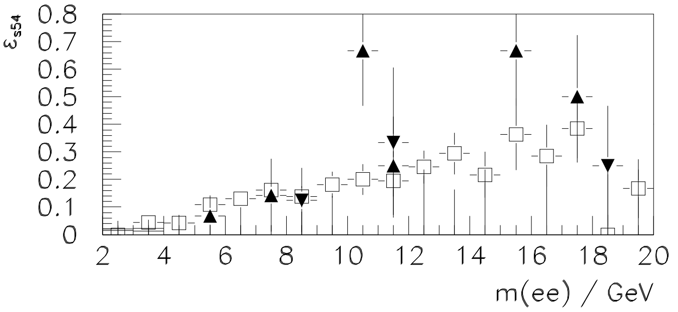


Abbildung 116:
Effizienz der Spurbedingung `s54` in Abhängigkeit der Paarmasse, bestimmt aus Ereignissen der Klasse 3

L1-Kalorimeterbedingung (s75)

Die *positiven* Bedingungen der Koinzidenz für den Kalorimeterauslöser, `s75`, sind (vgl. detaillierte Übersicht im Anhang S. 195):

- mindestens ein Spursignal von den zentralen (`zVtx_T0`) oder vorderen (`FwdRay_T0`) Proportionalkammern,
- Schauer im elektromagnetischen FlAr-Kalorimeter, `LAr_electron1`.

Die Effizienz dieser Koinzidenz kann sehr genau für ein einzelnes Elektron und für zwei Elektronen untersucht werden, weil die Ansprechwahrscheinlichkeiten für jedes Elektron jeweils unabhängig voneinander sind. Wie in Abb. 37 (S. 52) beschrieben ist die relevante digitale Schwelle `LAr_electron1`-Bedingung polarwinkelabhängig. Abb. 117 zeigt das Schwellenverhalten für verschiedene Polarwinkel, ausgedrückt durch den BTΘ-Index (Abb. 35, S. 51 und Abb. 36, S. 51), wie es aus Daten und simulierten Ereignissen der Klasse **5** bestimmt wurde. Diese Ergebnisse wurden an eine Sigmoidfunktion (Abb. 44, S. 60) zur Bestimmung eines Schwellwertes und seiner Breite angepaßt. Der Vergleich dieser Schwellwerte mit den Daten sowie mit der Nominalschwelle (Abb. 37) wird in Abb. 118 gemacht: Wenngleich die Schwellen leicht höher als die

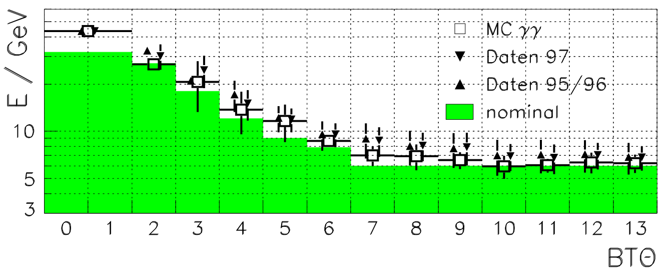


Abbildung 118:
Nominelle, simulierte und gemessene Schwellwerte des `LAr_electron1`-Auslöseelements in Abhängigkeit des BTΘ-Indizes innerhalb des FlAr-Kalorimeters.

Nominalwerte ausfallen, so ist eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und den Daten aller Datennahmeabschnitte festzustellen.

Einfluß der Vetobedingungen

Ein weiterer Bestandteil der Auslöse-Koinzidenzbedingungen sind die verschiedenartigen Veto-Bedingungen, die vor allem Untergrundereignisse verwerfen helfen, die nicht aus ep-Stößen stammen (vgl. Abschn. 1.2). Deren Auswirkung auf die hier ausgewertete Ereignisse wird anhand des Vergleichs von Datensätzen untersucht, die mit unterschiedlichen Vetobedingungen aufgezeichnet worden sind. Abb. 120 zeigt in gewisser Weise einen „inklusiven Dielektron-(Kandidaten-)Wirkungsquerschnitt", indem für verschiedene

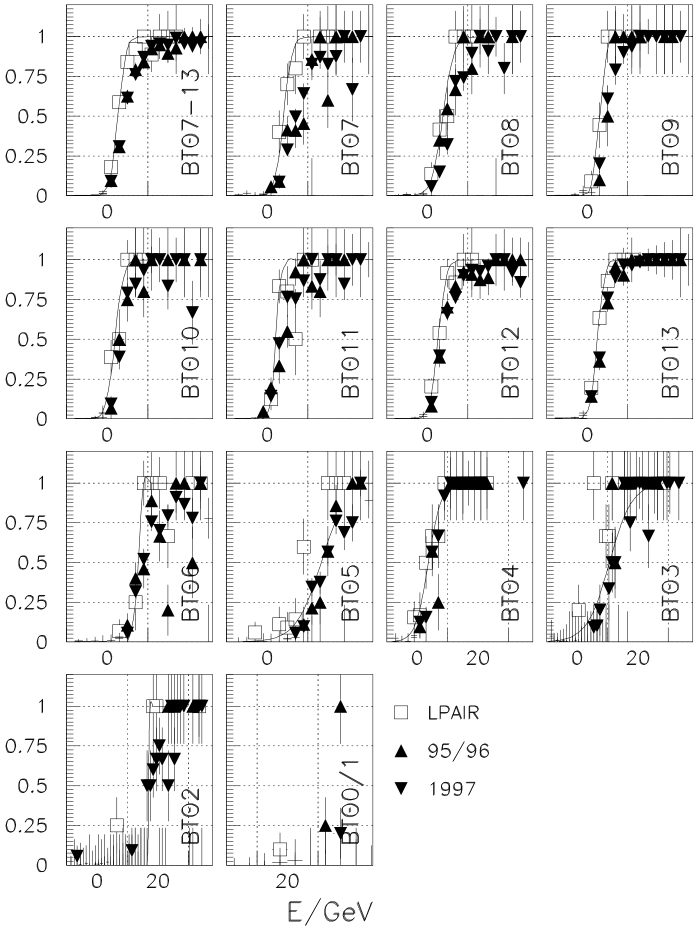


Abbildung 117:
Effizienz des Auslöseelements `LAr_electron1` in Abhängigkeit von der im Kalorimeter gemessenen Energie für die verschiedenen BTΘ-Indizes (s. Abschn. 3.2 und Def. S. 51) im Vergleich zwischen den Daten 95/96 und 97 und den Simulationsrechnungen für LPAIR: Die Θ-Bereiche 7–13 haben dieselben Nominalschwellwerte und sind im ersten Diagramm zusätzlich zusammengefaßt dargestellt. Die durchgezogenen Linien illustrieren die Parametrisierung des Schwellenwertverhaltens mit einer Sigmoidfunktion für die MC-Simulation. Die Ergebnisse dieser Anpassungen für alle drei Datensätze gehen in das Diagramm der Abb. 118 ein.

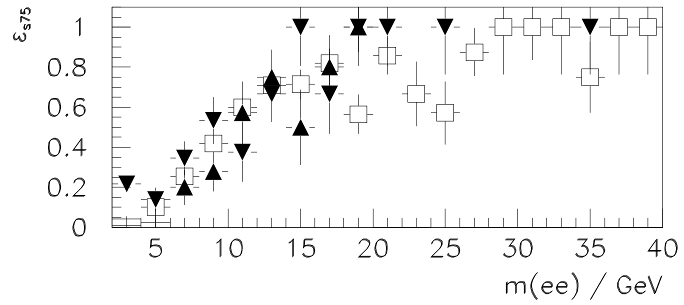


Abbildung 119:
Effizienz der Kalorimeterbedingung `s75` in Abhängigkeit der Paarmasse, bestimmt aus Ereignissen der Klasse **3**

Abschnitte die Anzahl der Ereignisse, die eine der Auslösebedingungen `s54` oder `s75` und außerdem die Selektionsbedingungen dieser Analyse erfüllt haben, geteilt durch die dazugehörige Luminosität, aufgetragen sind. Innerhalb der statistischen Fehler sind die Werte jedes Abschnittes mit dem für den gesamten Datennahmezeitraum 1995–97 berechneten Mittelwerten kompatibel, und der systematische Fehler aufgrund der wechselnden Trigger-Koinzidenz-Bedingungen wird daraus auf 5% abgeschätzt.

L2NN-Algorithmus der Spurbedingung

Die Spurbedingung (L1-s54) wurde während der Datennahme durch eine L2NN-Bedingung (L2-s2) verschärft, deren Einfluß auf elastische Elektron-Positron-Paare klein sein soll. Der in Kap. 3 beschriebene L2-Monitor-Mechanismus (*override triggers*, L2OST), der im Falle dieser Auslösebedingung 10% der von L1-s54 angebotenen aber von L2-s2 verworfenen Ereignisse rettet, dient zur Bestimmung der Ineffizienz für die hier vorliegende Selektion. Der L2-Algorithmus war nur für einen Teil der Datennahme (ab Mitte 1996) aktiv sodaß insgesamt nur 78% der hier ausgewerteten Ereignisse betroffen sind. Von diesen Ereignissen lösten 473 die Bedingung L1-s54 aus, von wiederum 15 nicht das Merkmal L2-s2 aufwiesen. Daher wird extrapoliert, daß $135 \pm 38{,}7$ Ereignisse tatsächlich vom L2NN-Algorithmus verworfen werden konnten, die ansonsten in dieser

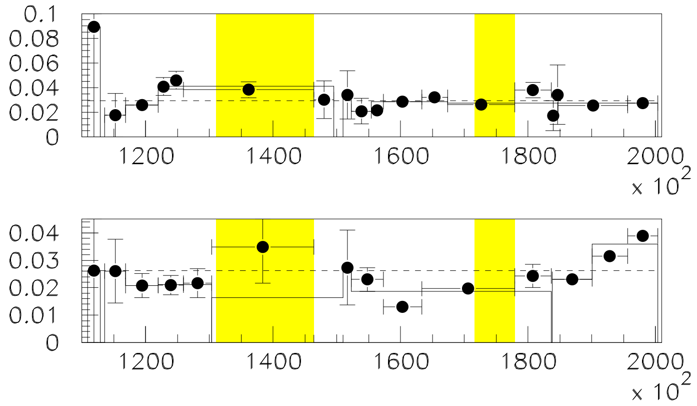


Abbildung 120:
Anzahl der selektierten Ereignisse mit s54 oder s75 pro 1 pb Luminosität, aufgeteilt nach Zeiträumen konstanter Vetobedingungen in der ersten Auslöserstufe: Die Punkte stellen die kleinsten Abschnitte konstanter Bedingungen dar, währen die durchgezogene Linie mehrere davon zusammenfaßt, wie sie auch im Anhang (S. 195 ff.) aufgeführt sind. Die gestrichelte Linie stellt den Mittelwert über den Zeitraum 1995–97 dar. Die grau hinterlegten Zeiträume sind HERA/H1-Betriebspausen.

L2-s2:	aktiv	inaktiv	gesamt
L1AST54	473	130	603
&L2DST2	458	—	
&L2OST2	15	—	$\boxed{25\%\pm6\%}$

Tabelle 32:
Ereigniszahlen zur Abschätzung der L2NN-Ineffizienz in Bezug auf die Spurbedingung: In der letzten Spalte ist die Anzahl der fünfzehn fehlenden Ereignisse auf den gesamten Datennahmebereich bezogen und hochgerechnet worden (eingerahmter Wert).

Auswertung nach Anwendung aller anderen Schnitte und Filtermechanismen berücksichtigt worden wären.

Das ergibt eine Ineffizienz von 25% mit einer statistischen Unsicherheit von 6% aufgrund der relativ kleinen Ereigniszahl. Abb. 121 zeigt die Verteilung der fehlenden Ereignisse im Massenbereich $0 < m_{\mathrm{ee}} < 20\ \mathrm{GeV}/c^2$. Eine leichte Zunahme der Ineffizienz für höhere Massen ist aufgrund der statistischen Fehler nicht zu belegen.

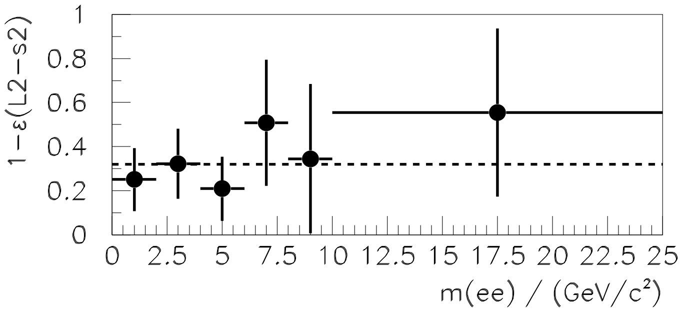


Abbildung 121:
Verteilung der invarianten Elektronpaarmasse für die fünfzehn durch den L2NN-Algorithmus verworfenen Ereignisse in den Daten 1996–97 im Vergleich zur Mittelwertlinie (gestrichelt). Die (relative) Anzahl ist entsprechend dem Untersetzungsfaktor auf die Anzahl tatsächlich verworfener Ereignisse extrapoliert worden.

Ergänzendes Verhalten der Spur- und Kalorimeterbedingung

Die Abb. 122–123 zeigen die Effizienz der Spur- und Kalorimeterbedingung in Abhängigkeit der Leptonpaarmasse m_{ee} und der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$, jeweils getrennt sowie für die Vereinigungsmenge beider Grundbedingungen. Während das Verhalten in $W_{\gamma\mathrm{p}}$ recht ähnlich ist, ergänzen sich beide Bedingungen deutlich im Hinblick auf das Massenspektrum m_{ee}.

7.6 Weitere Filterstufen (L4/L5)

Die dritte Filterstufe (L3) war in den hier verwendeten Jahren der Datennahme nicht aktiv. Die Filteralgorithmen der Prozessorfarm (L4) liefen *subtriggerbezogen* ab [Pro94; Pro95]; das heißt, für jedes Triggerelement wurde ein entsprechendes rekonstruierten Objekt im Ereignis verlangt. Für Spurkammer-Elemente

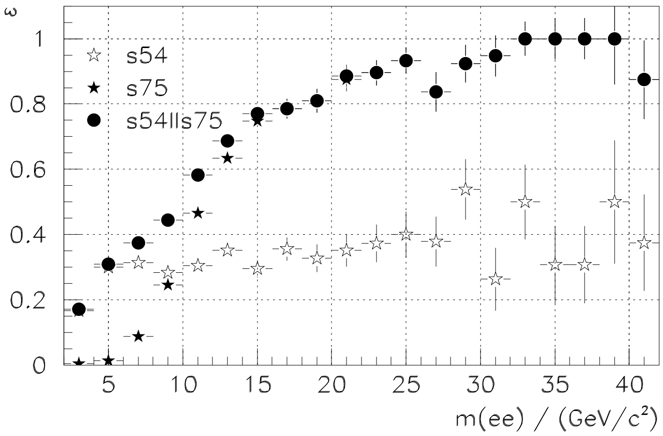


Abbildung 122:
Effizienz der Auslösebedingugnen in Abhängigkeit der Paarmasse

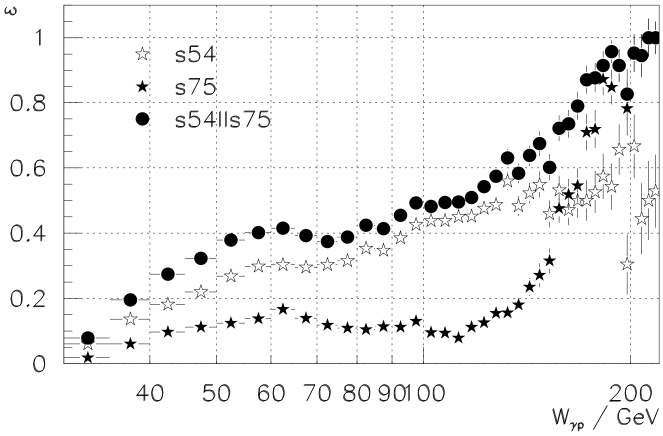


Abbildung 123:
Effizienz der Auslösebedingungen in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$

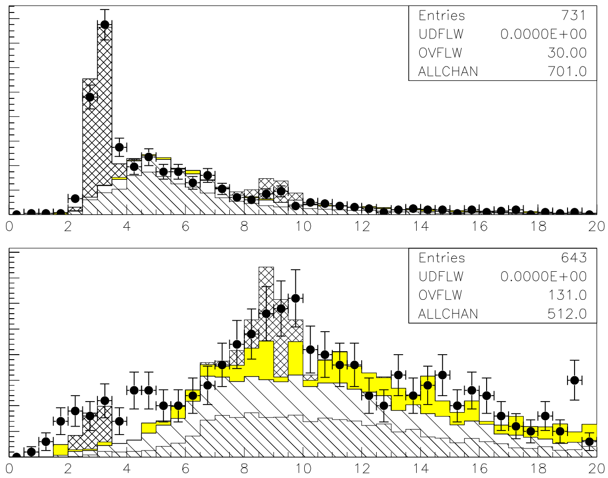


Abbildung 124:
Massenverteilung für s54 (oben) und s75 (unten)

sind das rekonstruierte Spuren innerhalb des jeweiligen Akzeptanzbereiches, für Kalorimeter-Elemente entsprechende rekonstruierte Schauer mit einer Mindestenergie. Die Selektionskriterien, die für die endgültige Analyse angewandt wurden, stellen weit höhere Anforderungen an die Ereignisse als die L4-Algorithmen. Daher braucht ihre Effizienz nicht berücksichtigt zu werden.

Ähnlich gestaltet sich die Situation für die während der Rekonstruktion angewandte L5-Klassifizierung. Die relevanten Klassen (*terminus technicus:* FPACK-Bits) und deren Hauptmerkmale sind:

17 (CJPSI) für J/ψ-Kandidaten, die in ein Elektron- oder Myonpaar zerfallen,

18 (RHOCAN/HIPTEE) Ereigniskandidaten mit einem ρ, das in ein Pionpaar zerfällt sowie ab 1996

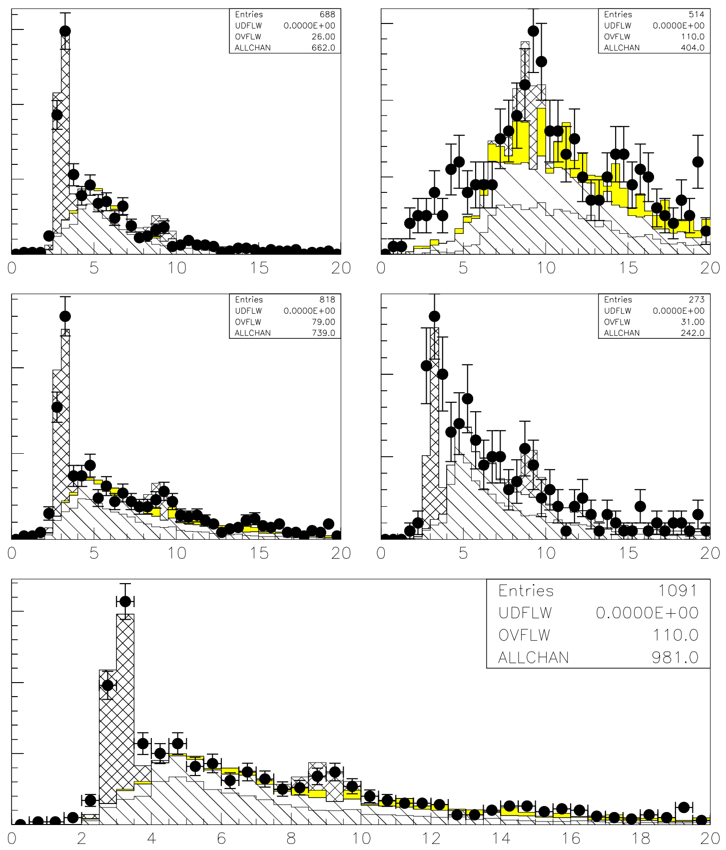


Abbildung 125:
Massenverteilung für die Ereignisklassen **1** (2 FlAr-e) und **2** (2 FlAr-e+eTag) (oben): **s54** (links), **s75** (rechts)
Vereinigungsmenge der Auslösebedingungen (Mitte, unten): Klasse **1**, 2FlAr-e (links), Klasse **2**, 2FlAr-e+eTag (rechts), Summe (unten)

auch Ereignisse mit zwei Elektronen: zwei Spuren und wenig weitere Aktivität innerhalb der anderen Spurkammern oder zwei Elektronkandidaten im FlAr-Kalorimeter mit 2 GeV Mindestenergie

22 (PGAMMA) Ereignisse mit mindestens einem isolierten elektromagnetischen Schauer (*prompt photon*) sowie mindestens eine weitere Spur mit mindestens 1,8 GeV Transversalimpuls

25 (CSEEL) Ereignisse, die zwei Elektronen im Endzustand aufweisen.

Die für die Zuerkennung dieser Klassen benötigten Ereignismerkmale sind identisch mit denen für die hier vorgestellte Auswertung oder selektieren echte Obermengen der von mir ausgewählten Ereignisse. Daher ist auch hier keine tiefergehende Betrachtung nötig.

7.7 Messung des Leptonpaares

Die wesentlichen kinematischen Größen der selektierten Ereignisse werden aus den beiden Leptonen, die als Paar identifiziert werden, berechnet. Da die Auflösung für diese Meßgrößen insbesondere von der Genauigkeit abhängt, mit der Energie und Richtung der Leptonen am Vertex bestimmt werden, wird dieser Punkt in diesem Abschnitt ausführlich untersucht.

Die zentrale Meßgröße zur Unterscheidung und Erkennung der diversen Prozesse, die zum Zwei-Elektron-Datensatz beitragen, ist die invariante Masse des Leptonpaares, kurz **Leptonpaarmasse**,

$$\begin{aligned} m_{\ell\ell} &= \sqrt{\left(p(\ell^+)^\mu + p(\ell^-)^\mu\right)\left(p(\ell^+)_\mu + p(\ell^-)_\mu\right)} \\ &= \sqrt{2\left(m^2 + E(\ell^-)E(\ell^+) - \vec{p}(\ell^+)\vec{p}(\ell^-)\right)} \\ &\approx \sqrt{2\left(E_1 E_2\left(1-\cos\alpha\right)\right)}. \end{aligned} \tag{49}$$

In der letzten Zeile sind $(\ell^+, \ell^- = 1, 2)$ und die Kollinearität $\cos\alpha = (\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2/(|\vec{p}_1||\vec{p}_2|))$ ersetzt und die Näherung $m \ll E_i$ gemacht worden. Ein in der vorliegenden Auswertung erkanntes Elektron oder Positron besteht immer aus den beiden Meßobjekten

- **Kalorimeterschauer**, der die Meßwerte
⇒ E und $(x; y; z)$ (als Koordinaten des Schauerschwerpunkts) liefert und
- **Spuranpassung an Treffer in den inneren Spurkammern**, die durch die Meßwerte
⇒ $(p_\perp; \vartheta; \varphi)$ charakterisiert wird.

Diese Redundanz erlaubt eine Optimierung der als Meßwert festzulegenden Größen für Energie und Richtung. Prinzipiell werden, wie im Kap. 2 (S. 27 ff.) erläutert, hohe Teilchenenergien genauer mit dem Kalorimeter gemessen und Winkel sowie kleine Impulse geladener Teilchen genauer mit der Spurkammer aufgelöst. Der Akzeptanzbereich der hier angewandten Teilchenselektion umfaßt jedoch insgesamt mehrere Bereiche, in denen unterschiedliche Detektoren unterschiedlich gute Messungen liefern, sodaß eine quantitative vergleichende Betrachtung Ereignis für Ereignis notwendig wird.

Zur Winkelbestimmung aus der Kalorimetermessung wurde jeweils der Schauerschwerpunkt im Kalorimeter herangezogen.

Vertexeffizienz

Wie weiter vorn definiert werden die rekonstruierten Spuren in vertexgebundene und freie Spuren unterteilt. Vertexgebundene Spuren haben aufgrund der zusätzlich verwendeten Zwangsbedingung der Vertexanbindung zwangsläufig eine höhere Meßgenauigkeit. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Spur, die

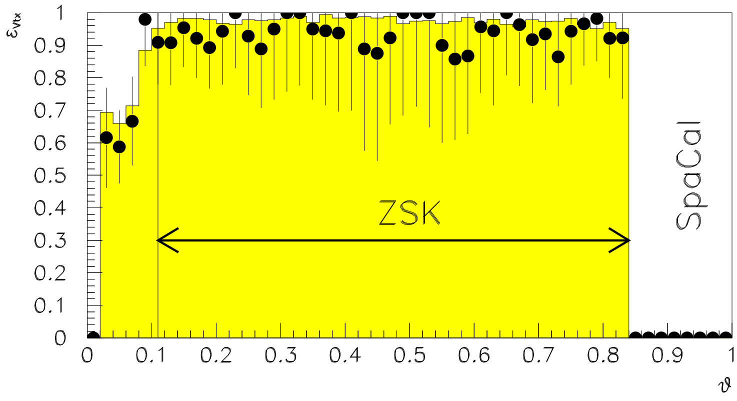


Abbildung 126:
Anteil der Spuren, die einem Elektronkandidat zugeordet und an den Ereignisvertex angepaßt werden können an allen Elektronkandidaten. (●: Daten 1997, schattiert: LPAIR ela.)

einem Elektron- oder Positron-Kandidaten zugeordnet worden ist, tatsächlich an den Ereignisvertex angepaßt werden kann, ist in Abb. 126 aufgetragen. Sie wird von der Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben.

Azimutwinkel

Zur optimalen Messung des Azimutwinkels wurde eine Monte-Carlo-Studie durchgeführt, deren Ergebnis in Abb. 128 dargestellt ist.. Die vertexgebundenen Spuren ergeben die beste Azimutwinkelmessung, sofern eine Anpassung an den Vertex möglich ist. Anderenfalls verursachen die nicht vertexgebundenen Spuren eine systematische Fehlmessung in Abhängigkeit der Ladung des Leptons (Abb. 128 Mitte). Zur Verwendung der Winkelmessung mit dem Kalorimeter wurde zunächst die offensichtliche Extrapolation des Winkels des Schauerschwerpunktes auf den Ereignisvertex anhand der Teilchenenergie wie in Abb. 127 dargestellt durchgeführt.

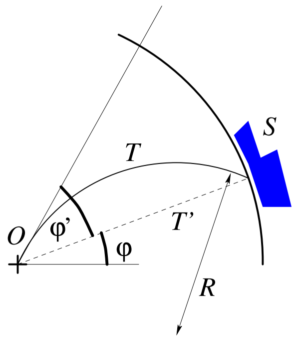


Abbildung 127:
Zeichnung zur Sekantenkorrektur: Aus der Lage des Schauers S und dem Bahnradius R wird die tatsächliche Teilchenbahn T berechnet. Daraus erhält man eine Azimut-Korrektur φ' auf den Azimutwinkel des Schauers, φ, welcher die falsche Teilchenbahn T' voraussetzt. Mit den H1-spezifischen Werten erhält man

$$\sin\varphi' = \frac{\min\left(0{,}994\ \mathrm{m};\ \sqrt{x^2+y^2}\right)}{2p_\perp c} 384\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{m}}$$

für den Sinus der Azimutkorrektur φ'.

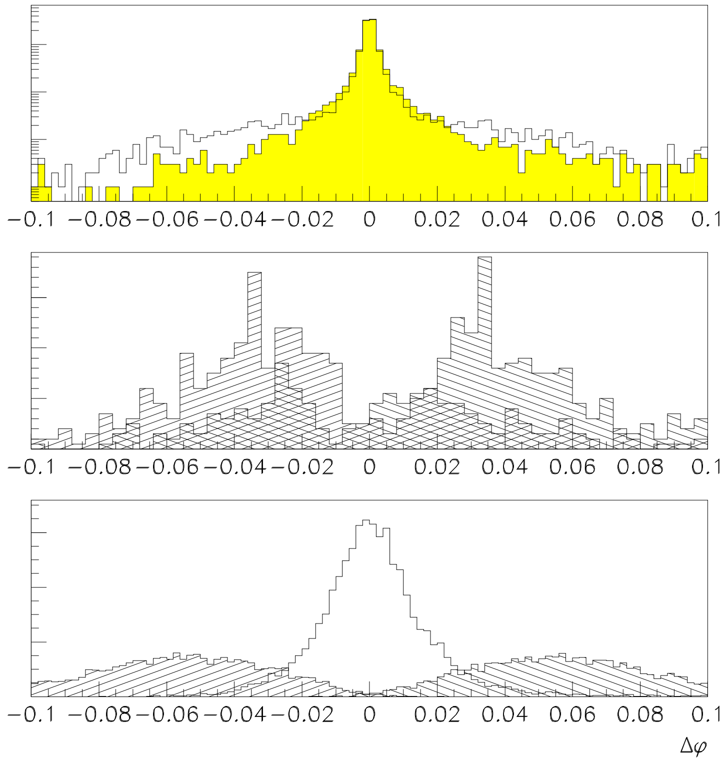


Abbildung 128:
Auflösung des Azimutwinkels wie aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt:
oben schattiert:
bestmögliche Auflösung durch Wahl von Schauer- oder Spur-Azimut
oben offen:
Auflösung der Spurkammer-Azimutwinkelmessung
Mitte:
Auflösung der Azimutwinkelmessung mit Spuren, die nicht an den Vertex angepaßt werden konnten
unten:
Abweichung des Azimuts des Schauerschwerpunktes vom wahren Azimut (schraffiert) und nach Sekanten-Korrektur (offen)
Schraffierung (Mitte, unten):
e^+ steigend, e^- fallend

Winkel bzw. Winkelabweichung in Radian; Ordinatenachsen innerhalb desselben Diagramms normiert, im oberen Teilbild logarithmisch

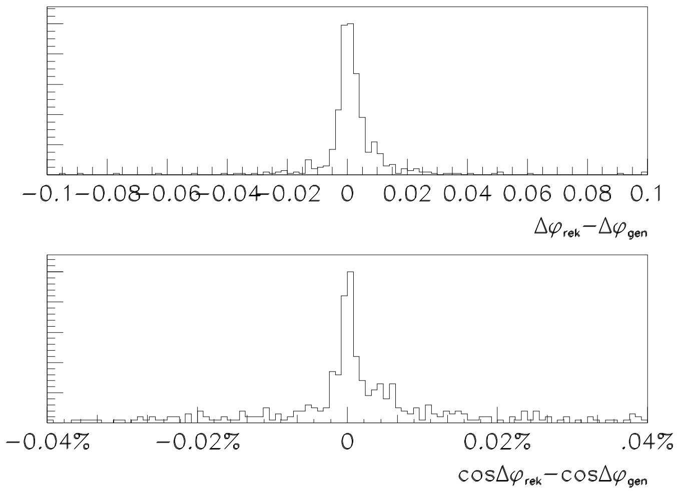


Abbildung 129:
Auflösung der Azimutwinkeldifferenz und des Cosinus wie aus Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Der Term $\cos(\Delta\varphi)$ ist die einzige effektive Abhängigkeit in den Bestimmungsgleichungen für invariante Masse $m_{\ell\ell}$, (49) und Impulsübertrag t, (8).

Diese Korrektur erlaubt es, eine höhere Genauigkeit für den Azimutwinkel mit der Kalorimetermessung als mit der Spurmessung in den Fällen zu erzielen, wo die Anpassung der Spur an den Vertex nicht möglich ist. Somit erhält man die Auflösung wie in Abb. 129 gezeigt.

Polarwinkel

Ähnlich stellt sich die Situation für die Messung des Polarwinkels dar: Die Monte-Carlo-Simulation ergibt auch hier eine etwas bessere Auflösung für die Bestimmung des Polarwinkels in den Fällen, wo die Spuren eines Elektronkandidaten nicht an den Vertex angepaßt werden können.

Die Messung der Energie ist im Vergleich zu den Winkelmessungen ungenauer und vor allem starken statistischen Schwankungen von Ereignis zu Ereignis unterworfen. Daher wurden ausführliche Studien zur Energiemessung durchgeführt. Im Rahmen dieser Studien wurde ein Modell für den Energieverlust von Elektronen auf dem Weg vom Vertex, wo sie erzeugt werden, bis zum Kalorimeter, wo sie gemessen werden, entwickelt und als Kalibration auf die Analyse dieser Arbeit angewandt. Andererseits befinden sich die

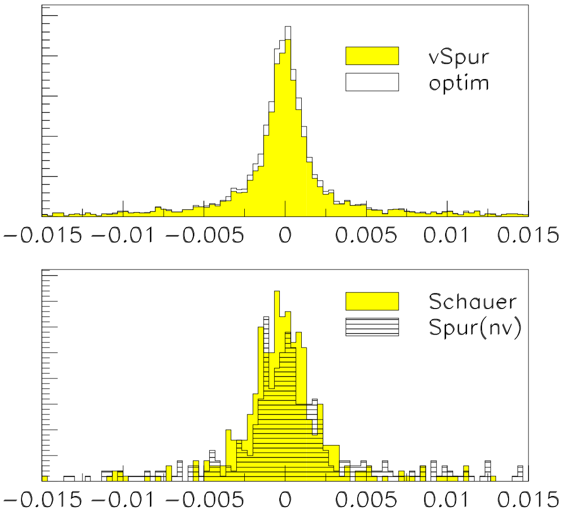


Abbildung 130:
Auflösung des Polarwinkels wie aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt:

oben schattiert:
bestmögliche Auflösung durch Wahl von Schauer- oder Spur-Winkel

oben offen:
Auflösung der Spurkammer-Polarwinkelmessung für vertexgebundene Spuren

unten:
Vergleich zwischen Schauer- und Spurkammerwinkel für Elektronkandidaten mit freien Spuren

Winkel bzw. Winkelabweichung in Radian; Ordinatenachsen innerhalb desselben Diagramms auf dieselbe Gesamtzahl von Ereignissen normiert

Paarelektronen der in der Auswertung untersuchten Ereignisse teils in Phasenraumbereichen, wo die Kalorimetermessung der Energie eine höhere Genauigkeit liefert, teils da, wo die Spurkammermessung vorteilhafter ist. Daher wurde auch hier ein Algorithmus für die optimale Wahl Elektron für Elektron entwickelt, der im Abschn. 7.8 (S. 158 ff.) beschrieben wird.

Modell für den Energieverlust

Die Dicke des passiven Materials vor dem Kalorimeter wurde durch die elektromagnetische Strahlungslänge parametrisiert, weil aufgrund der Aussagen in Kap. 2 (S. 31 ff.) erwartet wird, daß der hier maßgebliche Prozeß für den Energieverlust der Elektronen die Bremsstrahlung ist. Ein weiteres Argument für die Korrelation der äquivalenten Strahlungslänge mit dem Energieverlust ist die Tatsache, daß die (elektromagnetische) Schauerform in unterschiedlichen Materialien vor allem von der zurückgelegten Strecke in Einheiten von Ξ_0, abhängt (Abschn. 2.5, S. 36; [Hei54, S. 38]). Daher kann man es auch so betrachten, als begänne der Schauer schon außerhalb des Kalorimeters, ohne daß seine Entwicklung und Ausdehnungen in Abhängigkeit von Ξ_0 gemäß Gleichung (23) (S. 37) geändert würden. Dafür ist die maßgebende Größe ebenfalls die elektromagnetische Strahlungslänge.

Allerdings werden die Bremsstrahlungsphotonen vorwiegend unter kleinen Winkeln zum Elektron abgestrahlt, sodaß sie trotzdem im Kalorimeterschauer zur Energiemessung beitragen, und in jenem Fall kein Energieverlust gemessen würde. Es ist also zu erwarten, daß nur ein niederenergetischer Anteil ξ_0 der abgestrahlten Energie aus (18), tatsächlich als Energieverlust bilanziert wird:

$$-\frac{dE}{dx} = \xi_0 \frac{E}{X_0} \quad \Rightarrow \quad E(x) = E_0 \cdot \mathrm{e}^{-\xi_0 \frac{x}{X_0}} = E_0 \cdot \mathrm{e}^{-\xi_0 \Xi_0} \quad \text{mit } \Xi_0 \text{ entsprechend (20)}$$
$$\Rightarrow \quad \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_0 - E}{E_0} = 1 - \mathrm{e}^{-\xi_0 \Xi_0}.$$

Dieser wird nun eine Größenordnung erreichen, die vergleichbar mit der des Energieverlusts durch Ionisation wird. Bei der Ionisation jedoch wird die Verlustenergie in Form von Sekundärelektronen abgegeben, und die Korrelation in Zeit und Raum mit dem ursprünglichen Elektron geht verloren, sodaß diese Energie vollständig in der Kalorimetermessung fehlt.

Nimmt man an, daß der Energieverlust durch Ionisationen der Atome im durchquerten Material durch den Plateauwert in (17) oder Abb. 18 bestimmt wird, und setzt dafür zunächst eine Konstante ϵ_0 an, so führen diese Überlegungen zu dem erweiterten Ansatz

$$-\frac{dE}{dx} = \xi_0 \frac{E}{X_0} + \epsilon_0 \quad \Rightarrow \quad E(\Xi_0) = E_0 \, \mathrm{e}^{-\xi_0 \Xi_0} + \frac{\xi_1}{\xi_0} \left(\mathrm{e}^{-\xi_0 \Xi_0} - 1\right),$$

wobei $\xi_1 = X_0 \epsilon_0$ ersetzt wurde, und

$$\Rightarrow \quad \Delta E(\Xi_0) = E_0 - E(\Xi_0) = \left(E_0 + \frac{\xi_1}{\xi_0}\right)\left(1 - \mathrm{e}^{-\xi_0 \Xi_0}\right),$$

wobei ξ_0 also den (konstant angenommenen) relativen Anteil niederenergetischer Photonen am Bremsstrahlungsspektrum beschreibt. Die Zusammenfassung des Produktes $\epsilon_0 X_0$ zu einem einzigen Parameter ξ_1 spiegelt die Annahme wieder, daß das Verhältnis aus Energieverlust durch (niederenergetische) Bremsstrahlung und Energieverlust durch Ionisation annähernd konstant ist. Diese Hypothese wird zudem *a posteriori* gerechtfertigt durch die Qualität der Anpassung an die Simulationsergebnisse. Für genügend kleine Werte von $\xi_0\Xi_0$ gilt für den Energieverlust im toten Material die Näherung

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_0 - E}{E_0} = \left(1 - \mathrm{e}^{\xi_0\Xi_0}\right)\left(1 + \frac{\xi_1}{\xi_0 E_0}\right) \approx \Xi_0\left(\xi_0 + \frac{\xi_1}{E_0}\right) \tag{50}$$

für die erste Ordnung in ξ_0 oder Ξ_0.

Anpassung der Parameter für den Energieverlust

Die Beziehung (50) enthält zwei freie Parameter, ξ_0, ξ_1, die durch die Untersuchung von vier verschiedenen Monte-Carlo-Datenmengen ermittelt worden sind. Die Datenmengen sind

- je eine mit dem DIFFVM-Generator erzeugte Datei, in der die elastische Erzeugung der Vektormesonen J/ψ und Υ mit deren elektronischem Zerfall J/$\psi, \Upsilon \to$ ee simuliert wurde,
- eine mit dem LPAIR-Generator erzeugte Datei, in der die elastische Erzeugung von Elektronpaaren in $\gamma\gamma$-Kollisionen simuliert wurde, und
- eine mit dem H1SIM-EVNT-Bank-Mechanismus (*"inline generator"*) erzeugte Datei, in der Elektronpaare gleichmäßig vom Vertex aus in Richtung des FlAr-Kalorimeters verteilt wurden.

Die Selektionskriterien entsprechen einer groben Vorselektion, die für die Analyse dieser Arbeit verwendet wurde. Besondere Erwähnung verdient dabei in diesem Zusammenhang nur die erforderlichen Mindestenergie von $E = 2$ GeV (ohne die hier hergeleiteten Korrekturen) für die Selektion der Elektronkandidaten.

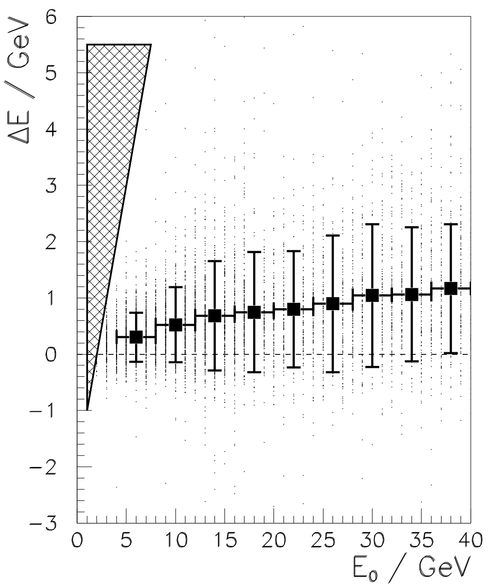


Abbildung 131:
Simulierter Energieverlust von Elektronen im Energiebereich $E_0 = 1 \ldots 40$ GeV:

Jedes Elektron wird durch einen Punkt dargestellt. Die Quadrate stellen die Mittelwerte dieser Messungen dar, die Fehlerbalken ihre Streuung. Die Unsicherheit der Mittelwerte ist überall kleiner als die Symbole. Wegen der Selektionsbedingung $E > 2$ GeV für die Elektronen ist der durch das schraffierte Dreieck gekennzeichnete Bereich ausgeschlossen. Daher wird im Bereich bis 4 GeV kein Mittelwert angegeben. Da in der Datenmenge (H1SIM-EVNT) alle Werte Ξ_0 für alle Energien gleich häufig vorkommen, ist die Korrelation $\Delta E \sim E_0$, hier über alle vorkommenden Ξ_0 gemittelt, gut zu erkennen.

Auf Abb. 131 ist der Energieverlust ΔE von Elektronen in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 am Vertex aufgetragen. Man erkennt die nahezu lineare Beziehung zwischen E_0 und ΔE. Ebenfalls zu erkennen ist, daß die Streuung der simulierten Einzelmessungen um den jeweiligen Mittelwert wie von Gleichung (24) beschrieben nur etwa proportional zu $\sqrt{E_0}$ anwächst. Demzufolge kann in Abb. 132 der Versuch unternommen werden, aus der Abhängigkeit des relativen Energierverlusts $\Delta E/E_0$ von der äquivalenten Strahlungslänge Ξ_0 den Parameter ξ_0 zu bestimmen. Die χ^2-Anpassung [HBOOK, 7.1], an ein Polynom ersten Grades $P_1(\Xi_0) = a_0 + a_1\Xi_0$ ist mit $a_0 = 0$ verträglich und ergibt eine Geradensteigung $a_1 = \bar{\xi} = 0{,}048 \pm 0{,}002$. Entsprechende Ergebnisse erhält man auch für die drei anderen Datenmengen. Als Endergebnis wurde der Wert

$$\bar{\xi} = 0{,}059$$

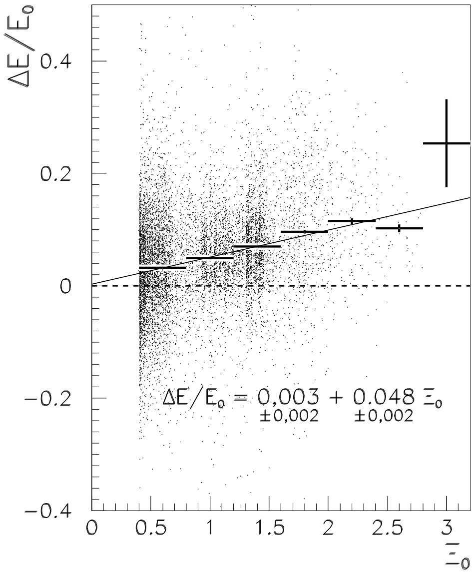


Abbildung 132:
Relativer Energieverlust $\Delta E/E_0$, der für Ereignisse des LPAIR-Generators simuliert wurde:

Wie in Abb. 131 stellt jeder Punkt die Simulation und Messung eines Elektrons dar. Die Fehlerbalken entsprechen den Fehlern auf die Mittelwerte. Die eingetragene Formel entspricht dem Ergebnis einer χ^2-Anpassung (siehe Text)

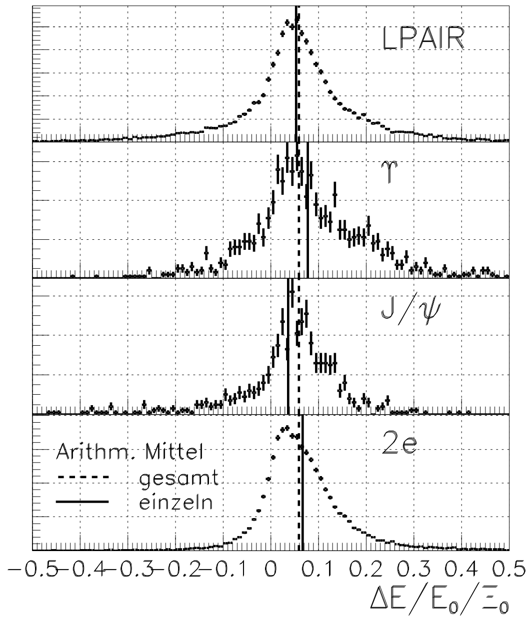


Abbildung 133:
Anpassung des Parameters ξ_0: Quotient aus relativem Energieverlust und äquivalenter Strahlungslänge $\xi = \frac{\Delta E}{E_0 \Xi_0}$ für die vier simulierten Ereignismengen

Die Zahlenwerte sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt

Datensatz	Mittelwert $\bar{\xi}$ für ξE_0
LPAIR	0,053
DIFFVM Υ	0,078
DIFFVM J/ψ	0,037
2e	0,067
Mittelwert alle Datensätze	0,059

aus dem statistisch gewichteten Mittel aller vier Datenmengen gebildet. In Abb. 133 sind die getrennten Ergebnisse im Vergleich dazu zu sehen.

Zur Ermittlung weiterer Parameter und zur Abschätzung der Qualität der Parametrisierung (50) sowie der angenommenen Näherungen wurden Anpassungswerte für ξ_0 auf eingeschränkten Datenmengen bestimmt, indem nur Elektronkandidaten bei der Auswertung zugelassen wurden, die in ein bestimmtes Intervall in Ξ_0 oder E_0 fielen. Das Ergebnis ist als $\xi = \frac{\Delta E}{E_0 \Xi_0}$ in Abb. 134 dargestellt. Es ist anzunehmen, daß die aufgrund der Kinematik unterschiedlichen Energiespektren der Ereignisse sich auch in diesen Diagrammen wiederspiegeln. Zudem wird in einigen Intervallen für Ξ_0 und E_0 die Anzahl der Ereignisse so klein, daß die statistischen Unsicherheiten sehr groß werden. Nach (50) erwartet man einen konstanten Wert $\xi(\Xi_0) = \bar{\xi}$ für alle Ξ_0, der allerdings abhängig vom jeweiligen Energiespektrum des Datensatzes ist:

$$\bar{\xi} = \xi_0 + \xi_1 \frac{\int \frac{d\sigma}{dE_0} \frac{dE_0}{E_0}}{\int d\sigma},$$

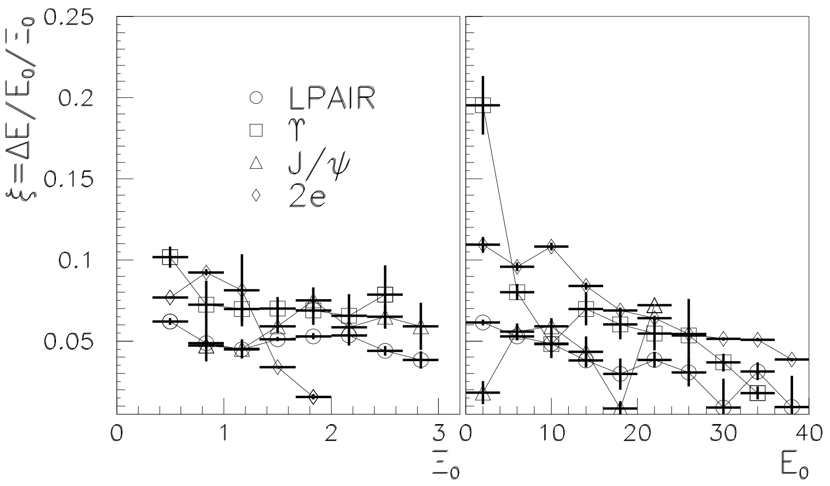


Abbildung 134:
Quotient $\bar{\xi} = \frac{\Delta E}{E_0 \Xi_0}$ in Abhängigkeit von Ξ_0 und Primärenergie E_0

und eine hyperbolische Abhängigkeit

$$\xi(E_0) = \xi_0 + \frac{\xi_1}{E_0}$$

von E_0.

Das findet man in den MC-Studien bestätigt: Die vorherrschende Tendenz im Verlauf von $\xi(\Xi_0, E_0)$ (Abb. 134 rechts) ist eine Abnahme zu größeren Energien, was verträglich mit der Parametrisierung in (50) ist. Auch die (geringere) Abnahme von ξ für höhere Ξ_0 (Abb. 134 links) läßt sich erklären bei erneuter Betrachtung der Näherung, die (50) zugrundeliegt, wobei nun stattdessen alle Terme bis *jeweils* zur ersten Ordnung in ξ_0, ξ_1, E_0 und Ξ_0 berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta E}{E_0} &= \left(1 - \mathrm{e}^{-\xi_0 \Xi_0}\right) \left(1 + \frac{\xi_1}{\xi_0 E_0}\right) \\
&\approx \left(\xi_0 \Xi_0 - \frac{\xi_0^2 \Xi_0^2}{2} + O(\xi^3 \Xi_0^3)\right) \left(1 + \frac{\xi_1}{\xi_0 E_0}\right) \\
&= \xi_0 \Xi_0 + \frac{\xi_1 \Xi_0}{E_0} - \frac{\xi_0 \xi_1 \Xi_0^2}{2 E_0} + O(\xi_0^2 \Xi_0^2).
\end{aligned}$$

Nun wird die Korrekturfunktion $\xi = \xi(E_0, \Xi_0)$ definiert, die als Proportionalitätsfaktor zu Ξ_0 auftritt, wenn man die ursprüngliche Energie $E_0 = E + \Xi_0 \cdot \xi$ aus der gemessenen ableiten möchte. Zusammengefaßt erhält man die Formen $\xi^{(n)}$ als

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta E}{\Xi_0} = \xi \approx & \\
& \xi^{(0)} = \bar{\xi} E_0 \qquad \text{einfachste Näherung, Konstante} \\
& \xi^{(1)} = \xi_0 E_0 + \xi_1 \qquad \text{entsprechend (50)} \\
& \xi^{(2)} = \xi_0 E_0 + \xi_1 - \tfrac{1}{2} \xi_0 \xi_1 \Xi_0,
\end{aligned}$$

und nennt sie jeweils die $n$te Näherung an die Funktion ξ.

Abb. 135 zeigt die Ergebnisse der Ermittlung der Parameter der Funktion $\xi(E_0) = \frac{\Delta E}{\Xi_0} = \xi_0 E_0 + \xi_1$ durch eine Anpassung an die Simulationsergebnisse für die vier oben aufgezählten Datensätze. Man erkennt zunächst, daß aufgrund der datensatztypischen Winkel- und Energieverteilungen die Ungenauigkeit in bestimmten Abschnitten von E_0 sehr groß werden können. Daher sind in der Zusammenfassung (Abb. 135 rechts) diejenigen Einträge, die einen relativen Fehler $\frac{\Delta \xi}{\xi}(E_0) > 6\%$ haben, nicht in die Mittelung einbezogen worden. Die Mittelung ist jeweils getrennt für jede Leptonladungen und gemeinsam für alle Datensätze gemacht worden. Eingezeichnet ist das Mittel über alle Daten. Das Fehlerband um die Ausgleichsgerade herum gibt die Unsicherheit aufgrund der unterschiedlichen Ergebnisse für beide Ladungen und aufgrund des Fehlers der gemeinsamen Ausgleichsrechnung an.

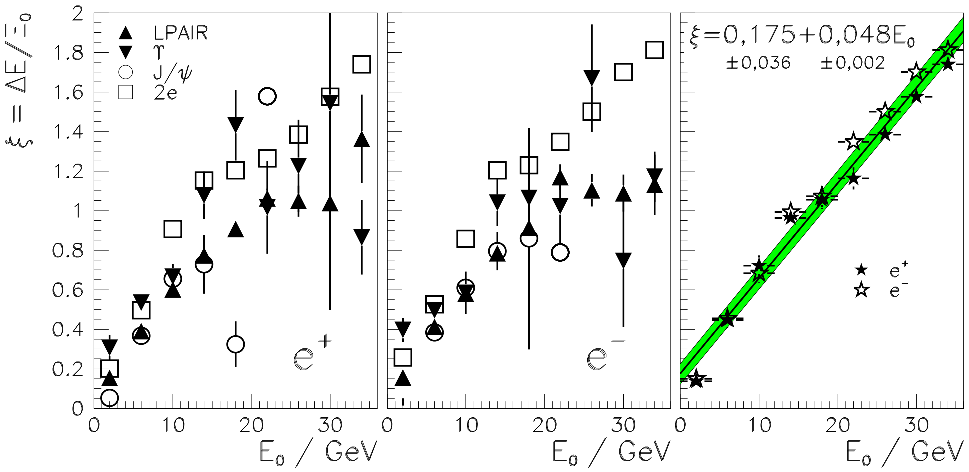


Abbildung 135: Ergebnisse zur Berechnung von $\xi(E_0)$ aus den vier MC-Datensätzen, jeweils für Elektronen und Positronen (linke Teildiagramme)

Vergleichende Anwendung auf Daten und Simulation

Um aus einer gemessenen Energie E die wirkliche Energie E_0 durch einen errechneten Wert $E_0'(E, \Xi_0)$ anzunähern, ist die Definitionsgleichung $\Delta E = \xi \Xi_0$ umzuformen zu

$$\begin{aligned} E_0 &= E + \Xi_0 \xi \\ &= E\left(1 + \frac{\Xi_0}{E}(\xi_0 E_0 + \xi_1)\right) \\ \Rightarrow \quad E_0^{(0)} &= \frac{E}{1 - \Xi_0 \xi} = E \cdot f_0 \quad \text{für die erste Ordnung oder} \\ \Rightarrow \quad E_0^{(1)} &= E \frac{1 + \Xi_0 \frac{\xi_1}{E}}{1 - \Xi_0 \xi_0} = E \cdot f_1(E) \quad \text{für die zweite Ordnung.} \end{aligned}$$

Diese Kalibrationsfaktoren f_0, f_1 sind auf die jeweiligen Datensätze angewandt worden. Als Beispiel zeigt Abb. 136 das Ergebnis für die Positronen der LPAIR-Ereignisse.

An diese Verteilungen wurden in jedem Datensatz eine Gaußfunktion angepaßt und daraus die beiden Parameter des Mittelwertes und der Breite extrahiert. Die Zusammenfassung der Ergebnisse jeweils für Elektronen und Positronen aller Datensätze unter Anwendung der Korrekturen f_0 und f_1, also Benutzung der korrigierten Energien $E^{(0)}$ und $E^{(1)}$, ist in Abb. 137 zusammengestellt. Obwohl jede Ordnung der Kalibration den Mittelwert der Abweichung der gemessenen oder kalibrierten Energie E_0' von der wahren Energie E_0 verringert, ist die Auswirkung auf die drei Datensätze jedoch unterschiedlich, was durch ihre unterschiedlichen Elektronenergiespektren zu erklären ist. Insbesondere für die niedrigen Energien des J/ψ-Datensatzes ist eine Überkalibration zu beobachten.

Im Vergleich dazu zeigt Abb. 138 den Einfluß der verschiedenen Energiekorrekturen auf die Berechnung der invarianten Masse des Elektron-Positron-Paares am Beispiel des LPAIR-Datensatzes und Abb. 139 die Ergebnisse für alle drei Datensätze. Auch hier ist eine Überkalibration für die Korrektur erster Ordnung ($E^{(1)}$) festzustellen. Allerdings werden die Unterschiede der Datensätze untereinander in jeder Korrektur geringer. Und die Verbesserung ist insofern günstiger zu bewerten, weil die Abweichungen der unkorrigierten Paarmassen vom Originalwert rund ein Prozent größer als die Abweichungen der Individualenergien sind, wie der direkte Vergleich von Abb. 137 und Abb. 139 zeigt. Als Ergebnis wird man somit eine optimale Kalibration für typische LPAIR- und J/ψ-Energien mit der $E^{(0)}$-Kalibration, und im Bereich höherer Energien, wie sie beim Υ-Zerfall auftreten, für die $E^{(1)}$-Kalibration erwarten. Diese Unzulänglichkeiten weisen darauf hin, daß die Energieabhängigkeit der Kalibrationsfaktoren in den gemachten Näherungenn nicht ausreichend genau berücksichtigt wird, und mögliche Verbesserungen werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

Andererseits kann mit der Leptonpaarmasse auch ein aussagekräftiger Vergleich mit den tatsächlichen Messungen durchgeführt werden, weil mit den Massen der Vektormesonen zwei natürliche Konstanten gegeben sind, die als Bezugswert zur Eichung des Energieverlusts dienen können. So vergleichen Abb. 140–141 die Daten der weiter vorn beschriebenen Selektion mit der Erwartung für Untergrundereignisse und nicht-resonante Leptonpaarproduktion sowie Vektormesonerzeugung aus der Monte-Carlo-Simulation. Dieser Vergleich wird unter Anwendung der folgenden vier Methoden zur Berechnung der Leptonpaarmasse durchgeführt:

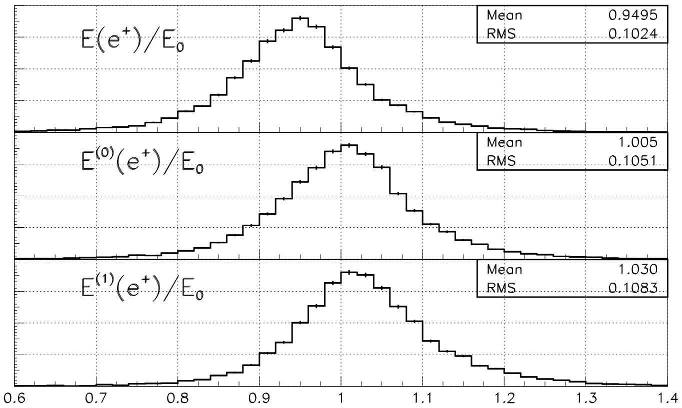


Abbildung 136:
Anwendung der Kalibrationsfaktoren auf Positronen im LPAIR-Datensatz oben: Verhältnis zwischen gemessener Energie E und Anfangsenergie E_0 (ohne Kalibration); Mitte, unten: mit Kalibration

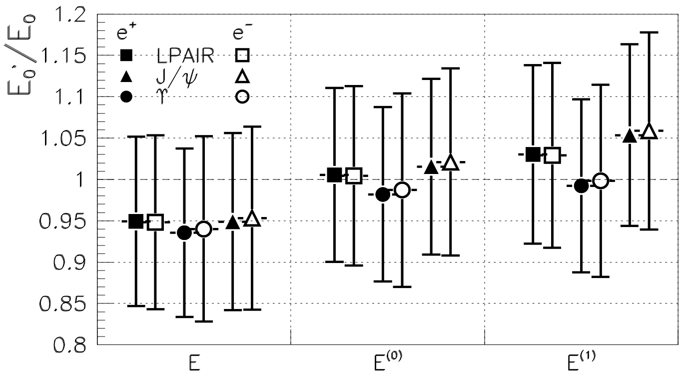


Abbildung 137:
Zusammenfassung der Ergebnisse der Anwendung der Kalibrationsfaktoren auf Positronen und Elektronen aller Datensätze; Fehlerbalken sind mittlere Abstände vom Mittelwert

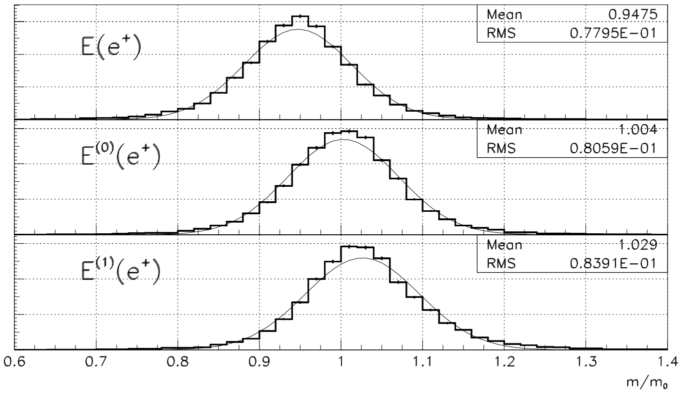


Abbildung 138:
Anwendung der Kalibrationsfaktoren auf die Berechung der invarianten Masse des Leptonpaares, $m_{\ell\ell}$, im LPAIR-Datensatz: Gezeigt ist jeweils das Verhältnis zwischen gemessener Masse $m_{\ell\ell}$ und durch den Generator bestimmte Masse m_0. oben: unter Benutzung rekonstruierter Elektronenergien ohne weitere Korrektur; Mitte, unten: mit Energiekorrekturen der Ordnung 0 und 1 für die Elektronen.

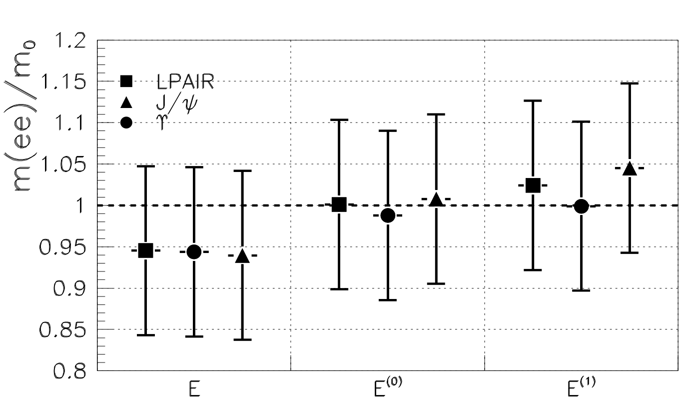


Abbildung 139:
Zusammenfassung der Ergebnisse der Anwendung der Kalibrationsfaktoren bei der Berechnung der invarianten Masse des Leptonpaares; Fehlerbalken sind mittlere Abstände vom Mittelwert

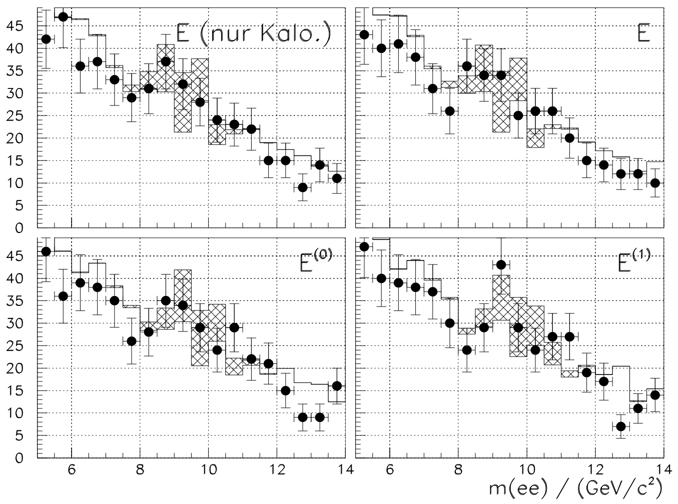


Abbildung 140:
Anwendung der Energiekalibrationen auf Daten im Bereich der invarianten Elektronpaarmasse $m(\mathrm{ee}) \approx m(\Upsilon)$:

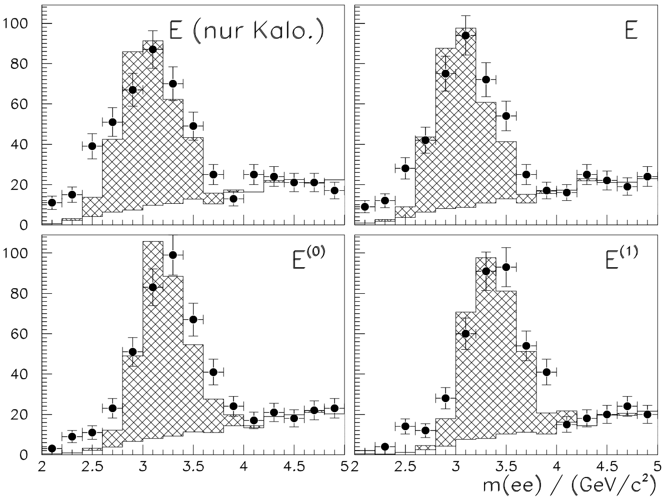


Abbildung 141:
Anwendung der Energiekalibrationen auf Daten im Bereich der invarianten Elektronpaarmasse $m(\mathrm{ee}) \approx m(\mathrm{J}/\psi)$:

- Benutzung der rekonstruierten H1-Standard-Energie, E, (sogenannte `AE1R`-Skala) sowie der Winkel aus der Position der gemessenen Schauerschwerpunkte,
- Verwendung der optimalen Winkel entsprechend der vorangegangenen Diskussion (S. 147 ff.) und der rekonstruierten H1-Standard-Energie, E,
- sowie der kalibrierten Energien, $E^{(0)}$ und $E^{(1)}$.

Für den Massenbereich des Υ ist eine Übereinstimmung des Einflusses der Kalibration mit den weiter oben hergeleiteten empirischen Annahmen zu sehen. Aufgrund der sehr geringen Statistik und des hohen Untegrund-Signal-Verhältnisses ist die Signifikanz allerdings gering. Für den Bereich des J/ψ hingegen sind die Vergleiche aussagekräftiger. Zunächst ist festzustellen, daß für die Kalibration nullter Ordnung ($E^{(0)}$) die Breite der Massenverteilung in Abb. 141 minimal ist. Weiterhin ist aber auch zu sehen, daß die Meßdaten systematisch höher liegen als die Werte der MC-Simulation. Entweder ist also der Energieverlust der Elektronen zwischen Vertex und Kalorimeter nicht genau genug und als zu gering in der MC-Simulation beschrieben, oder aber es gibt Mängel in der Beschreibung der Kalorimeter-Response selbst. Die entsprechenden Elektronenergien liegen zwischen 5 und 10 GeV, und die Schauer befinden sich vorzugsweise in der Baugruppe IF des Kalorimeters. In der Tat wurde bei der Auswertung der Meßergebnisse der CERN-Tests [And93c; And94] in diesem Phasenraum (IF, 10 GeV) die größte Abweichung, sogenannte Nicht-Linearität, von der angepaßten Energie-Ladungsfunktion festgestellt [Loc92,5.13; Pet92,7.4.1]. Diese liegt aber aber mit weniger als $+1\%$ (im Vergleich zu $\pm 4\%$ in den Baugruppen CB und FB) deutlich unter dem in Abb. 141 abzulesenden Unterschied von rund 10%.

Insgesamt ist die bisher aus ep-Stößen verfügbare Datenmenge an J/ψ-Mesonen, die in ein Elektronpaar zerfallen, zu klein, um mit genügend hoher Statistik lediglich aus den Meßdaten eine Kalibration der H1-Kalorimeter vorzunehmen. Dies gilt aufgrund des wesentlich geringeren Wirkungsquerschnittes erst recht für die Υ-Mesonen.

Verbesserungen und Vergleich

Die erhaltenen Ergebnisse sind insoweit sehr zufriedenstellend, als sie die sowohl in Monte-Carlo-Simulation als auch in tatsächlich gemessenen Daten beobachtete Verschiebung der Energiemeßwerte für Elektronen und Positronen zu kleineren Energien hin anhand eines grundlegenden Wechselwirkungsmodells erklären können und auch deren Korrektur innerhalb bestimmter Grenzen erlauben. Eine vollständige Bestätigung durch gemessene Daten scheitert an dem derzeit zu geringen Datenbestand. Ein wesentlicher Vorteil dieser Methode ist jedoch gerade die Möglichkeit der Extrapolation in Bereiche, die für Messungen nicht zugänglich sind, also insbesondere zu kleinen Energien und in Vorwärtsrichtung. Letztere können in den anderen in H1 verwendeten Kalibrationsverfahren mit QED-Compton-Ereignissen [Ker95] und durch Vergleich der rekonstruierten Ereigniskinematik von DIS-Ereignissen mit hohen Q^2 mit der Doppelwinkelmethode [H1.99.2] wegen des geringen Streuquerschnitts für Elektronen in die Vorwärtsrichtung nur sehr beschränkt ausgewertet werden.

Der Vollständigkeit halber werden auch die zwei Energie-Korrekturen erwähnt, die bei H1 schon innerhalb der Rekonstruktion zur Anwendung kommen: Die AUDEAD-Korrektur [H1.97.1, S. 379] führt entsprechend der Anzahl der in der ersten (vom Vertex aus gesehenen) Lage getroffenen Zellen eine Korrektur der Form

$$\Delta E_{\mathrm{AUDEAD}} = \sum_{\text{Zellen } i} \alpha_i E_i^{\mathrm{MIP}}$$

durch, die unabhängig von der gemessenen Energie ist, aber die Zahl der in der ersten Lage getroffenen Zellen berücksichtigt. E^{MIP} ist die Energie, die ein minimal ionisierendes Teilchen (engl. *minimal ionising particle*, MIP) auf dem Weg zu dieser Zelle verlieren würde, α_i ein konstanter Wert für jeweils ein Halbrad der FlAr-Kalorimeter-Baugruppen.

Die AEDCOR-Korrektur [Gay95] ist eine empirische Korrektur, die nur auf Messungen von ep-Stößen, nicht aber auf simulierte Ereignisse, angewandt wird. Sie wurde aus durch kosmische Höhenstrahlung in den Zentralspurkammern erzeugten Elektronen und Positronen durch Vergleich der Spurkammermessung mit der Kalorimetermessung ermittelt. Sie bewirkt eine Erhöhung des Wertes $\Delta E_{\mathrm{AUDEAD}}$ in den Kalorimeter-Zellen der ersten (vom Vertex aus gesehenen) Lage um 45%.

Beide Korrekturen reichen offensichtlich nicht aus, um den Energieverlust im passiven Material zu kompensieren, welcher ja die Grundannahme für die hier von mir entworfene Korrekturmethode war. Genau genommen könnte man also auf diese „Vorkorrekturen" verzichten, um die Korrekturparameter noch näher an den eigentlichen Meßwerten des Detektors anzupassen, wäre aber bei der Herleitung der offensichtlich notwendigen Unterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation wieder durch geringe Statistik beschränkt oder auf die Ergänzung durch andere Verfahren angewiesen.

Zum Abschluß dieses Abschnittes sind noch folgende Punkte zu erwähnen, die bei einer tiefergehenden Studie berücksichtigt werden könnten: Bereits diskutiert wurden die Sekantenkorrektur aufgrund der Krümmung im Magnetfeld der als geradlinig angenommenen Teilchenbahnen sowie die Konstanz des Verhältnisses des Energieverlusts aus Bremsstrahlung und Ionisation, welche die Annahme eines einzigen Parameters ξ_1 rechtfertigt. In Wirklichkeit ist es im Wesentlichen umgekehrt proportional zur Ordnungszahl

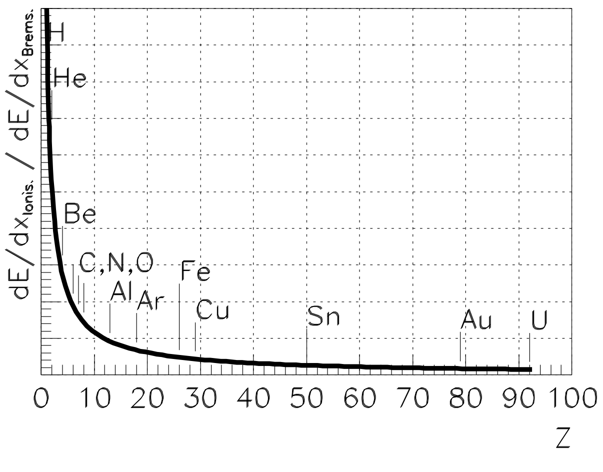


Abbildung 142:
Verhältnis des Energieverlusts $\frac{dE}{dx}$ durch Ionisations zu dem durch Bremsstrahlung, in Abhängigkeit der Ordnungszahl Z des Materials, normiert auf das Verhältnis: Eingezeichnet sind die hauptsächlich passiven Material zwischen Vertex und Kalorimeter vorkommenden Atome.

Z der Atome im passiven Material ab:

$$\frac{\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{Ionis.}}}{\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{Brems.}}} = \frac{\pi m_e c^2 \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - 1\right)}{\alpha Z \ln \frac{183}{\sqrt[3]{Z}}} \approx \frac{\text{const.}}{Z}$$

Eine Berücksichtigung dieser Tatsache zur Extraktion eines einzigen Materialparameters wie Ξ_0 ist allerdings nur mit größerem Aufwand möglich. Die Berechnung eines Wertes $\Xi_0(\vec{r}_1;\vec{r}_2)$ im Spurkammerbereich des Detektors braucht derzeit rund eine Sekunde Rechenzeit.

Ebenfalls bisher nicht berücksichtigt wurde die oktagonale Innenfläche (Bild?) der CB- und FB-Baugruppen sowie die sechzehnzählige φ-Symmetrie der BBE-Baugruppe. Eine entsprechende Korrektur sollte in der Größenordnung der Sekantenkorrektur liegen.

Der Winkelbereich $\varphi \in [83{,}6°; 96{,}7°]$ weist insofern eine Besonderheit auf, als dort zwischen Kryostatwand und Kalorimeter fast über die gesamte Länge ($z \in [-216; 280]$ cm) eine kältetechnisch notwendige Edelstahlstruktur befestigt ist. Die räumliche Ausdehnung betrifft weniger als 4% des Azimutwinkelbereiches und fällt außerdem mit der Grenze zwischen zwei Oktanten bei $\varphi = 90°$ zusammen. Die Dicke der Struktur von $d = 2 \ldots 6$ mm entspricht in Strahlungslängen $\Xi_0 = 0{,}11 \ldots 0{,}16$, was vor allem im zentralen Polarwinkelbereich ($\vartheta 40° \ldots 140°$) den Gesamtwert von Ξ_0 merkbar erhöht.

Es wurde inzwischen auch gezeigt [Len99], daß die Bereiche der CJC-Endkappen nur unzureichend in der H1GEANT-Datenbank beschrieben sind, was in der Simulation von Rückwärtsbereich vor BDC und SpaKal entsprechend korrigiert wurde und zu einer verbesserten Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation führte.

Die Siliziumdetektoren BST und CST haben zusammen mit dem 1996 ebenfalls eingebauten, dünnwandigeren Strahlrohr eine äquivalente Dicke von $\Xi_0 = 1{,}6\%$ im Vergleich zu der Dicke von $\Xi_0 = 1\%$ des Strahlrohres in der hier untersuchten Zusammenstellung des Detektors.

Unter Berücksichtigung dieser Einschränkungen stellt die hier hergeleitete Parametrisierung für die Passivmaterialkorrektur der Elektronenergiemessung im FlAr-Kalorimeter eine geeignete Ergänzung, auch unter dem Aspekt der Erklärung und Gegenprobe, für die bestehenden Kalibrationskorrekturen des H1-Experiments dar. In Abb. 143 wird der Verlauf der Korrekturfaktoren $f^{(0)}(\zeta)$ nullter Ordnung, also die energieunabhängige Version, verglichen mit denen des Verfahrens, das bei der Analyse der ep-Stöße bei hohen Impulsüberträgen [H1.99.2] verwendet wurde. Dazu wurden die Ξ_0-Werte für alle fünfzehn Vertexwerte z_0

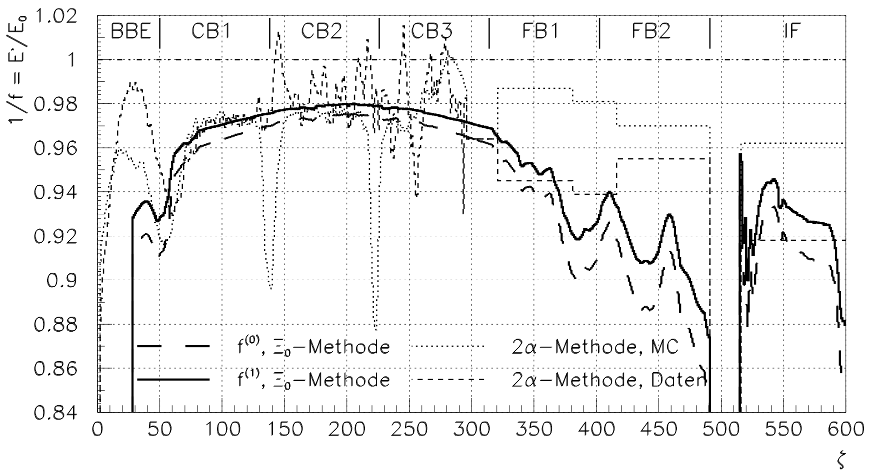


Abbildung 143:
Vergleich zwischen den hier hergeleiteten Korrekturfunktionen (Ξ_0-Methode) und der in [H1.99.2] benutzten, die durch die Doppelwinkelmethode (2α) bestimmt wurden. Die Fluktuationen der 2α-Faktoren wurden vor der Anwendung noch mit den benachbarten Werten gewichtet und gemittelt.

gemittelt. Außerdem ist die Korrektur erster Ordnung der Ξ_0-Methode unter der Annahme $E \to \infty \Leftrightarrow \xi_1 \to 0$ ebenfalls eingezeichnet, was dadurch gerechtfertigt ist, daß die Elektronenergien bei hohen Impulsüberträgen sehr viel größer als die in den vorigen Abschnitten bei der Herleitung betrachteten Energien sind. Zur vergleichenden Bewertung ist in Betracht zu ziehen

- daß die beiden Methoden kaum gemeinsame Voraussetzungen machen und völlig unterschiedliche Ereigniskinematik und Energiebereiche betreffen,
- daß die Fehlmessungen an den Grenzflächen zwischen den Baugruppen (engl. *cracks*) nur in der Doppelwinkel-Methode korrigiert werden,

- und daß die als statistische Ungenauigkeiten bewerteten Fluktuationen der aus der Doppelwinkelmethode bestimmten Faktoren vor der Anwendung in [H1.99.2] wie in [Hei99] beschrieben gemittelt wurden.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsachen ist die Übereinstimmung sehr gut. Es ist auch anzumerken, daß im vorderen Bereich (Kalorimetergruppen FB und IF), wo die Doppelwinkelmethode statistisch sehr beschränkte Ergebnisse liefert, offensichtlich eine bessere Übereinstimmung zwischen der Ξ_0-Methode und der auf die Daten angewandten Doppelwinkelmethode besteht als zwischen der auf MC-Simulationen angewandten Doppelwinkelmethode und jeder dieser beiden.

7.8 Optimale Messung von Teilchenenergien

Vorbetrachtungen zur optimalen Auflösung

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde bei der eigentlichen Energiemessung lediglich auf die vom und durch das Kalorimeter gewonnen Meßwerte vertraut, und diese wurden für sich optimiert. In diesem Abschnitt wird eine weitere Optimierung durch die Hinzunahme der Messung des Transversalimpulses mit den Spurkammern des H1-Experiments vorgenommen. Die Meßgenauigkeiten von Spurkammer und Kalorimeter sind insofern komplementär, als sie minimal für kleine Transversalimpulse (Spurkammern) beziehungsweise große Energien (Kalorimeter) werden. Für eine gegebene Energie $E \approx pc$ gibt es also theoretisch Polarwinkelintervalle, in denen jeweils die optimale Energiemessung mit dem einen oder anderen Detektor zu erwarten ist. Ein allgemeiner Ansatz besteht in

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{\mathrm{K}} = \frac{\delta_{\mathrm{K}}}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \quad \text{für die Meßgenauigkeit des Kalorimeters und}$$

$$\frac{\sigma(p_\perp)}{p_\perp} = \delta_{\mathrm{S}} \frac{p_\perp}{\mathrm{GeV}}, \quad E \approx \frac{cp_\perp}{\sin\vartheta}$$

$$\Rightarrow \left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{\mathrm{S}} = \delta_{\mathrm{S}} \frac{E \sin\vartheta}{\mathrm{GeV}} \quad \text{für die Meßgenauigkeit der Spurkammer}$$

mit den dimensionslosen Faktoren δ_{K} und δ_{S}, die ein Maß für die Auflösung der Geräte bieten. Daraus erhält man für die Bedingung „Kalorimetermessung bevorzugt“:

$$\sigma(E)_{\mathrm{K}} < \sigma(E)_{\mathrm{S}} \quad \Leftrightarrow \quad R_{\delta\mathrm{SK}} = \frac{\delta_{\mathrm{S}}}{\delta_{\mathrm{K}}} > \left(\frac{E}{\mathrm{GeV}}\right)^{-3/2} \frac{1}{\sin\vartheta}$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{E(\vartheta)}{\mathrm{GeV}} > (R_{\delta\mathrm{SK}} \sin\vartheta)^{-2/3}. \tag{51}$$

Das Ergebnis ist in Abb. 144 als unterbrochene Trennlinie für ein Verhältnis $R_{\delta\mathrm{SK}} = 0{,}08$ ($\delta_{\mathrm{S}} = 0{,}8\%$, $\delta_{\mathrm{K}} = 10\%$) dargestellt. Energien von Kandidaten oberhalb dieser Linie werden demnach besser mit Kalorimeter als

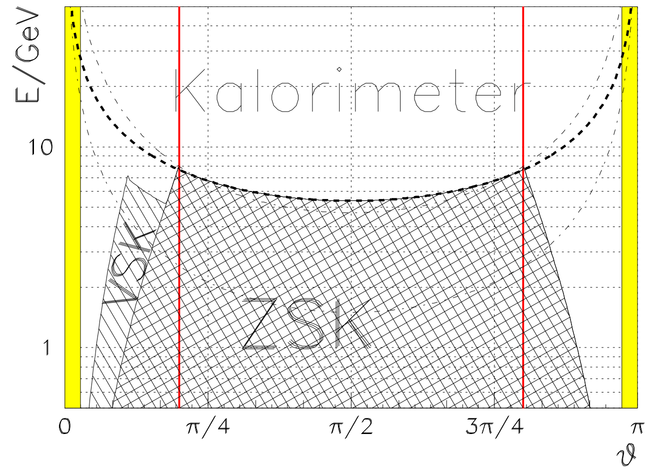


Abbildung 144:
Trennung der optimalen Auflösungsbereiche: Es wurde $R_{\delta\mathrm{SK}} = \frac{0{,}8\%}{10\%} = \frac{8}{100}$ angenommen. Die schattierten Bereiche bei kleinsten und größten Winkeln markieren die Grenzen der Detektorakzeptanz. Im doppelt schraffierten Bereich ist die Spurkammermessung genauer als die Kalorimetermessung. Senkrechte Linien markieren die Grenzen bei 35° und 145°, innerhalb derer die volle radiale Länge der Zentralspurkammern ausgenutzt werden kann. Die unterbrochene Linie stellt die Grenzfunktion für eine unendlich lange Spurkammer dar. Der einfach schraffierte Bereich wird durch die Vorwärtsspurkammern zusätzlich für eine bessere Spurmessung erschlossen. Die Strichpunktlinien sind Linien konstanter $p_\perp = \frac{1}{2} m(\mathrm{J}/\psi, \Upsilon)$; siehe Text.

mit Spurkammer bestimmt. Allerdings stimmt diese Argumentation nur für eine unendlich lange Spurkammer ($Z \to \infty$), die für jeden Winkelbereich die volle radiale Länge R zur Impulsbestimmung nutzen kann. Dabei bezeichne Z die Länge der Spurkammer in Vorwärts- beziehungsweise Rückwärtsrichtung, welche für die symmetrischen Zentralspurkammern des H1-Experiments in beiden Fällen $Z = 220\ cm/2$ ist. Die zentralen H1-Spurkammern haben ein Verhältnis $\frac{R}{Z} \approx \frac{80\text{ cm}}{220\text{ cm}/2}$, sodaß für Winkel außerhalb $35° < \vartheta < 145°$ nur noch ein Bruchteil $\xi = \frac{Z}{R}\tan\vartheta$ der vollen radialen Länge zur Bestimmung des Transversalimpulses zur Verfügung steht. Die Auflösung der Spurkammern δ_S verschlechtert sich in diesen Randbereichen entsprechend (22) näherungsweise (unter der Annahme $N \gg 1$) mit dem Faktor $\xi^{-5/2} \approx \frac{L'^2\sqrt{N'+4}}{L^2\sqrt{N+4}}$, sodaß dort $\delta_\text{S} \mapsto \delta_\text{S}\xi^{-5/2}$ zu ersetzen ist. Damit wird in den Bereichen außerhalb der Zentralspurkammern die Trennlinienfunktion

$$\frac{E'(\vartheta)}{\text{GeV}} > \left(R_{\delta\text{SK}}\xi^{-5/2}\sin\vartheta\right)^{-2/3} = \left(R_{\delta\text{SK}}\sin\vartheta\right)^{-2/3}\xi^{5/3} = \frac{E(\vartheta)}{\text{GeV}}\left(\frac{Z}{R}\tan\vartheta\right)^{5/3}, \qquad (51')$$

also mit dem Faktor $\xi^{5/3}$ verringert. Sie ist auf Abb. 144 doppelt schraffiert dargestellt, und zeigt, daß in den Randbereichen die Messungen der Zentralspurkammern keine brauchbare Genauigkeit mehr liefern. Ebenfalls auf Abb. 144 ist durch Strichpunkte der Verlauf konstanter Transversalimpulse für die typischen ($t \approx 0$) Werte $p_\perp = \frac{1}{2}m(\text{J}/\psi)$ (untere Linie) und $p_\perp = \frac{1}{2}m(\Upsilon)$ (obere Linie) dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Messung der J/ψ-Zerfallselektronen im zentralen Bereich ($\frac{3}{8}\pi < \vartheta < \frac{7}{8}\pi$) vorrangig mit den Spurkammern optimiert wird, während sich die Zerfallselektronen des Υ im Bereich der Zentralspurkammern nahe der Grenze befinden, wo sich die Auflösung durch eine Wahl zwischen Kalorimeter und Spurkammer-Messung nur geringfügig verbessern läßt.

Der Effekt der Zuhilfenahme der Vorwärtsspurkammern für eine Messung wird folgendermaßen abgeschätzt: Aufgrund des toten Materials an den Endkappen der Zentralspurkammern erfährt das zu messende Teilchen eine Vielfachstreuung, die die Auflösung der kombinierten Spurmessung im Vergleich zur Spurmessung mit den Zentralspurkammern grob um einen Faktor 2 verschlechtert ($\delta_\text{S} \mapsto 2\delta_\text{S} \Rightarrow R_{\delta\text{SK}} \mapsto 2R_{\delta\text{SK}}$). Für den Polarwinkelbereich, in dem die volle radiale Länge R noch zur Messung zur Verfügung steht, wird so allerdings trotzdem eine Verbesserung gebenüber der Messung mit Zentralspurkammern allein erzielt. Unterhalb des Grenzwinkels von $\vartheta = 17° = \text{atan}(\frac{80\text{ cm}}{260\text{ cm}})$ tritt wieder entsprechend der $\xi^{-5/3}$-Abfall ein.

Dies gibt einen brauchbaren Anhalt für die Entscheidung zwischen Energie- und Impulsmessung für einen gegebenen Phasenraumpunkt $(E;\vartheta)$. Ein genaueres Modell müßte die Vielfachstreuung innerhalb der Zentralspurkammern und den Fehler der Polarwinkelmessung berücksichtigen.

Anwendung

Zunächst wird die Optimierungsvorschrift (51) auf MC-Ereignisse mit zwei Elektronen im Endzustand angewandt. Abb. 145 zeigt zur Illustration der erhaltenen Auflösung das Verhältnis zwischen rekonstruierter oder rekonstruierter und korrigierter Energie und der Primärenergie für den LPAIR-Datensatz; Abb. 146 zeigt die entsprechenden Ergebnisse als Mittelwert und Breite einer angepaßten Gaußverteilung für alle Datensätze. Eine Kombination aus optimaler Wahl der Energiemessung aus Kalorimeter oder Spurkammer und der im vorigen Abschnitt vorgestellten Kalibrationskorrektur liefert das beste Ergebnis, wobei die Unterschiede zwischen den Ordnungen der Kalibration geringer werden. Das ist plausibel, weil diese sich vor allem bei kleinen Energien stark voneinander unterscheiden und gerade dort durch Spurmessungen ersetzt werden.

Die Auswirkung der verschiedenen Energiemeßmethoden auf die Bestimmung der Elektronpaarmasse zeigen Abb. 147 am Beispiel des LPAIR-Datensatzes und Abb. 148 im Überblick für alle Datensätze. Die Auflösung wird insgesamt besser und läßt sich durch die Kalibration der Kalorimeterenergien sowohl in Bezug auf den Mittelwert als auch auf die Breite der Verteilung weiter optimieren. Es ist anzumerken, daß die Wahl der Kalibration sowohl in Bezug auf den Mittelwert als auch auf die verschiedenen Datensätze kleinere Unterschiede als im vorigen Abschnitt (vgl. Abb. 139) verursacht. Die Ergebnisse aus Abb. 145 (oben) und Abb. 146 bestätigen, daß dies sowohl besser ist als die alleinige Kalorimeter- als auch als die alleinige Spurkammermessung.

Schließlich werden die Anwendung der Kalibration auf die Daten und der Vergleich mit der Simulation in Abb. 149–150 betrachtet: Alle möglichen Kombinationen von Detektorauswahl und Kalorimeterkalibration werden gut durch die Simulation wiedergegeben. Für den Massenbereich der Υ-Resonanzen in Abb. 149 kann aufgrund der begrenzten Statistik neben der Feststellung dieser Übereinstimmung keine weitere Aussage zur Diskriminierung der verschiedenen Methoden gemacht werden. Für den J/ψ-Bereich ist eine deutliche Verbesserung durch Zuhilfenahme der Spurmessungen festzustellen, aber auch eine Verbesserung der Auflösung

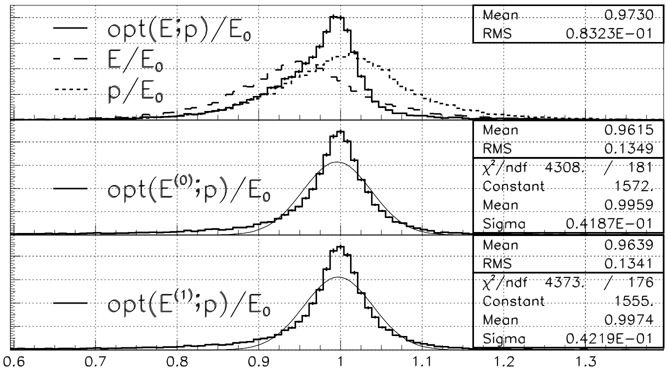


Abbildung 145:
Energie

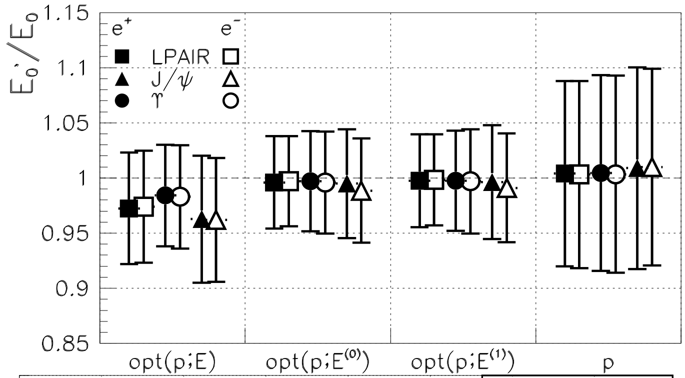


Abbildung 146:
Energie

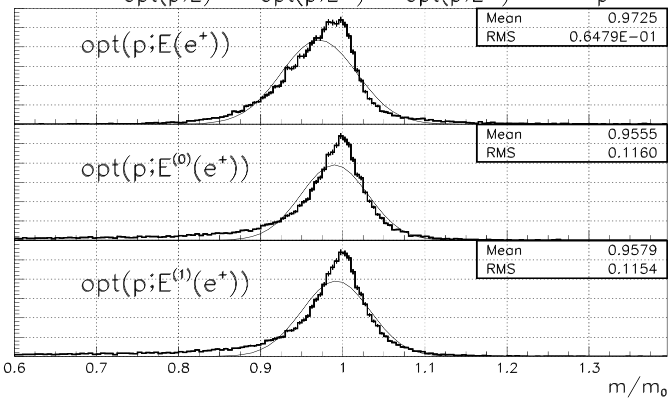


Abbildung 147:
Masse

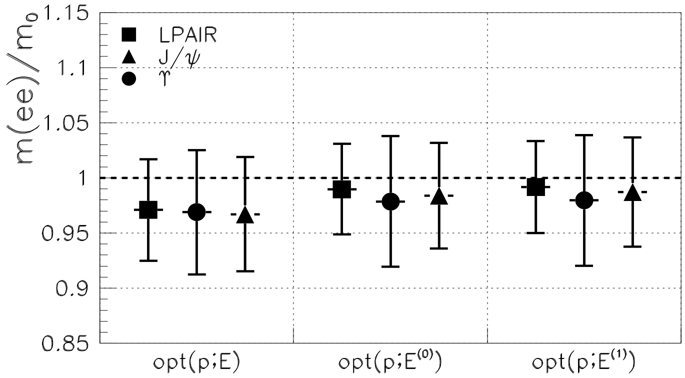


Abbildung 148:
Masse

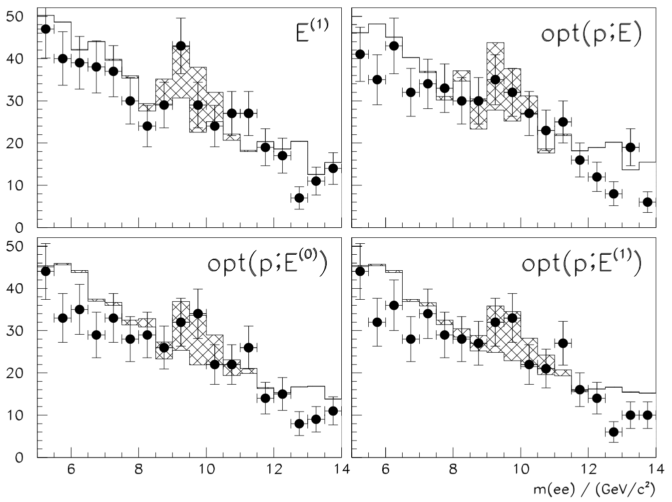


Abbildung 149:
Anwendung der Energiekalibrationen auf Daten im Bereich der invarianten Elektronpaarmasse $m(\mathrm{ee}) \approx m(\Upsilon)$: Es werden die erwarteten Verteilungen für nichtresonante Dielektron-Produktion und Untergrundereignisse (weiß) und einer Mischung von $\Upsilon(n\mathrm{S})$-Produktion ($n = 1, 2, 3$) (schraffiert) mit den Daten (Punkte) verglichen und ergeben folgende (normierte) χ^2-Summen [Bra92]:

$E^{(0)}$;	$\chi^2/N = 1{,}38$
opt(p; E);	$\chi^2/N = 1{,}69$
opt(p; $E^{(0)}$);	$\chi^2/N = 1{,}21$
opt(p; $E^{(1)}$);	$\chi^2/N = 1{,}33$

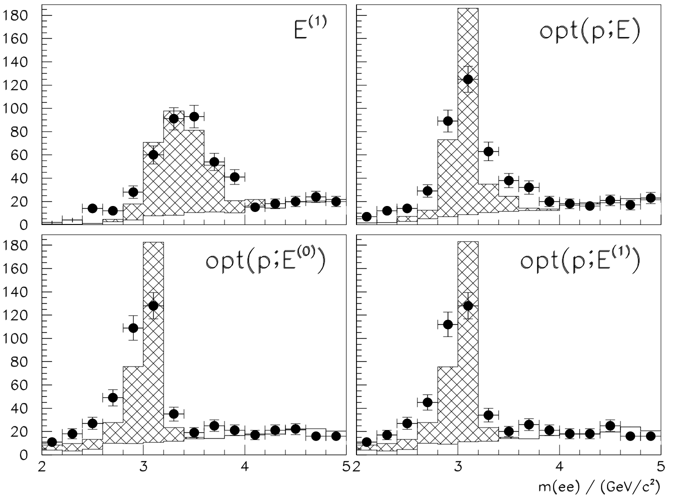


Abbildung 150:
Anwendung der Energiekalibrationen auf Daten im Bereich der invarianten Elektronpaarmasse $m(\mathrm{ee}) \approx m(\mathrm{J}/\psi)$: Es werden die erwarteten Verteilungen für nichtresonante Dielektron-Produktion und Untergrundereignisse (weiß) und J/ψ-Produktion (schraffiert) mit den Daten (Punkte) verglichen und ergeben folgende (normierte) χ^2-Summen [Bra92]:

$E^{(0)}$;	$\chi^2/N = 0{,}61$
opt(p; E);	$\chi^2/N = 1{,}05$
opt(p; $E^{(0)}$);	$\chi^2/N = 0{,}83$
opt(p; $E^{(1)}$);	$\chi^2/N = 1{,}11$

durch die Anwendung der Kalibration. Die gemessenen Verteilungen stimmen hier weniger gut mit der Simulation überein. Es ist festzustellen daß die reinen Kalorimetermessungen im Mittel über den simulierten Kalorimeterenergien liegen. Bei Zuhilfenahme der Spurmessungen ändert sich das insofern, als eine Verschiebung zu kleineren Energien hin gemessen wird, die dem Energieverlust der Zerfallselektronen durch Bremsstrahlung im Endzustand zugeschrieben wird. Offensichtlich wird dieser Effekt in den Daten stärker beobachtet als er durch die Simulation dargestellt wird. Dies wird dem Fehlen einer Endzustands-Bremsstrahlung im DIFFVM-Generator (Abschn. 5.6, S. 109) zugeschrieben.

7.9 Rekonstruktion Kinematik

Im vorigen Abschnitt ist die Meßgenauigkeit des H1-Detektors für ein Elektronpaar untersucht und optimiert worden. Da in den für die vorliegende Arbeit selektierten Ereignissen das Leptonpaar oft der einzige Teil des Endzustandes ist, der nachgewiesen wird, wird die Kinematik des Ereignisses aus den Elektronen rekonstruiert. In diesem Abschnitt werden die Verfahren zur Rekonstruktion der kinematischen Ereignisgrößen definiert und erläutert, sowie deren Rekonstruktionsgenauigkeit untersucht.

Die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ wird gemäß (15), S. 24, aus dem Elektronpaar rekonstruiert. Abb. 151 zeigt anhand von simulierten Daten die Zuordnung von gemessener und tatsächlicher Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$. Es ist eine über den ganzen $W_{\gamma\mathrm{p}}$-Bereich gleichmäßige Verbreiterung der Ideallinie zu beobachten, sodaß keine $W_{\gamma\mathrm{p}}$-abhängige Korrektur in Frage kommt. Die Verbesserung der Auflösung bei Anwendung der Elektron-Energiekorrektur entsprechend Abschn. 7.8 ist in Abb. 152 abzulesen: Sowohl Mittelwert wie auch Streuung des Verhältnisses von rekonstruierter zu wahrer Energie verbessern sich durch

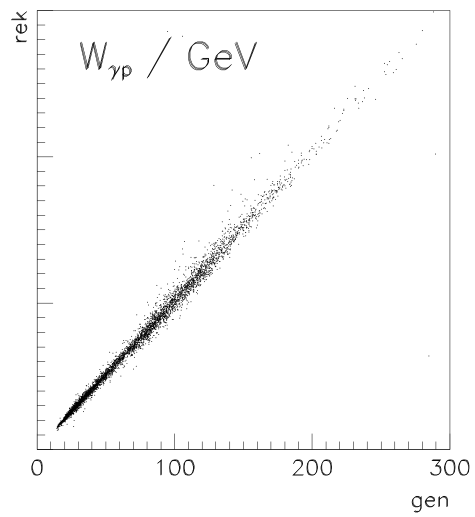


Abbildung 151:
Rekonstruktionsgenauigkeit für die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$

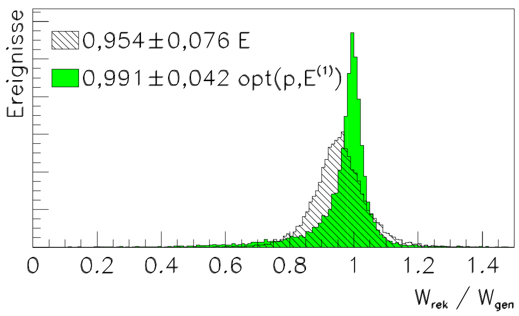


Abbildung 152:
Rekonstruktionsgenauigkeit für die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$, unkalibriert und optimiert

Annäherung an den Idealwert eins beziehungsweise Verringerung um einen Faktor zwei.

7.10 Luminosität und Korrekturen

Luminositätsbestimmung

Die Luminosität von HERA am Wechselwirkungspunkt des H1-Experiments wird wie in Abschn. 2.7 (S. 40 ff.) beschrieben mit den sogenannten Luminositätsdetektoren gemessen. Die so ermittelten Werte werden im Abstand von zehn Sekunden in der Hauptdatenbank des H1-Experiments (H1NDB) gespeichert. Nach Abschluß einer Datennahmekampagne werden zu diesen Werten globale Korrekturen (engl.: *offline corrections*) [Gog96] berechnet und die Datenbankeinträge entsprechend aktualisiert.

Eine weitere Korrektur ist aufgrund der longitudinalen Satellitenstruktur (s. S. 16) notwendig. Da die Luminositätsmessnung nicht sensitiv auf die Vertexposition ist, integriert sie folglich auch über die vorhandenen Satellitenpakete, welche in der Nähe des H1-Wechselwirkungspunktes mit dem Positronpaket wechselwirken. Für die vorliegende Arbeit wurden Beiträge von Proton-Elektron-Stößen außerhalb des Vertexbereichs $-40\ \mathrm{cm} < z < +40\ \mathrm{cm}$ sowohl in der Luminositätsmessung als auch in der Auswertung unterdrückt. Abb. 153 zeigt die Vertexverteilung, die z-Koordinate des anhand der Spurmessungen extrapolierten Ereignisvertex jedes Ereignisses, für den bisher beschrieben Datensatz von Multielektron-Ereignisse aus den Jahren 1995–97.

Parallel zu den momentanen Luminositätswerten wird der Betriebszustand (Hochspannung anliegend) der Detektorbaugruppen in der H1NDB-Datenbank aufgezeichnet. Anhand dieser Angaben werden Zeiträume, in denen eine oder mehrere der in dieser Arbeit verwendeten Detektorgruppen, nämlich

- Jetkammern CJC1 und CJC2 (Spurmessung),
- Proportionalkammern (Auslöser),
- Kalorimeter (Elektronmessung und Auslöser),
- Luminositätssystem (Kleinwinkelkalorimeter) und

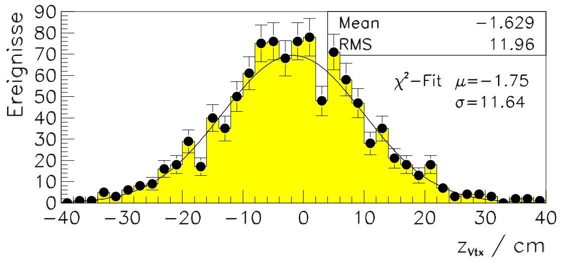


Abbildung 153:
Vertexverteilung (z-Koordinate der aus den Spurmessungen extrapolierten Ereignisvertizes) der selektierten Multielektron-Ereignisse wie in diesem Kapitel beschrieben: Eingedruckt sind die Werte des statistischen Mittelwertes (Mean) und der Streuung (RMS), sowie die Parameter für eine Gaußkurve aus einer χ^2-Anpassung.

- Vetozähler und Flugzeitmesser (Auslöser)

kurzzeitig ausgefallen oder mit verringerter Effizienz gelaufen sind, ausfindig gemacht und die Luminositätsmessung entsprechend korrigiert. In den Ereignissen der Auswertung wird der entsprechende Betriebszustand der Detektoren in gleichem Maße überprüft.

Nach Anwendung aller Korrekturen teilt sich die Luminosität auf die Datennahmekampagnen wie folgt auf:

$\mathcal{L}$/pb	insgesamt	s54	s75
1995	4,171	3,310	4,086
1996	7,898	7,475	7,893
1997	15,548	9,793	15,498
1995–97	27,617	20,578	27,477

Gewichtung der Auslösekoinzidenzen

Wegen variierender Betriebsbedingungen von Beschleuniger und Experiment wurden einige Auslöserkoinzidenzen mit dem in Abschn. 3.3 beschriebenen Verfahren in der Logik des CTL1-Mechanismus untersetzt, sodaß nicht jedes Ereignis, das die Koinzidenzbedingung erfüllte, auch tatsächlich aufgezeichnet wurde. Da hier zwei verschiedene L1-Bedingungen in der Auswertung kombiniert werden, deren Untersetzungsfaktoren im allgemeinen unterschiedlich eingestellt worden sind, ist eine Gewichtung vorzunehmen, wie für den allgemeinen Fall in [Egl97] beschrieben worden ist. Für den hier vorliegenden Fall zweier Subtriggerbedingungen, s54 und s75, ergibt sich

$$\frac{1}{w} = 1 - \left(1 - \frac{r_{54}}{d_{54}}\right)\left(1 - \frac{r_{75}}{d_{75}}\right)$$

für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis von der CTL1-Elektronik akzeptiert wird. Dabei sind die $r_i = 1(0)$, falls Bedingung si (nicht) erfüllt ist. Die Nenner d_j sind die Untersetzungsfaktoren. Mit dem Kehrwert w ist jedes Ereignis gewichtet worden, das aufgezeichnet wurde.

7.11 Zusammenfassung dieses Kapitels

Zunächst ist die Vorgehensweise zur Auswahl von Multi-Elektron-Ereignissen beschrieben worden, welche insbesondere aufgrund der Schauersignale der Elektronen identifiziert worden sind. Eine ausführliche Studie hat gezeigt, welche Anforderungen an die im Detektor nachgewiesenen Spursignale gestellt werden können und müssen, damit die quasi-elastischen Ereignisse genügend effizient erkannt und inelastische verworfen werden, und die Kriterien hinreichend gut anhand der Detektorsimulation nachzuvollziehen sind.

Eine Einteilung der selektierten Ereignisse anhand der Anzahl der insgesamt nachgewiesenen Elektronkandidaten ist vorgenommen worden. Eine Gegenprobe anhand der Frage, ob alle angenommenen Teilchen des Endzustandes nachgewiesen worden sind oder nicht, ist mit der longitudinalen Energie-Impuls-Bilanz durchgeführt worden.

Da die Elektronen auf ihrem Weg vom Vertex zum Kalorimeter bedeutend an Energie verlieren, ist auf diesen Energieverlust im passiven Detektormaterial korrigiert worden. Dazu ist anhand der Grundgleichungen für den Energieverlust von Teilchen beim Durchgang durch Materie eine einfache Theorie entwickelt worden, die eine Korrektur in Abhängigkeit der durchquerten äquivalenten elektromagnetischen Strahlungslängen, Ξ_0, bestimmt. Die anhand der GEANT-Detektorbeschreibung erzielten Ergebnisse stellen die Anfangsenergien gut wieder her, soweit man das mit der hier vorhandenen Datenstatistik beurteilen kann, und stimmen sehr gut mit einer durch die Doppelwinkelmethode entwickelten Korrekturverfahren überein.

Zum Abschluß sind einige Auflösungsbetrachtungen durchgeführt und eine Ereignisgewichtung eingeführt worden, die unter anderem Grundlage für die Vergleiche und Endergebnisse des folgenden Kapitels sind.

Alles wanket, wo der Glaube fehlt.

— Friedrich Schiller, Wallensteins Tod

Wenn ich von jemandem ein Butterbrot haben will,
und er bietet mir eine Schnitte trockenes Brot,
dann nehme ich die trockene Scheibe;
die Butter hole ich mir dann eben später

— Konrad Adenauer

8. Auswertung und Ergebnisse

8.1 Massenspektrum

An dem hier abgebildeten Massenspektrum (Abb. 154) werden alle Aspekte der **Zwei-Elektron-Auswertung** der Ereignisse aus der ep-Streuung bei HERA veranschaulicht, die im weiteren Verlauf dieses Kapitels untersucht werden:

1. Hervorstechend ist die Resonanz des J/ψ-Mesons bei $m_{\mathrm{ee}} = 3{,}1\ \mathrm{GeV}/c^2$;
2. weniger signifikant ist die der Υ-Familie bei 9,5...10,4 GeV/c^2.
   Beide Vektormesonen werden hier in kinematischen Bereichen gemessen, die komplementär zu bisher veröffentlichten Messungen sind, wie weiter unten zu sehen sein wird.
3. Das gesamte nichtresonante Spektrum ist insofern beachtenswert, als es gegebenenfalls Mängel oder Unzulänglichkeiten der Beschreibung des relevanten Zwei-Photon-Prozesses aufdecken könnte, da dieser innerhalb der elektroschwachen Theorie des Standardmodells vollständig in führender Ordnung berechenbar ist, und vergleichbare Messungen [L3C97,OPAL94,OPAL99,ALEPH99] gezeigt haben, daß weitere Ordnungen experimentell bei den bisher zur Auswertung verfügbaren Luminositäten keine Rolle spielen.

Eine Erweiterung des lezteren Aspekts auf Prozesse außerhalb des Standardmodells und die Bestimmung von Obergrenzen auf sogenannte anomale Parameter wurde im Theorieteil (Abschn. 5.9, S. 114) erläutert. Aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte und der fehlenden Simulation solcher Ereignisse sind diese Betrachtungen bei der derzeitigen HERA-Luminosität ohne Belang.

Zur Beurteilung des Massenspektrums in Abb. 154 ist zu sagen, daß Daten und MC-Simulation im allgemeinen über zwei Größenordnungen in m_{ee} und vier Größenordnungen in $d\sigma/dm_{\mathrm{ee}}$ gut übereinstimmen. Im Bereich des J/ψ-Signals ist bei den Meßdaten eine Verschiebung zu kleineren Paarmassen aufgrund von Photonabstrahlung im Endzustand (der sog. Strahlungsschwanz) zu beobachten, wie schon im vorigen Kapitel erwähnt wurde. Zu höheren Massen hin nimmt die Statistik ab und vor allem der Untergrund aus falsch erkannten Pionen zu, welcher allerdings auch zufriedenstellend beschrieben wird.

8.2 Vergleich von Simulationsrechnungen und Daten

Allgemeine Meßgrößen

Die Abb. 155–158 zeigen den Vergleich der wichtigsten Meßgrößen zwischen den Daten und den Simulationsrechnungen für drei verschiedene anhand der Leptonpaarmasse ausgewählte Bereiche:

- **Gesamtbereich** (Abb. 155)**:** Diese Diagramme entsprechen der Selektion von Abb. 154.
- ***J/ψ*-Bereich** (Abb. 156)**:** Hierfür wurde das Massenfenster $2\ \mathrm{GeV}/c^2 < m_{\mathrm{ee}} < 4\ \mathrm{GeV}/c^2$ ausgewählt, in welchem Leptonpaare aus der J/ψ-Zerfalls überwiegen.
- **Υ-Bereich** (Abb. 157)**:** Hierfür wurde das Massenfenster $9\ \mathrm{GeV}/c^2 < m_{\mathrm{ee}} < 11\ \mathrm{GeV}/c^2$ ausgewählt, um diesen für die Υ-Auswertung kritischen Bereich genauer zu betrachten.
- **QED-Bereich** (Abb. 158)**:** Hier wurde das Massenfenster der J/ψ-Resonanz ausgenommen, um die Betrachtung auf die Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen für den QED-Prozeß allein zu beschränken. In diesem Zusammenhang ist der Beitrag der Υ-Zerfälle zum Dielektron-Spektrum vernachlässigbar.

Im einzelnen werden verglichen:

$\boldsymbol{E}$ jeweilige Energieverteilung der Elektronen und Positronen — Sie fallen zu höheren Energien hin stark ab.

$\boldsymbol{\vartheta}$ jeweilige Polarwinkelverteilung der Elektronen und Positronen — Insbesondere bei der Winkelverteilung des Positrons ist eine Zunahme im Vergleich zur Elektronverteilung aufgrund des gestreuten Positrons im Untergrundanteil aus tiefunelastischer Streuung zu bemerken.

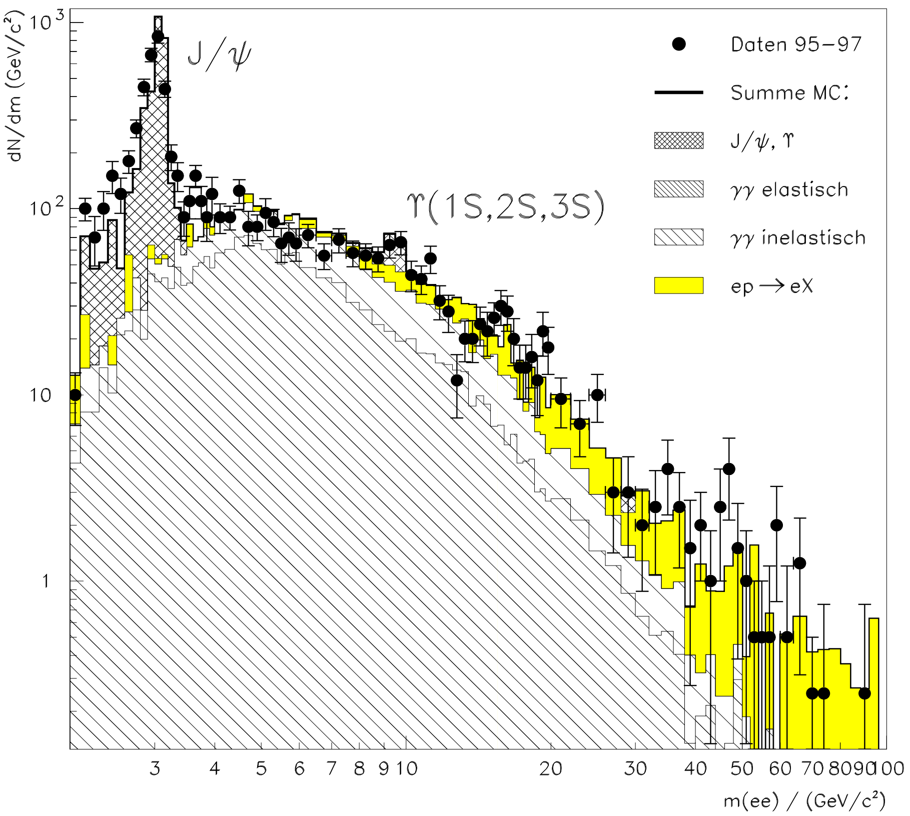


Abbildung 154: Massenverteilung sämtlicher Elektron-Positron-Paare mit $E(\mathrm{e}^{\pm}) > 2$ GeV und $0{,}1 < \vartheta(\mathrm{e}^{\pm}) < 2{,}6$, was in etwa $-1{,}3 < \eta < 3$ entspricht, aus den Datennahme-Kampagnen 1995–97: Das Massenspektrum wird über zwei Größenordnungen in m_{ee} und vier Größenordnungen in $d\sigma/dm_{\mathrm{ee}}$ im allgemeinen von der MC-Simulation gut beschrieben.

- φ jeweilige Radialwinkelverteilung der Elektronen und Positronen — Die defekten und ineffizienten Zonen der Spurkammern verursachen eine ungleichmäßige Verteilung, die aufgrund der vorzugsweisen Ereignistopologie, in φ entgegengesetzte Impulse der Paarleptonen, π-periodisch ausgeprägt wird.
- $\Delta\varphi$ (Kosinus der) Radialwinkeldifferenz von Elektron und Positron
- $\boldsymbol{W}$ Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems, die aus der Kinematik des Leptonpaares berechnet wird, und deren Wurzel proportional zum Energieübertrag y ist (Gl. (15) und (6)).

Es ist festzustellen, daß in allen drei Massebereichen die Übereinstimmung zwischen Messungen und Simulation in allen Variablen sehr gut ist. Die Beiträge der DIFFVM-Prozesse sind offensichtlich zusätzlich zum nicht-resonanten Modell nötig, um die Daten zu beschreiben. Für weitergehende Aussagen ist die vorhandene Statistik zu gering.

Impulsübertrag

Im Fall von drei nachgewiesenen Elektronen (Klassen **3** und **4**) wird zur Berechnung des Impulsübertrags Q^2 gemäß (14) dasjenige Elektron als gestreutes Positron betrachtet, welches aufgrund des Algorithmus in Abschn. 7.2 (S. 129 und Tab. 28) nicht dem Leptonpaar zugeordnet wird. Im Fall von nur zwei Elektronen (Klassen **1** und **2**) wird hier $Q^2 = 0$ gesetzt. Abb. 159 zeigt den Vergleich zwischen Daten und Simulation für die quasielastischen Ereignisse der Klassen **1**–**4**. Es ist eine gute Übereinstimmung bis zu den höchsten Impulsüberträgen, die bei $Q^2 \approx 100$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ liegen, zu erkennen. Die Ereignisse der Klassen **1** und **2** (zwei nachgewiesene Elektronen) sind in diesem Verfahren nicht voneinander zu trennen. Das Maximum bei $Q^2 \approx 3$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ spiegelt die zunehmende Akzeptanz für abnehmende Polarwinkel an der Innengrenze des SpaKal wieder.

Tab. 33 zeigt den Beitrag der quasielastischen Selektion zu den verschiedenen Ereignisklassen. Der Beitrag der Drei-Elektron-Klassen (**3** und **4**) wird aufgrund der geringen Ereigniszahl nicht weiter ausgewertet.

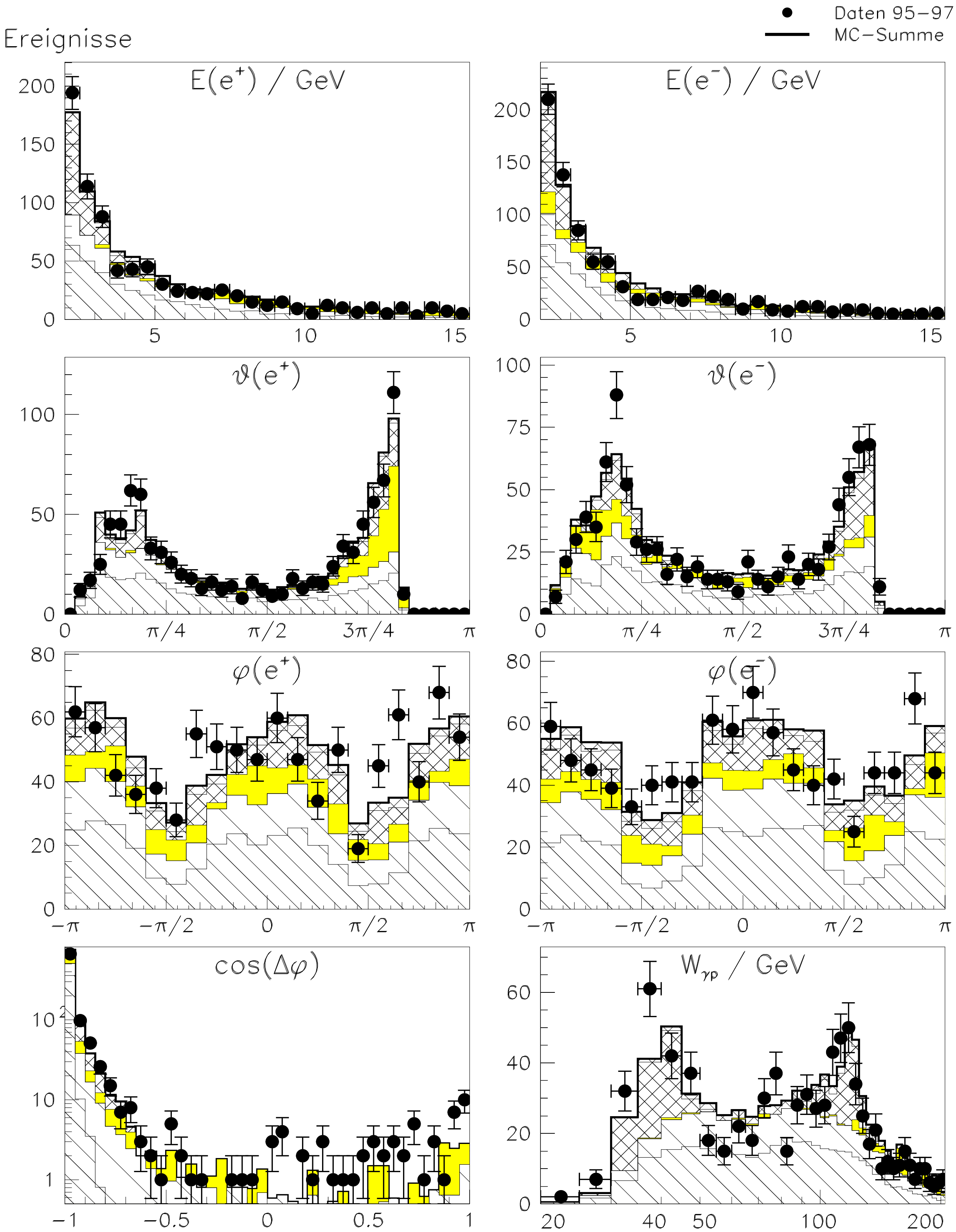


Abbildung 155: **Gesamtselektion** (detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168): Verteilungen verschiedener Meßgrößen im Vergleich von Daten und MC-Simulation, quasielastische Selektion (höchstens vier zentrale Spuren)

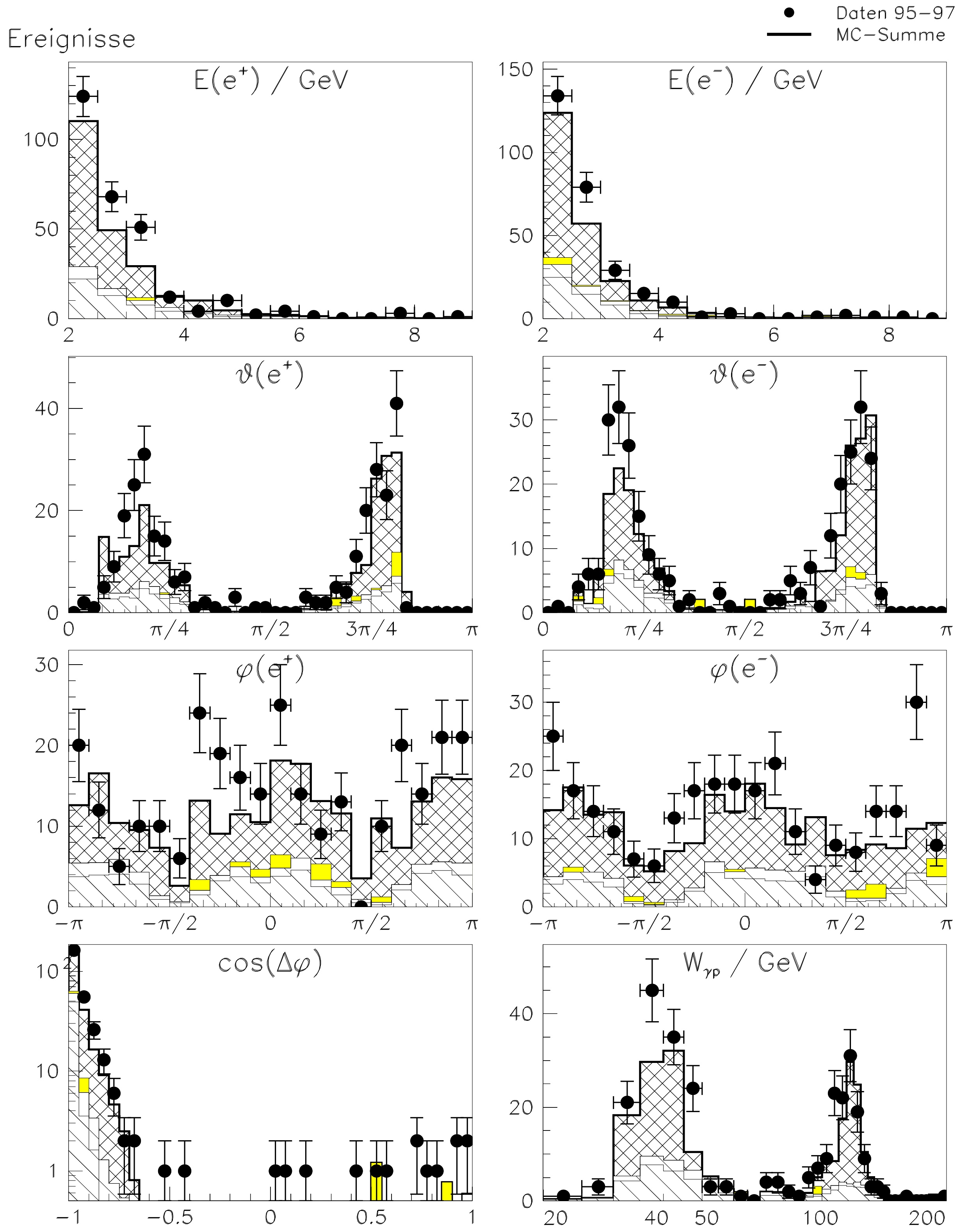


Abbildung 156: ***J/ψ*-Selektion** (detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168): Verteilungen verschiedener Meßgrößen im Vergleich von Daten und MC-Simulation, quasielastische Selektion (höchstens vier zentrale Spuren) mit Leptonpaarmassen im Bereich 2 GeV$/c^2 < m_{ee} < 4$ GeV/c^2

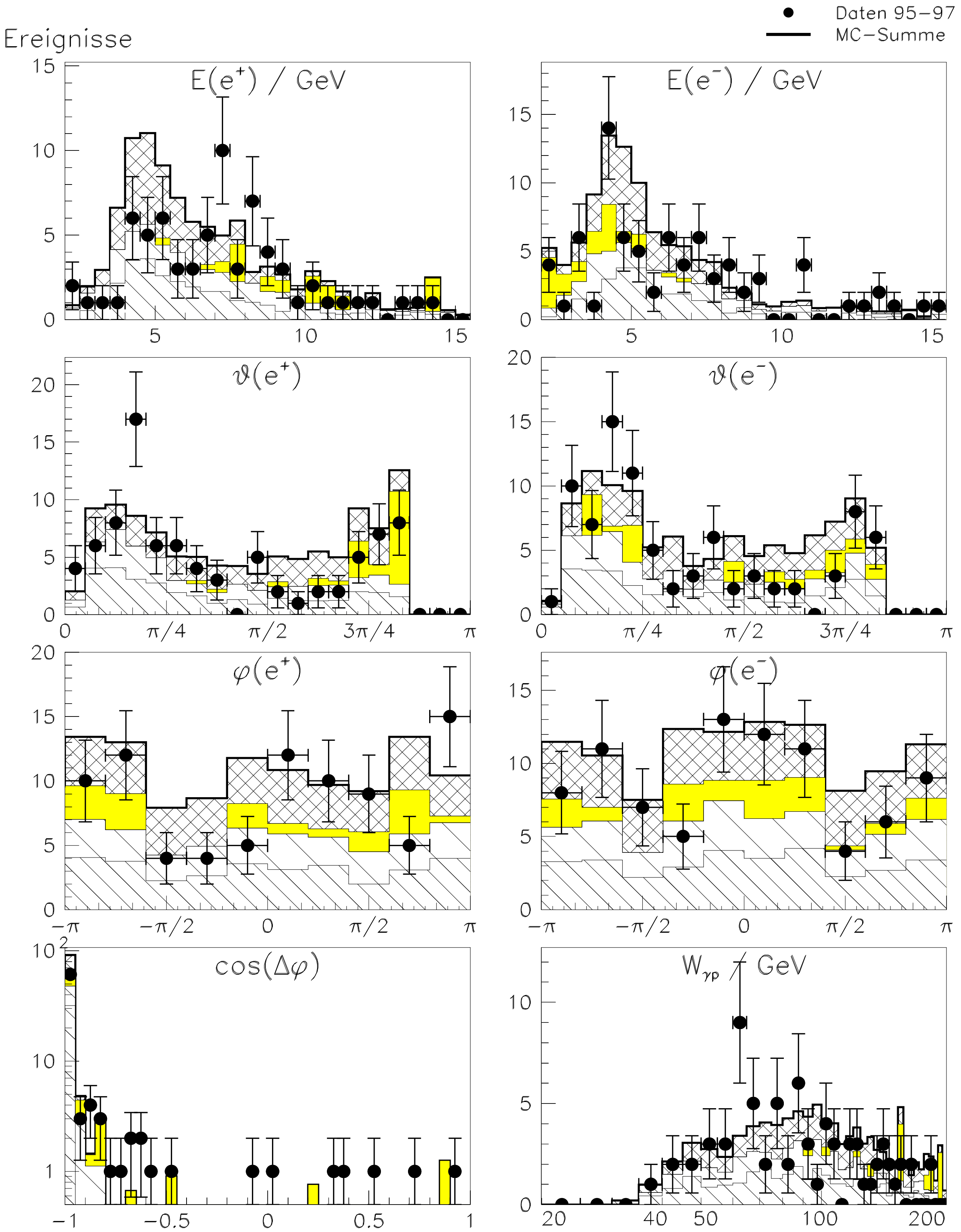


Abbildung 157: **Υ-Selektion** (detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168): Verteilungen verschiedener Meßgrößen im Vergleich von Daten und MC-Simulation, quasielastische Selektion (höchstens vier zentrale Spuren) mit Leptonpaarmassen im Bereich 9 GeV/c^2 < m_{ee} < 11 GeV/c^2

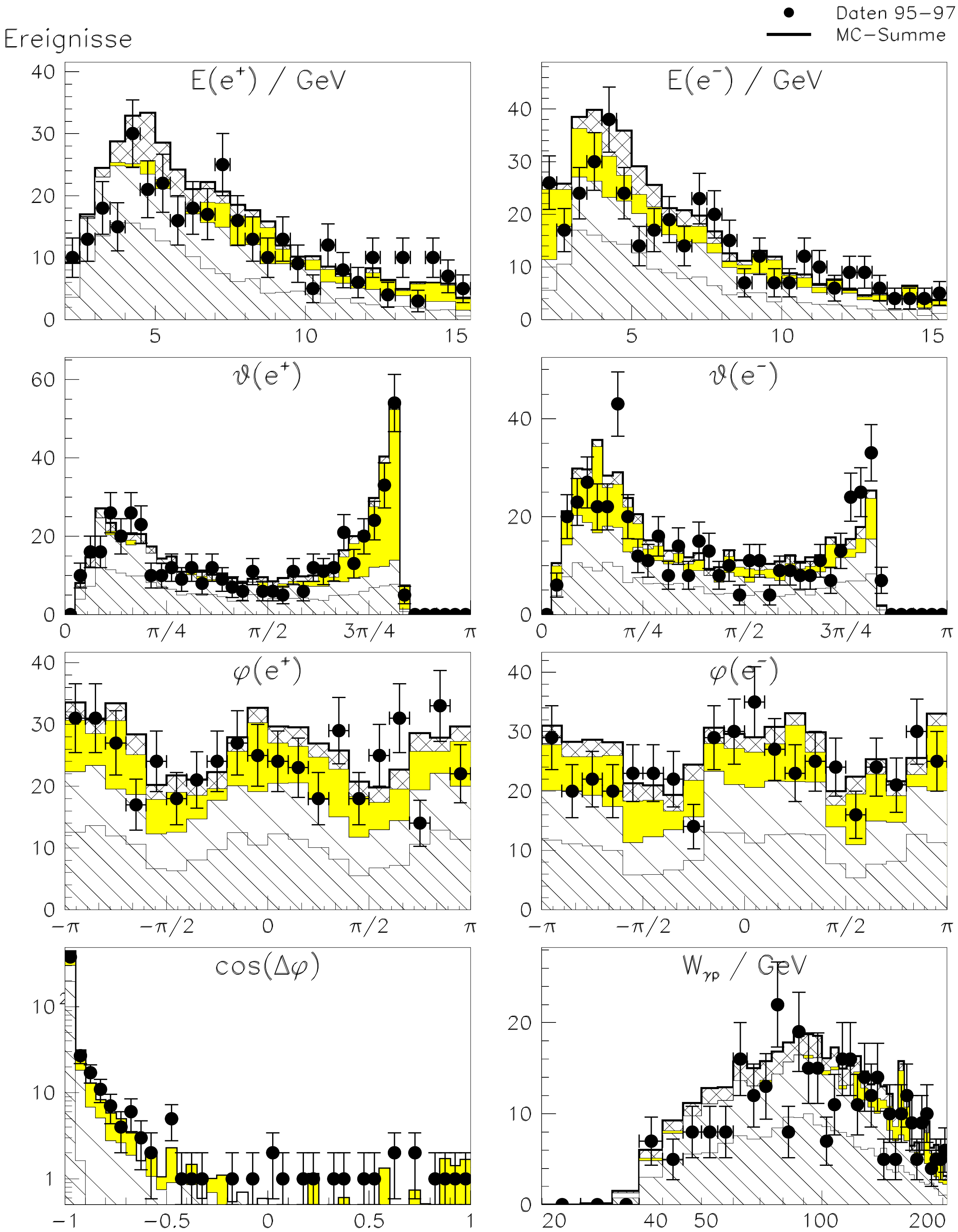


Abbildung 158: **QED-Selektion** (detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168): Verteilungen verschiedener Meßgrößen im Vergleich von Daten und MC-Simulation, quasielastische Selektion (höchstens vier zentrale Spuren) mit Leptonpaarmassen im Bereich $m_{ee} > 6$ GeV$/c^2$. In diesem Vergleich können Beiträge der Υ-Resonanz vernachlässigt werden.

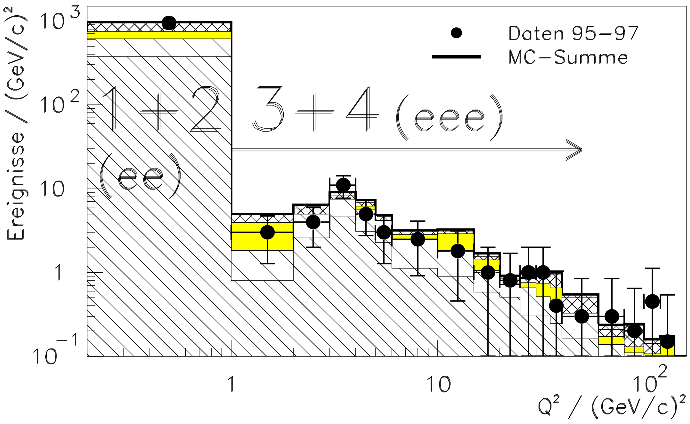


Abbildung 159:
(detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168) Verteilung des berechneten Impulsübertrages Q^2: der quasielastischen Selektion (höchstens vier zentrale Spuren) im Vergleich zwischen Daten und MC-Simulation: Die Akzeptanzbereiche der Klassen **1** und **2**, bei denen zwei Elektronen im FlAr-Kalorimeter nachgewiesen werden, und der Klassen **3** und **4** mit einem weiteren Elektron im SpaKal oder FlAr-Kalorimeter sind ebenfalls eingezeichnet. (Einzelheiten zur Definition der Klassen in Tab. 28)

		95/96	97	Summe
Klasse **1**		382	336	718
Klasse **2**		99	127	226
Klasse **3**		38	45	83
Klasse **4**		19	17	36
Klasse **1+2**		481	463	944
Klasse **1-4**	$Q^2 < 200$ (GeV/c)^2	527	515	1042
Klasse **4**	$Q^2 > 200$ (GeV/c)^2	11	10	21
insgesamt (Klassen **1**–**4**)		538	525	1063

Tabelle 33:
Aufteilung der quasielastischen Ereignisse auf die verschiedenen Multielektronklassen (vgl. S. 130), sowie einige besonders zusammengefaßte oder weiter aufgeschlüsselte Datensätze

8.3 Bestimmung des elastischen Anteils

Das Ziel dieser Analyse ist die Messung elastischer Wirkungsquerschnitte. Allerdings ist die Detektor-Signatur von Ereignissen mit kleinen Protondissoziatonsmassen M_X ähnlich und oft sogar identisch mit der von elastischen Ereignissen. Zwangsläufig erhält man daher durch jede Selektion in der Praxis eine statistische Mischung dieser physikalisch verschiedenen Ereignistypen. Die Strategie zur Trennung dieser beiden Ereignismengen nutzt die drei Vorwärts-Detektoren

- PRT (S. 43)
- Vorwärts-Myon-Driftkammern (s. Myonsysteme S. 39)
- FlAr-Kalorimeter (Kap. 2.5, S. 38)

und deren Simulation in Monte-Carlo-Ereignissen mit H1SIM (Kap. 4, S. 77 ff.) aus. Durch einen Vergleich der Detektorantworten auf elastische und protondissoziative Ereignisse wird der Beitrag der elastischen Ereignisse extrapoliert. Für das ebenfalls im Bereich der Protondissoziation sensitive PLUG-Kalorimeter konnte keine genügend gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation erzielt werden, um zuverlässige Aussagen über das Mischungsverhältnis machen zu können. Insbesondere bei den hier auftretenden kleinen Energien ($E_{\mathrm{PLUG}} < 10$ GeV) macht sich ein Rauschen bemerkbar, dessen Beschreibung auch durch Standard-Korrekturfunktionen [Pan98, 5.7] nicht erreicht werden kann. Abb. 160 zeigt, daß bei Energien unter 5 GeV, wo den Ergebnissen der Simulation zufolge eine gute Trennung der dissoziativen Ereignisse erreicht werden könnte, die Daten um eine Größenordnung über den Ergebnissen der Simulation liegen.

Vorwärts-Myon-Driftkammern

Die Vorwärts-Myon-Driftkammern wurden in Bezug auf die Protondissoziation mit der bewährten [Mey98; GSc97, u. a.] Methode ausgewertet, daß die Anzahl der räumlich korrelierten Treffer in den Prä-Toroidkammern, also auf der vertexnahen Seite des Toroiden, gezählt wird. Es muß in mindestens zwei der drei Driftkammern eine Teilchenspur nachgewiesen werden. Dadurch werden durch elektronisches Rauschen und Untergrund induzierte Treffer größtenteils reduziert. Eine weitere Anpassung aufgrund dieser nicht simulierten Zufallstreffer nach der in Abschn. 4.3 (S. 83 ff.) beschriebenen Methode mit einer Rauschwahrscheinlichkeit $\rho = 26\%$ (für ein Trefferpaar) verbessert die Beschreibung der Verteilungen deutlich (Abb. 161). Aufgrund der geringen Zahl von Einträgen für mehr als zwei Trefferpaare wurden nur die höchsten drei Zähler

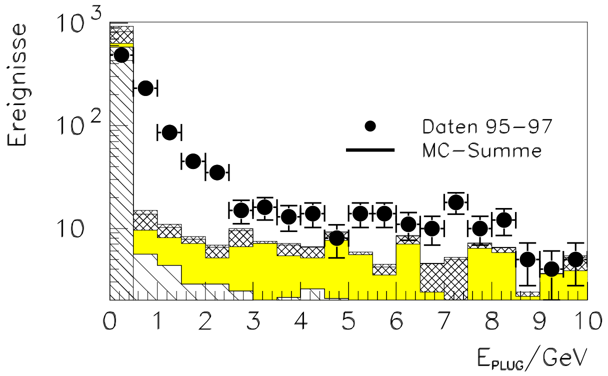


Abbildung 160:
Verteilung der Energiesumme im PLUG-Kalorimeter im Vergleich zwischen Daten und MC-Ereignissen (detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168): Die reichlich in den Daten vorhandenen, vermutlich durch Rauschen entstehenden, kleinen Energieeinträge werden in von den Simulationsrechnungen nicht beschrieben.

des Histogramms zur Berechnung dieses Wertes verwendet. Er stimmt gut überein mit dem sonst ermittelten Jahresmittel von $\rho^2 = 7\%$ Wahrscheinlichkeit für die Messung von mehr als einem Trefferpaar ohne zuzuordnende Teilchenkollision.

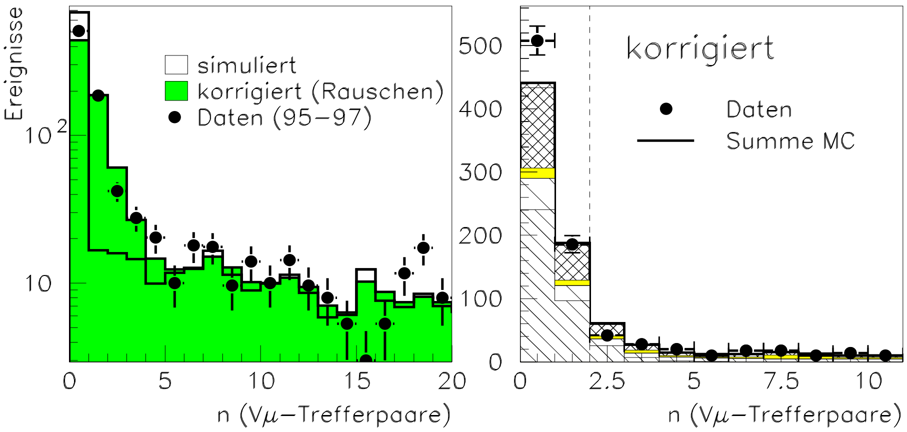


Abbildung 161:
Verteilung der Trefferpaaranzahl in den Vorwärts-Myon-Driftkammern: Links wird zwischen Daten, unkorrigierter und korrigierter Simulation verglichen. Rechts sind die einzelnen Beiträge der verschiedenen (korrigierten) Modelle im Vergleich mit den Daten (detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168), sowie der angewandte Schnitt auf mehr als ein Trefferpaar zur Trennung der dissoziativen Ereignisse zu sehen.

Protonrest-Szintillatoren (PRT)

Mit den in Abschn. 4.3 erwähnten Einschränkungen werden auch die Protonrest-Szintillatoren für MC-Ereignisse simuliert. In der Praxis mußten die Elektronenvervielfacher einiger Szintillatoren jedoch aufgrund der Strahlbedingungen mit verminderter Hochspannung betrieben werden, was sich auch in Abb. 162 (links, insbesondere Kanäle # 4 und 5) abzeichnet. Die Anzahl der Einträge für mindestens einen angesprochenen Kanal (mit „> 1“ gekennzeichnet) ist rund doppelt so hoch wie die mittlere Anzahl Einträge für die individuellen Kanälen. Offenbar weisen die Kanäle insgesamt einen großen Überlapp auf, sodaß im Mittel mehr als drei Szintillatoren gleichzeitig ausgelöst werden.

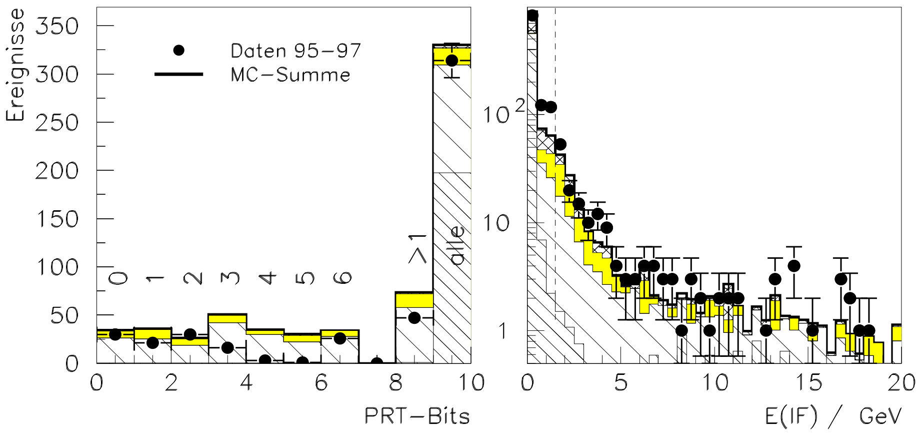


Abbildung 162:
(detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168) Verteilungen der Dissoziatons-Signale in den Protonrest-Szintillatoren und in der strahlrohrnahen Region des FlAr-Kalorimeters: Links sind die sieben PRT-Kanäle (0–6) und das logische Oder (>1) im Vergleich zu allen im Datensatz enthaltenen Ereignisse aufgetragen. Rechts wird die Energieverteilung des energiereichsten IF-Schauers (s. Text) sowie der angewandte Schnitt gezeigt.

FlAr-Kalorimeter (IF)

Gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation und eine gute Komplementarität zu den beiden vorigen Dissoziations-Detektoren bietet der vordere, innere Teil des FlAr-Kalorimeters in der IF-Baugruppe. Abb. 162 (rechts) zeigt die Verteilung der Energie des höchstenergetischen Schauers, der innerhalb eines Polarwinkels von 10° in der IF-Gruppe nachgewiesen wird.

Optimale Separation

Die Frage nach dem optimalen Schnitt auf diese drei Diskriminationsvariablen, Vorwärts-Myon-Trefferpaare, Protonrest-Szintillatoren und IF-Kalorimeter, wird wieder mit dem in Kap. 3 vorgestellten Verfahren über die Konditionszahl der Meßmatrix [Kel99] beantwortet. Es werden

— die *Effizienz* e_B als die Wahrscheinlichkeit, daß ein *inelastisches* Ereignis — und

— die ***Erfizienz*** r_B als die Wahrscheinlichkeit, daß ein *elastisches* Ereignis —

die Bedingung B erfüllt, definiert. Damit wird die Konditionszahl κ_B wie im Anhang (S. 198 ff.) beschrieben bestimmt. Tab. 34 gibt die Zahlenwerte für einige ausgesuchte Bedingungen an. Die Konditionszahl wird optimal für die Bedingung „mehr als ein Vμ-Trefferpaar" und verringert sich erwartungsgemäß durch Hinzunahme der PRT-Bedingung.

B	e_B	r_B	κ_B
> 0 Vμ	77%	36%	2,76
> 1 Vμ	67%	9%	2,14
> 2 Vμ	63%	2%	2,21
> 0 Vμ&&PRT	90%	36%	2,33
> 1 Vμ&&PRT	86%	10%	1,37
> 2 Vμ&&PRT	84%	3%	1,40

Tabelle 34:
Aus Simulationen berechnete Zahlenwerte zur Trennung von elastischen und protondissoziativen Ereignissen

Ansprechwahrscheinlichkeiten

Aufgrund dieser Betrachtungen wurden die folgenden Bedingungen gewählt, um eine gute Trennung der elastischen von den inelastischen Ereignissen zu erhalten:

- Eine der Protonrest-Szintillatorgruppen #0, #1, #2, #3 oder #6 (vgl. die schematische Zeichnung des PRT in Abb. 28, S. 43) hat angesprochen. (PRT-Bedingung)
- In den Driftkammern des Vorwärts-Myonspektrometers vor dem Toroiden (in Protonstrahlrichtung gesehen) hat mehr als ein Drähtepaar in Koinzidenz angesprochen. (Vμ-Bedingung)
- Der in einem Konus mit dem Polarwinkel 10° innerhalb der IF-Gruppe des FlAr-Kalorimeters energiereichste rekonstruierte Schauer überschreitet nicht 1,5 GeV. (IF-Bedingung) Das gilt nicht, falls eines oder beide Elektronen des Elektronpaares in diesen 10°-Bereich fallen. Dann darf die Gesamtenergie des IF-Kalorimeters innerhalb dieses Winkelbereiches höchstens 1,5 GeV über der Gesamtenergie der darin enthaltenen Elektronen liegen.

Sofern mindestens eine dieser Bedingungen erfüllt ist, wird das Ereignis als *protondissoziativ* (pDiss) *gekennzeichnet*.

Wie aufgrund der von den jeweiligen Detektoren abgedeckten Polarwinkelbereiche zu erwarten ergänzen diese sich vor allem im Bereich verschiedener Protondissoziationsmassen M_X. Abb. 163 zeigt die Effizienz für den Nachweis der Protondissoziation als Ergebnis der MC-Simulation für die protondissoziative Vektormesonerzeugung (DIFFVM für J/ψ und Υ) und den inelastischen QED-Prozeß (LPAIR). Das Verhalten ist für alle drei Datensätze ähnlich. Die Bedingungen aller drei Detektoren wie oben beschrieben zusammengenommen ergeben eine steil ansteigende Flanke und einen Plateauwert von 100% Dissoziationserkennungseffizienz ab einer Dissoziationsmasse von $M_X = 3 \ldots 4$ GeV.

Weiterhin hängt diese Effizienz vom Impulsübertrag des Protons, $-t$, ab. Für genügend große Impulsüberträge ist auch für ein elastisch gestreutes Proton ($M_X = M$) die Wahrscheinlichkeit endlich, daß es noch im Bereich des H1-Detektors das Strahlrohr oder zugehörige Bauelemente trifft und ein solches Ereignis wegen der so entstehenden Sekundärteilchen als protondissoziativ gekennzeichnet wird. In Abb. 164 ist diese Wahrscheinlichkeit für die drei Prozesse (J/ψ, Υ und $\gamma\gamma$) im elastischen und inelastischen Fall gegen den (negativen) Proton-Impulsübertrag $-t$ aufgetragen.

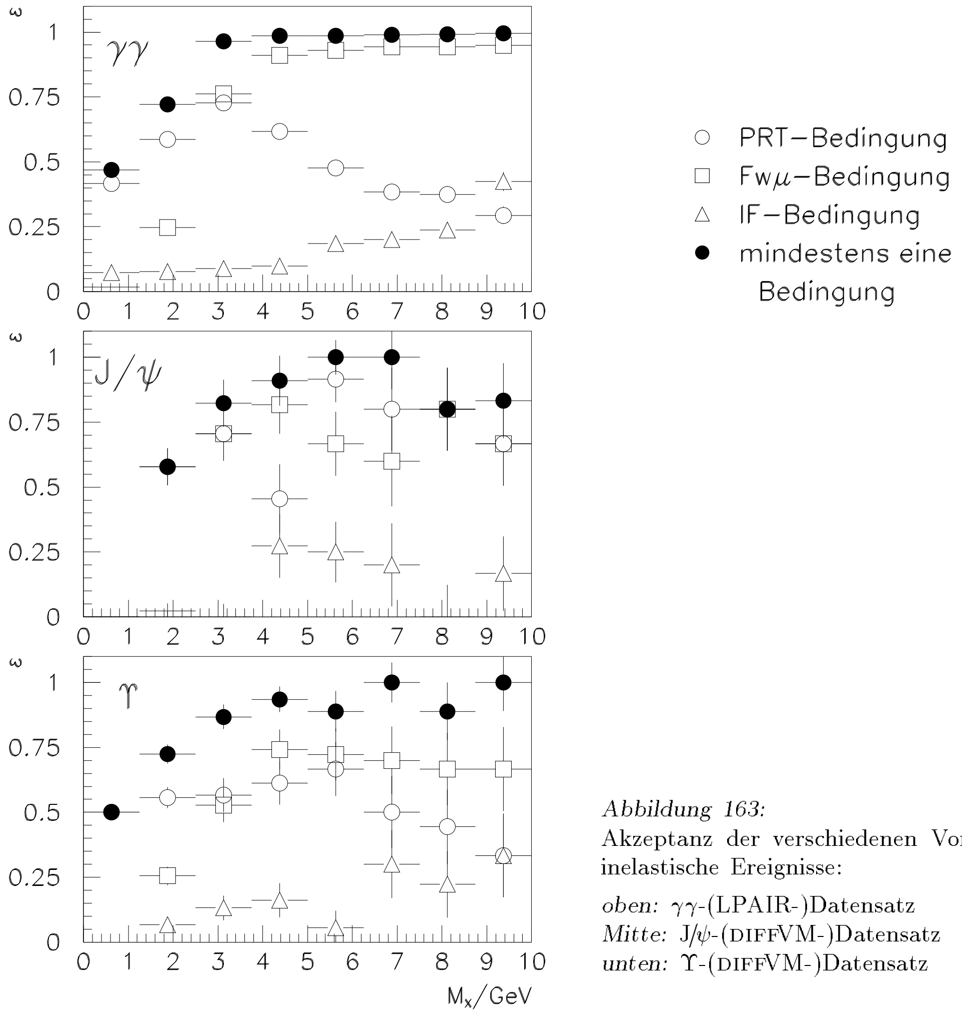


Abbildung 163:
Akzeptanz der verschiedenen Vorwärts-Detektorgruppen für inelastische Ereignisse:
oben: $\gamma\gamma$-(LPAIR-)Datensatz
Mitte: J/ψ-(DIFFVM-)Datensatz
unten: Υ-(DIFFVM-)Datensatz

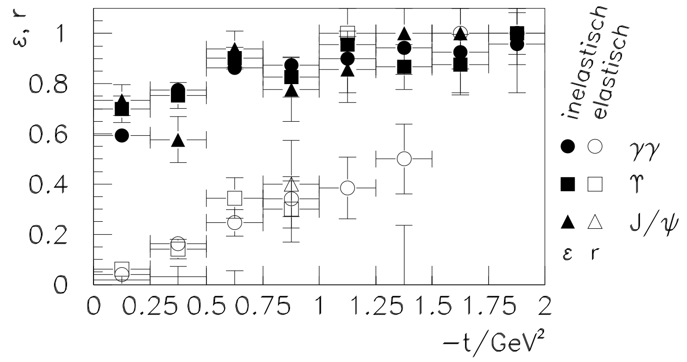


Abbildung 164:
Ansprechwahrscheinlichkeiten (ε, r) der Vorwärtsdetektoren zur Proton-Dissoziationserkennung für die Datensätze DIFFVM (J/ψ und Υ) und LPAIR ($\gamma\gamma$) im elastischen und inelastischen (bei DIFFVM proton-dissoziativen) Fall

Diese Studien führen zu dem Schluß, daß mit den oben beschriebenen Bedingungen für eine quasielastische Selektion von 10,1% der elastischen Ereignisse als protondissoziativ erkannt werden und 91,6% der inelastischen Ereignissen als solche gekennzeichnet werden. Der Fehler beider Werte ist kleiner als 0,1%. Mit diesen können anhand des im Anhang (S. 198 ff.) und in [Kel99] beschriebenen Verfahrens für die Signal-Untergrund-Trennung mit endlichen Effizienzen die wahren Werte für den Anteil elastischer und protondissoziativer Ereignisse ermittelt werden.

Mit den oben angegebenen Definitionen für die elastischen Ereignisse als Signal und die protondissoziativen als Untergrund sind

$$e = 0{,}899, r = 0{,}084$$

die Effizienz e und die Fehlerkennungswahrscheinlichkeit r (Erfizienz gemäß [Kel99]), welche demnach eine gute Konditionszahl von 1,25 liefern.

Dissoziativer Ereignisanteil

Die Gültigkeit und Brauchbarkeit der Trennungskriterien für elastische und inelastische Ereignisse wird anhand der folgenden Messung überprüft. Abb. 165 zeigt in Abhängigkeit der Leptonpaarmasse das Verhältnis von protondissoziativen zu elastischen Ereignissen im Vergleich zwischen Meßdaten und Simulation (ausschließlich des DIFFVM-Datensatzes für Υ-Produktion).

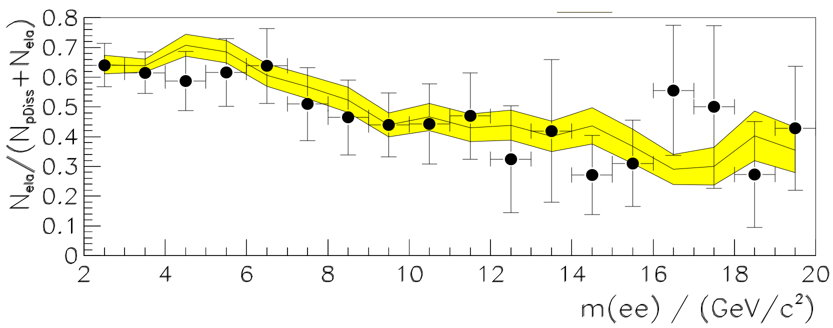


Abbildung 165:
Verhältnis von protondissoziativen zu elastischen Ereignissen in Abhängigkeit der Leptonpaarmasse für Daten (Punkte, mit statistischen Fehlern) und Simulationsrechnungen (Summe LPAIR, DJANGO und DIFFVM, Linie mit statistischem Fehlerband)

8.4 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Nichtresonanter Prozeß

Die in den vorangehenden Abschnitten gezeigte Übereinstimmung zwischen den Meßdaten und den Simulationsrechnungen insbesondere für den QED-Bereich belegt, daß die Modelle gut für die Beschreibung der Zwei-Elektron-Prozesse geeignet sind. In einer weitergehende Untersuchung könnte die Proton-Strukturfunktion $F_2^{\mathrm{p}(\gamma\gamma^*\to\mathrm{ee})}(\frac{x_{\mathrm{IP}}}{1-z};t)$ (vgl. Tab. 1, S. 20 zur Definition und zum Zusammenhang der Variablen) bestimmt werden die direkt mit der aus inklusiven Messungen ($F_2^{\gamma^*}$) zu vergleichen wäre. Aufgrund des kleineren Wirkungsquerschnittes im Vergleich zum Ein-Photon-Austausch und der daraus folgenden großen statistischen Fehler sowie der hier selektierten quasi-elastischen Ereignisse ($z \approx 1$) ist damit jedoch keine wertvolle Erweiterung zu den anderen Messungen erreichbar.

Resonanzbereiche

Für die Messung der Wirkungsquerschnitte der Vektormesonresonanzen wird der Bereich der gemessenen invarianten Paarmasse eingeschränkt und der zu erwartende Untergrund wie weiter unten beschrieben abgezogen. In die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte gehen außer den offensichtlichen Werten für Ereignisanzahl und Luminosität die Größen

α — Akzeptanz aufgrund der Detektorgeometrie und der Nachweisverfahren sowie der verlangten Mindestelektronenergie

ε — Effizienz der Auslösebedingungen und der Klassifizierungsalgorithmen

B — Verzweigungsverhältnis für die Zerfälle J/ψ $\rightarrow$ ee und Υ $\rightarrow$ ee, $\Gamma_{\mathrm{ee}}/\Gamma$, unter weiterer Berücksichtigung von Kaskadenzerfällen (Abschn. 5.5.X, S. 107) anderer Quarkonia derselben Familie [PDG98]

ein. Der Wirkungsquerschnitt für ep-Stöße, σ_{ep}, wird damit zu

$$\sigma_{\mathrm{ep}}^{\mathrm{J}/\psi} = \frac{N_{\mathrm{Signal}}}{\alpha\varepsilon B\mathcal{L}} \tag{52}$$

berechnet.

Die Trennung der elastischen Ereignisse der Selektion von den protondissoziativen Ereignissen wurde im vorigen Abschnitt beschrieben. Sie liefert einen weiteren Korrekturfaktor bzw. eine veränderte Ereigniszahl N_{ela}.

Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt

Um einen Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit den vorhandenen Modellen zu ermöglichen, wird der gemessene Wirkungsquerschnitt σ_{ep} auf den Photonfluß normalisiert, also der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\mathrm{p}}$ berechnet. Für die Ereignisse der Klassen **1** und **2** ist der Impulsübertrag Q^2 hinreichend klein, sodaß der Ausdruck

$$f_{\gamma/\mathrm{e}}(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left(1+(1-y)^2-2(1-y)\frac{Q^2_{\mathrm{min}}}{Q^2}\right), \quad Q^2_{\mathrm{min}} = \frac{m^2y^2}{1-y} \qquad (39')$$

wie in Kap. 5 beschrieben zur Berechnung des äquivalenten Photonflusses herangezogen werden kann. Über den Impulsübertrag Q^2 des Photons wird integriert. Dieses so definierte Flußintegral $\Phi(y)$ berechnet sich zu

$$\begin{aligned}\Phi(y) = \int_{Q^2_{\mathrm{min}}}^{Q^2} f_{\gamma/\mathrm{e}}\, dQ^2 &= \frac{\alpha}{\pi y}\left(\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)\ln\left(\frac{Q^2}{Q^2_{\mathrm{min}}}\right)+(1-y)\left(\frac{Q^2_{\mathrm{min}}}{Q^2}-1\right)\right)\\ &\approx \frac{\alpha}{\pi y}\left(\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)\ln\left(\frac{Q^2}{Q^2_{\mathrm{min}}}\right)-(1-y)\right).\end{aligned}$$

Der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt, integriert über das $W_{\gamma\mathrm{p}}$-Intervall $[W_0; W_1]$, ist durch die Gleichung

$$\sigma_{\mathrm{ep}} = \int_{W_0}^{W_1} dW\, \sigma_{\gamma\mathrm{p}}\Phi(W/s)$$

definiert, welche für praktische Berechnungen des Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\mathrm{p}}$ in der Form

$$\sigma_{\mathrm{ep}} = \sigma_{\gamma\mathrm{p}}(\hat{W})\mathcal{F}(W_0;W_1), \quad \mathcal{F}(W_0;W_1) = \int_{W_0}^{W_1} dW\,\Phi(W/s), W_0 < \hat{W} < W_1$$

verwendet wird. Dabei ist der Meßpunkt $\hat{W}$ (engl. das sog. *corrected bincenter*) im Falle der diffraktiven Vektormesonproduktion gemäß (43) durch

$$\mathcal{F}(W_0;W_1) = \int_{W_0}^{W_1} dW \left(\frac{W}{\hat{W}}\right)^{0,8}\Phi(W/s)$$

bestimmt. Das bedeutet, das mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma \sim W^{0,8}$ gewichtete Flußintegral $\int W^{0,8}\Phi\, dW$ entspricht dann dem mit dem konstanten Gewicht $\hat{W}^{0,8}$ multiplizierten Flußintegral, sodaß bei Übereinstimmung mit der Hypothese ($\sigma \sim W^{0,8}$) die Kurve des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dW}$ am richtigen Punkt schneidet.

8.5 Elastische Vektormesonerzeugung

Zur Heraushebung der Vektormeson-Signale im selektierten Datensatz ist in Abb. 166 die Paarmassenverteilung der Ereignisse der Klassen **1** und **2** im Vergleich zwischen Daten und Simulation für den Massenbereich 2 GeV/$c^2 < m_{\mathrm{ee}} <$ 18 GeV/c^2 aufgetragen. Für die quasielastische Selektion werden

- im Paarmassenbereich 2,5 GeV/$c^2 < m_{\mathrm{ee}} <$ 4 GeV/c^2 205,8 Ereignisse und
- im Bereich 8 GeV/$c^2 < m_{\mathrm{ee}} <$ 12 GeV/c^2 10,1 Ereignisse über Untergrund gezählt.

Bei zusätzlicher Anwendung des Proton-Dissoziationsschnitts ergeben sich

- im Paarmassenbereich 2,5 GeV/$c^2 < m_{\mathrm{ee}} <$ 4 GeV/c^2 123,2 Ereignisse und
- im Bereich 8 GeV/$c^2 < m_{\mathrm{ee}} <$ 12 GeV/c^2 3,5 Ereignisse über Untergrund,

was innerhalb des statistischen Fehlers gut mit einer Extrapolation aus den Ergebnissen in Abb. 165 übereinstimmt. An die Differenz zwischen Daten und Simulation (Vektormeson-Produktion ausgenommen) wurden zwei Gaußkurven durch Minimierung des χ^2 angepaßt. Das Ergebnis ist in Abb. 167–168 dargestellt, wo auch die Zahlenwerte für die Anpassungen stehen.

Während sich die Ereignisse im Bereich der J/ψ-Masse (3,1 GeV/c^2) eindeutig identifizieren lassen, ist der Bereich der Υ-Masse (9,5 GeV/c^2) kritischer zu betrachten: Das Ergebnis der χ^2-Anpassung drückt diesen Umstand mit einem 50%-Fehler (Abb. 167) sehr gut aus. Er bestätigt auch die im Vergleich zum

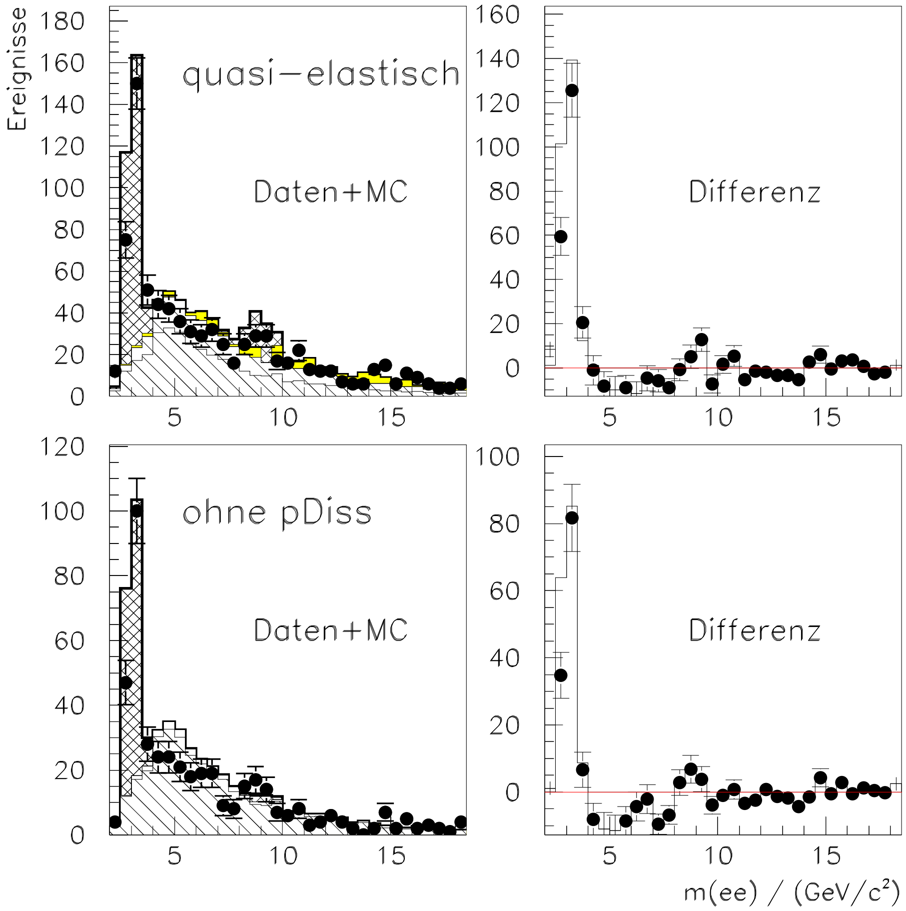


Abbildung 166:
Vergleich zwischen Daten und Simulationsrechnung für Elektronpaar-Erzeugung: Es wird jeweils die quasielastische Selektion (obere Reihe) und deren Teilmenge ohne Proton-Dissoziation (untere Reihe) auf zwei Arten mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen. In der linken Spalte ist die Summe aller simulierten Beiträge im Vergleich mit den Daten aufgetragen, während rechts jeweils die Differenz zwischen Daten und QED- und Untergrund-Simulation abgebildet ist.

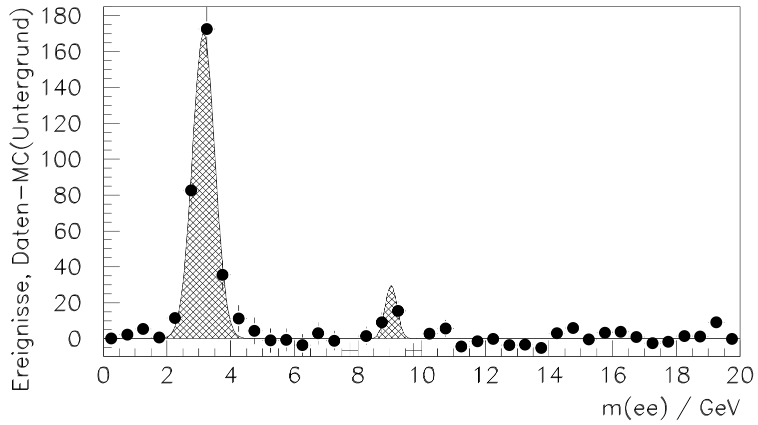


Abbildung 167:
χ^2-Anpassung zweier Gaußkurven an die in Abb. 166 berechnete Differenz zwischen gemessenen Daten und aus MC-Simulation erwartetem Untergrund für die quasielastischen Ereignisse: Die angepaßten Parameter der Gaußkurve sind

	J/ψ	Υ
Mittelwert	3,15	9,04
Gesamtzahl	302 ± 20	28 ± 14
Breite	0,35	0,19.

elastisch-dissoziativen Verhältnis (Abb. 165) unterschiedlichen Zahlenergebnisse aus der Differenzbildung gemäß Abb. 166. Eine statistische Behandlung dieser Situation mit Ober- und Untergrenzen wie im Anhang beschrieben (S. 209 ff.) führt allerdings bei einem Konfidenzniveau von 90% zu einem sinnvollen Resultat für die Untergrenze, sodaß es wenig Sinn macht, nur eine Obergrenze zu berechnen.

Wie schon in Abb. 156–157 zu sehen war, teilen sich die J/ψ-Ereignisse in zwei getrennte $W_{\gamma p}$-Bereiche auf. Daher werden zur Extraktion der Vektormeson-Wirkungsquerschnitte drei Bereiche des Datensatzes definiert:

- J/ψ^{I}, niedrige $W_{\gamma p}$: $2{,}5\ \mathrm{GeV}/c^2 < m_{ee} < 4{,}0\ \mathrm{GeV}/c^2$; $30\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 50\ \mathrm{GeV}$
- J/ψ^{II}, hohe $W_{\gamma p}$: $2{,}5\ \mathrm{GeV}/c^2 < m_{ee} < 4{,}0\ \mathrm{GeV}/c^2$; $100\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 130\ \mathrm{GeV}$
- Υ: $8\ \mathrm{GeV}/c^2 < m_{ee} < 11\ \mathrm{GeV}/c^2$; $50\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 100\ \mathrm{GeV}$

Anhaltspunkt für diese Wahl sind für die J/ψ-Bereiche die Massenauflösung und die Bereiche möglichst hoher

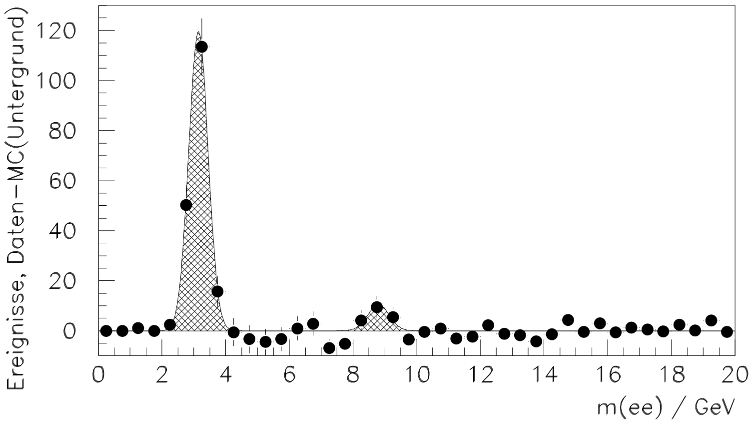


Abbildung 168:
χ^2-Anpassung zweier Gaußkurven an die in Abb. 166 berechnete Differenz zwischen gemessenen Daten und aus MC-Simulation erwartetem Untergrund für die Ereignisse ohne nachgewiesene Protondissoziation

Die angepaßten Parameter der Gaußkurve sind

	J/ψ	Υ
Mittelwert	3,14	8,80
Gesamtzahl	182 ± 15	18 ± 7
Breite	0,30	0,34.

Akzeptanz und Effizienz. Für den Υ-Bereich machen vor allem die statistischen Fluktuationen eine Verbreiterung des Massenfensters notwendig, während sich der Bereich der Schwerpunktsenergie ebenfalls an der Gesamteffizienz der Auswertung orientiert. Abb. 169 zeigt die Massenverteilung für die J/ψ-Bereiche und Abb. 170 für den Υ-Bereich im Vergleich zwischen Daten und Simulation. Tab. 35 führt die Zahlenwerte für die im vorigen Kapitel bestimmten Effizienzen und Akzeptanzen auf, die nach (52) in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingehen. Die Ereigniszahlen für die Vektormeson-Signale werden für J/ψ durch statistischen Abzug des LPAIR- und DJANGO-Untergrundes ermittelt. Ebenso wird diese statistisch mit dem kleinsten Fehler behaftete Methode für das Υ-Signal verwendet. Um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß verschiedene Verfahren, Veränderung von Bingrößen oder Verschiebung von Bingrenzen zu sehr unterschiedlichen Ergebnissen der Parameter der χ^2-Anpassung führen, wird die Unsicherheit für die Systematik der Ereigniszählung zu 50% sehr konservativ abgeschätzt, weil sie den rein statistischen Zählfehler bei weitem überschreitet. Tab. 36 enthält die systematischen Unsicherheiten, die in die Berechnung der Endergebnisse eingehen.

Die Endergebnisse sind in Abb. 171 im Vergleich mit anderen Messungen der J/ψ- und Υ-Photoproduktion grafisch dargestellt.

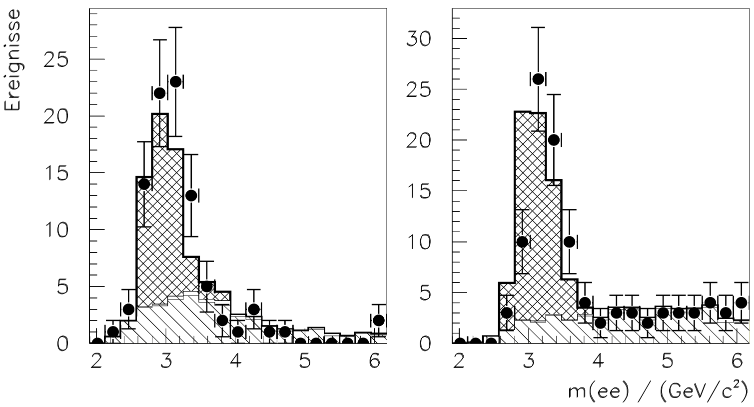


Abbildung 169:
Massenverteilung im Bereich des J/ψ-Mesons nach Schnitt auf Protondissoziation für niedrige (links) und hohe (rechts) Photon-Proton-Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ (detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168): Hier ergeben sich 57,9 bzw. 82,9 Ereignisse über Untergrund. Diese Ergebnisse gehen in Tab. 35 ein.

8.6 Diskussion der Ergebnisse

Ein Hauptergebnis dieser Arbeit ist die Übereinstimmung der gemessenen quasielastischen Elektron-Positron-Paarereignisse aus ep-Streuung mit den Simulationsrechnungen der QED als Hauptanteil einerseits und der tiefinelastischen Streuung als Hauptuntergrundquelle andererseits (Abb. 171). Auch der Anteil der protondissoziativen Ereignisse am quasielastischen Datensatz wird offensichtlich gut von den zugrundeliegenden Modellen beschrieben. Die weiteren Ergebnisse beziehen sich auf Beiträge von resonanten Prozessen zu den Elektronpaarereignissen. Die schweren Quarkoniumzustände J/ψ und Υ sind die wichtigsten Vertreter für resonante Elektronpaarerzeugung in ep-Stößen über ihren elektronischen Zerfallskanal. Es wurden

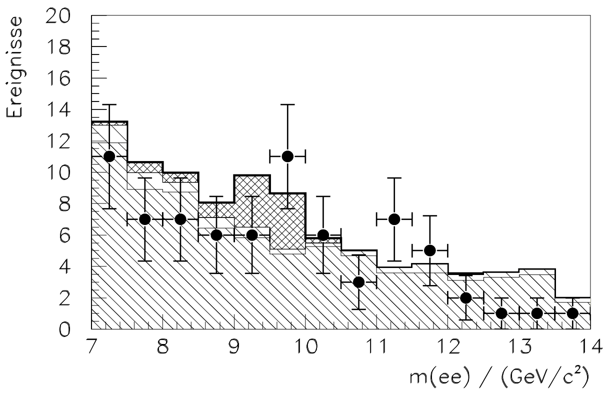


Abbildung 170:
Massenverteilung im Bereich der Υ-Familie nach Schnitt auf Protondissoziation (detaillierte Legende in Abb. 154, S. 168)

	Υ	J/ψ, kleine $W_{\gamma p}$	J/ψ, große $W_{\gamma p}$
$m_{ee}/(\mathrm{GeV}/c^2)$	9,460	3,097	3,097
Massenintervall $m/(\mathrm{GeV}/c^2)$	[8;12]	[2,5;4]	[2,5;4]
N	3,5	82,0	82,9
α_{Sel}	60%		
$\varepsilon_{\mathrm{Trig}}\vert_{W_{\gamma p}\in[W_0;W_1]}$	45%		
$\alpha_{\mathrm{Sel}}\cdot\varepsilon_{\mathrm{Trig}}$	27%	2,5%	4,5%
$W_{\gamma p}/\mathrm{GeV}$: W_0	50	30	100
W_1	100	50	130
$\Phi\vert_{W_{\gamma p}\in[W_0;W_1]}$	0,0604	0,0521	0,0166
Γ_{ee}	2,5%	6%	6%
$\sigma(\Upsilon(1S))/\sigma(\sum\Upsilon(nS))$	70%		
σ_{ep}	13,2 pb	1,95 nb	1,10 nb
$\sigma_{\gamma p}$	210 pb	37,5 nb	66,1 nb

Tabelle 35:
Zahlenwerte zur Berechnung der elastischen Wirkungsquerschnitte für J/ψ- und Υ-Photoproduktion

	Υ	J/ψ, kleine $W_{\gamma p}$	J/ψ, große $W_{\gamma p}$
Υ(1S/2S/3S), $f_{\psi'}$	10%	5%	5%
Integrationsgrenze Q^2 für Φ	3%	3%	3%
Triggereffizienz	4%	4%	4%
Vetobedingungen Auslöser	5%	5%	5%
Akzeptanz J/ψ		30%	30%
Trennung p-Dissoziation	20%	6%	6%
$W_{\gamma p}$-Abhängigkeit	5%	5%	5%
Unsicherheit Γ_{ee}	5%	5%	5%
systematischer Fehler	25%	33%	33%
Variation Bestimmung N	50%	5%	5%
statistischer Fehler $\sqrt{N}$	50%	$1/\sqrt{83} = 11\%$	$1/\sqrt{82} = 11\%$
Gesamtabschätzg. stat. F.	50%	11%	11%
Gesamtfehler stat.⊕syst.	56%	35%	35%

Tabelle 36:
Quellen und Größen der systematischen Unsicherheiten bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für J/ψ- und Υ-Photoproduktion

zwei Meßwerte für die elastische J/ψ-Photoproduktion und ein Meßwert für die elastische Υ-Photoproduktion ermittelt (Abb. 171). die in ihrem $W_{\gamma p}$-Meßbereich komplementär zu den vorhandenen Ergebnissen sind.

Die Messungen der J/ψ-Wirkungsquerschnitte fügen sich gut in das Gesamtbild der von H1 gemessenen Werte in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ ein. Aufgrund der geringen Statistik und der kleinen Gesamteffizienz der Auswertung bietet hier sich Raum für eine Verbesserung der Präzision. Der bisher ange-

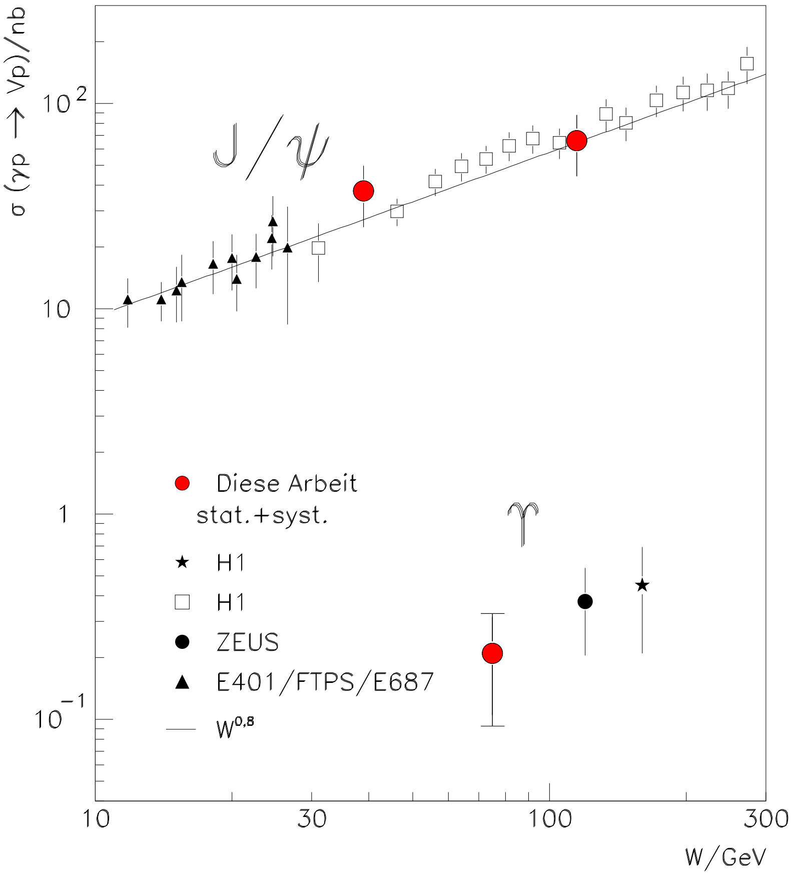


Abbildung 171:
Wirkungsquerschnitte der schweren Vektormesonen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ des Photon-Proton-Systems: Die Ergebnisse dieser Arbeit werden verglichen mit anderen Ergebnissen der H1-Kollaboration [H1.00.2] und des ZEUS-Experiments sowie früheren Ergebnissen (E401/FTPS/E687) bei kleineren Energien.

nommene Verlauf des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{J}/\psi\mathrm{p}) \sim W^{0,8}$ wird von allen Messungen bei HERA und anderswo bestätigt. Der Reiz der extrem niedrigen $W_{\gamma\mathrm{p}}$ liegt darin, einen Überlapp zum Vergleich mit anderen Experimenten zu erzeugen, bei denen die Trennung der Protondissoziation nicht auf dieselbe Art erfolgen kann. So kann die Zulässigkeit der Kombination der Ergebnisse der verschiedenen Experimente bestätigt werden. Da die höchsten Schwerpunktsenergien $W_{\gamma\mathrm{p}}$ von H1 mit einem anderen Teildetektor (SpaKal) und in einem anderen Zerfallskanal (ee statt $\mu\mu$) als die niederenergetischen Punkte gemessen wurden, stellt auch dieser Meßpunkt einen überzeugenden Anschluß zwischen jenen zwei Datensätzen dar. Im Zusammenhang stellen beide Meßpunkte die Gültigkeit des Meßprinzips und der Auswertung im elektronischen Zerfallskanal unter Beweis, welche auch für den dritten Punkt benutzt worden sind.

Der Meßwert für die elastische Υ-Photoproduktion ergänzt drei kürzlich gemachte Messungen der Υ-Erzeugung über den myonischen Zerfallskanal bei H1 und ZEUS. Frühere Experimente haben bei kleineren Energien $W_{\gamma\mathrm{p}}$ und weniger Luminosität diese Resonanz nicht erreichen können. Lediglich zwei Myon-Proton-Streuexperimente [BCDMS82,EMC83] ermittelten eine Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mu\mathrm{p} \to \mu\mathrm{p}\Upsilon)$.

Die HERA-Messungen verdienen eine genauere Betrachtung, weil sie aufgrund der bis dahin angenommenen Modelle mit der bisher ausgewerteten Luminosität gar nicht hätten möglich sein sollen. In Abb. 172 sind alle bisher bestimmten Meßwerte im Vergleich zu den drei Modellrechnungen aufgetragen, die im einzelnen schon im Theorie-Teil (Kap. 5) beschrieben wurden. Die bei weitem beste Beschreibung wird durch die Parton-Hadron-Dualitätsrechnung von Martin, Ryskin und Teubner erzielt, wohingegen das sehr viel ältere Modell von Frankfurt, Koepf und Strikman eindeutig zu niedrige Wirkungsquerschnitte vorhersagt, sodaß statistische Fluktuationen des QED-Untergrundes im Bereich der Υ-Masse kein Signal erkennen lassen sollten.

Der hier gemessene Wirkungsquerschnitt liegt mit fast 50% weit über der Vorhersage MRT(PHD), was aufgrund der statistischen und systematischen Unsicherheit vollständig innerhalb des erwarteten Bereichs liegt. Ein weiterer Aspekt sollte aber auch erwähnt werden: Da das MRT-Modell die Näherung kleiner Gluonimpulse $x \ll 1$ macht, ist sie im Bereich kleiner $W_{\gamma\mathrm{p}}^2 = M_\Upsilon^2/x$ nur mit Vorbehalten gültig. Da

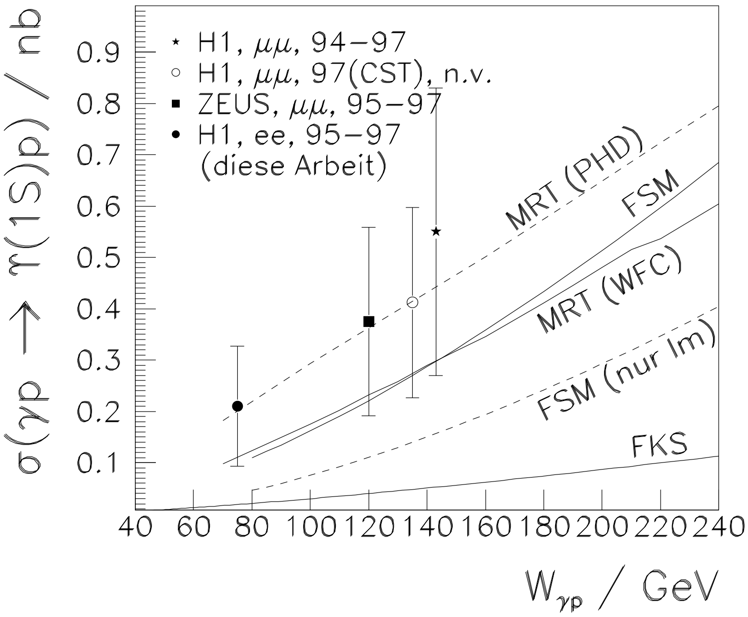


Abbildung 172:
Wirkungsquerschnitte für Ypsilon-Erzeugung in Photoproduktion als Funktion von $W_{\gamma p}$ im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen von MARTIN, RYSKIN und TEUBNER (MRT) [Mar99], FRANKFURT, KOEPF und STRIKMAN (FKS) [Fra97] und von FRANKFURT, MCDERMOTT und STRIKMAN (FSM) [Fra99]; zum Vergleich sind alle weiteren Messungen bei HERA [H1.00.2; Ham99] eingetragen.

dort zusätzliche Beiträge zu berücksichtigen sind, wird der Wirkungsquerschnitt von den Modellrechnungen unterschätzt.

Die Leistungsfähigkeit des Hirns nimmt zu,
je mehr man es in Anspruch nimmt.
— Alfred Herrhausen

Quidquid latine dictum sit, altum viditur.
— (Verfasser unbekannt)

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit enthält drei Hauptergebnisse auf verschiedenen Tätigkeitsgebieten, die sich im Hinblick auf die abschließende inklusive Dielektron-Analyse wie folgt motivieren und zusammensetzen lassen. Nach der Beschreibung des HERA-Beschleunigers in technischer und der HERA-ep-Streuung in physikalischer Hinsicht sowie des H1-Detektors in den für die Auswertung relevanten Aspekten wurde zu Beginn ein neuartiger Auslöse- und Filtermechanismus in Entwurf, Inbetriebnahme und Einsatz beschrieben. Der Topologische Trigger in der zweiten Auslöserstufe (L2TT) wertet die Trigger-Signale, die von allen relevanten Subdetektoren lange (800 μs) vor der eigentlichen Datennahme, aber mit geringerer Genauigkeit geliefert werden, topologisch aus. Die maximale Entscheidungszeit von 20 μs wird dazu genutzt, um lokale und geometrische Koinzidenzen zwischen den Signalen verschiedener Baugruppen zu bilden. Er gliedert sich ein in das allgemeine Datennahme-Konzept des H1-Experiments und arbeitet komplementär zu dem auf Neuronalen Netzen basierenden L2NN-Trigger, welcher ebenfalls erläutert wird.

In einem abschließenden Kapitel des Instrumentarteils werden mehrere in der Auswertung zur Anwendung gekommenen Gesichtspunkte von Simulation und Monte-Carlo-Verfahren geschildert: Die detaillierte Beschreibung der Detektormaterialien und ihrer Anordnung, sowie die Simulation der darin ablaufenden Prozesse und Reaktionen mit den Endzustandselektronen und -positronen, machen außer dem notwendigen Vergleich von Daten und simulierten theoretischen Vorhersagen eine Korrektur der gemessenen Elektronenergien möglich. Die Simulation des H1-Detektors wird außerdem in Bezug auf die Signale der Vorwärts-Myon-Driftkammern verbessert.

Der zweite Teil der Arbeit befaßt sich mit dem physikalischen Hauptaspekt, Zwei-Elektron-Ereignissen (oder genauer: Elektron-Positron-Paaren) aus ep-Stößen, ausgehend von der Theorie bis zu den Ergebnissen der inklusiven Analyse. Die wesentlichen Beiträge zum Spektrum der invarianten Leptonpaarmasse werden unterteilt in

— QED-Prozesse, die ein kontinuierliches Spektrum liefern,
— die diffraktiv-elastische Erzeugung der Vektormesonen J/ψ und Υ und
— als Ausblick die Erzeugung schwerer Vektorbosonen Z^0.

Zu allen wurde eine theoretische Vorbetrachtung gemacht; die QED-Prozesse werden im Hinblick auf Korrekturen führender Ordnung untersucht. Ein Ergebnis dieser Studie ist die Verbesserung des Monte-Carlo-Generators LPAIR für den QED-Prozeß im Dielektron-Kanal, wo das Vorhandensein zweier identischer Teilchen im Endzustand eine Sonderbehandlung im Vergleich zum Myon- oder Tau-Kanal notwendig macht. Die diffraktive Photoproduktion von Vektormesonen wurde mit dem Generator DIFFVM simuliert, der auf einem angepaßten und erweiterten Vektor-Dominanz-Modell basiert. Ein besonderes Gewicht wurde auf den Einfluß der Kaskadenzerfälle der Υ-Mesonen auf das in einer inklusiven Auswertung gemessene Verhältnis der Zustände 1S, 2S und 3S gelegt. Die Erzeugung schwerer Vektorbosonen ist bei der hier ausgewerteten Luminosität nicht von Belang.

Die wesentlichen Untergrundprozesse der inklusiven Selektion enthalten ein als Elektron oder Positron fehlerkanntes Pion oder Photon im Endzustand. Als entsprechende Standardmodell-Generatoren wurden DJANGO, COMPTON und PYTHIA verwendet.

Die Ereignisselektion geht im Gegensatz zu den Standardauswertungen des H1-Experiments von den Kalorimetersignalen aus, die durch entsprechende Anforderungen an die Schauerform und Spurforderungen als Elektronen und Positronen identifiziert werden. Die Elastizität der Ereignisse wird durch speziell entwickelte Kriterien an die Spursignale der Zentralen Spurkammern sichergestellt. Die durch Simulation ermittelten Effizienzen und Akzeptanzen für Dielektron-Ereignisse sind durch Vergleiche mit dem QED-Kontinuumsbereich überprüft worden.

Die Endselektion beschränkt sich auf Ereignisse mit exklusiven Elektron-Positron-Paaren, also diffraktive, elastische Photoproduktion. Damit sind die QED-Vorhersagen bestätigt worden, sowie der Wirkungsquerschnitt der J/ψ-Erzeugung in zwei getrennten Bereichen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und der Wirkungsquerschnitt der Υ-Erzeugung für einen $W_{\gamma p}$-Wert bestimmt worden. Diese Ergebnisse ergänzen die bisher bei HERA gemachten Messungen der J/ψ- und Υ-Wirkungsquerschnitte und bestätigen die Vorhersagen der vorhandenen Modelle.

Die in den Jahren 1999–2000 vom H1-Experiment aufgezeichnete Luminosität ist voraussichtlich dreimal so hoch wie die des hier verwendeten Datensatzes (1995-1997) und wird eine deutliche Erweiterung und

Verbesserung der Einzelergebnisse auf der Grundlage der hier gemachten theoretischen, instrumentellen und experimentellen Vorarbeiten möglich machen.

Epilog — Danksagungen

Le paragraphe de remerciements, est peut-être une des parties les plus souvent lues dans une thèse et je tâche de faire le tour de toutes les personnes ayant contribuées ou étant apparues aux moment critiques, du début à la fin de cette œuvre.

Pour de bonnes raisons, j'ai choisi de commencer les remerciements en français. Car ma carrière en physique des particules commença un jour d'automne à la rue Lhomond, lors d'une rencontre fortuite avec Fabian Zomer, qui me parla d'un professeur cherchant du support pour un projet de trigger L2, mais étant en voyage dans une ville lointaine — Cracovie. Sans jamais s'être rencontré, Jean-Claude Bizot m'engaga pour un stage de magistère qui allait déterminer presque toute la suite de ma présence dans l'expérience H1. Je n'oublierai jamais la bonne ambiance de travail au LAL, la gentillesse et la grande compétence de mes collègues électroniciens 3B (Christophe Beigbeder, Roger Bernier, Dominique Breton) et notre informaticien-en-chef Antoine Ducorps, qui savait aussi bien faire marcher ensemble les cartes VME et les CPU que les coéquipiers, qu'il fallait modérer dans certaines situations.

Thanks to Donald E. Knuth for the design of and the permanent support of TEX and its documentation, and the American Mathematical Society for providing the AMS-TEX fonts from which some characters have been used in this thesis.

N'oublions pas de mentionner Smaïn, Benoît, Christian, Violette et tous les autres physiciens, et plus particulièrement André Coureau qui allait devenir une connaissance importante beaucoup plus tard, quand je me battais contre les phénomènes de cohabitation entre électrons et photons dans le monde réel, ainsi que le bureau des missions qui rendait les nombreux déplacements très facile.

Zu erwähnen ist auch Peter Loch, der mir die Tür öffnete für die Fortsetzung der Doktorarbeit am DESY.

Dort lernte ich auf eindrucksvolle Weise, wie sich Wissen und Kenntnisse vieler Individuen als Mosaik zusammensetzen können, um einen Koloß wie den H1-Detektor zu bauen, instandzuhalten und zu letzten Endes zu benutzen. All die zu erwähnen, die mir im einen oder anderen Moment, mehr oder weniger, in einem kurzen Gespräch oder über mehrere Wochen hinweg, geholfen haben, meinen Einblick in das Experiment zu vertiefen, wäre langwieriger als die Autorenliste aufzuzählen, und dabei würden viele vergessen werden.

Im Zusammenhang mit meiner Promotion danke ich insbesondere:
— meinem Betreuer Eckhard Elsen, der jederzeit zur Verfügung stand, wenn es darum ging, Probleme der Detektorelektronik und des Triggers zu erläutern, und von dem ich auch eine Menge über das Programmieren und Echtzeit-Elektronik gelernt habe;
— meiner Doktormutter Beate Naroska für die interessante Aufgabenstellung über die kosmischen Myonen zu Beginn meiner Physikanalyse, mehr aber für die wirklich weitsichtige und intensive Hilfe beim Durchsehen, Umstellen, Verbessern, Kürzen und Fertigstellen dieser Dissertation in der Endphase;
— Friedrich Büßer für die Übernahme des Disputationsvorsitzes;
— ihm, meinem Disputations-Zweitgutachter und Gesprächspartner für die Grenzen von Standardmodell und Feldtheorie Michael Spira, Claude Vallée sowie vielen Menschen in der Hamburger und Verwaltung gebührt mein Dank für die Unterstützung bei dem Versuch, die erste Hamburg-Pariser „cotutelle“ zustande zu bringen, ein Kampf gegen Paragraphen, der leider ganz am Schluß scheiterte;
— Claude, Hans-Christian Schulz-Coulon und Andreas Meyer, Jörg Gayler, und allen anderen Korrekturlesern schulde ich Dank für die offenen Worte und das erbrachte Interesse am Inhalt.

Ich danke auch Gerhard Söhngen und Albrecht Wagner für das Vertrauen und die Gelegenheit, mich anderweitig als rein wissenschaftlich auf der Lepton-Photon-Konferenz zu qualifizieren. Wegen dieser Zeit und dafür, daß viele kleine Nebensächlichkeiten zu Selbstverständlichkeiten wurden, danke ich den H1-Sekretärinnen Hilde, Hella und Alla und vielen Helfern aus der DESY-Verwaltung sowie der Bibliothek.

Und schließlich gilt mein ganz besonderer Dank allen Freunden und Verwandten in Dortmund und Marseille, die mir mit ihrem steten Interesse und ihrer Treue auch geholfen haben, den nötigen Durchhaltewillen bis zum Abschluß dieser Arbeit zu finden.

I just want to thank everybody I met in my entire life.
— Kate Winslet (Oscarverleihung, 24.3.1998)

I love it when a plan comes together.
— Col. Hannibal Smith

ANHANG

Einheiten und Konventionen

In dieser Arbeit ist die für Messungen in der Teilchenphysik geeignete Einheit 1 GeV= $1{,}60218 \cdot 10^{-10}$ J der Maßstab für Angaben von

- Energien (1 GeV),
- Massen (1 GeV = 1 GeV/c^2 = $1{,}78266 \cdot 10^{-24}$ g)
- Impulsen (1 GeV = 1 GeV/c = $5{,}34429 \cdot 10^{-19}$ Ns), sowie auch der
- Länge (1/GeV = $c\hbar$/GeV = 0,197327 fm) und der
- Zeit (1/GeV = $\hbar$/GeV = $0{,}658211 \cdot 10^{-25}$ s).

(Auf die anderen Orts übliche Vereinfachung $\hbar = c = 1$ wurde im Sinne einer sorgfältigen Dokumentation verzichtet.)

Für den Aspekt der Zeit, die in der technischen Beschreibung des Experiments eine wesentliche Rolle spielt, werden allerdings der Pulsschlag von HERA, die sogenannte Heraclock (HClk, 96,04 ns), die vom sehr genau bekannten HERA-Frequenznormal $1/\tau_{\mathrm{HClk}} = \nu_{\mathrm{HClk}} = 10{,}4066$ MHz abgeleitet ist, und deren Teile und Vielfache benutzt.

Für den Wirkungsquerschnitt wird die Einheit 1 pb= 10^{-36} cm^2 benutzt.

In den FEYNMAN-Diagrammen läuft die Zeit von links nach rechts, sofern nichts anderes angegeben ist.

In Formeln mit LORENTZ'schen Raumzeitindizes $(\kappa, \lambda, \mu, \nu)$ gilt die Summenkonvention $a_\mu b^{\mu\nu} c_\nu = \sum_{\mu,\nu=0}^{3} a_\mu b^{\mu\nu} c_\nu$ nach EINSTEIN. Für das Skalarprodukt zweier Vierervektoren wird ein Punkt benutzt, $p^\mu k_\mu = p \cdot k$; ansonsten gilt für Dreiervektoren $p = |\vec{p}|, pk = |\vec{p}||\vec{k}|, \vec{p}\vec{k} = pk \cos \angle(\vec{p}, \vec{k})$.

$\hat{a}$ ist der zugehörige Einheitsvektor zu einem beliebigen Vektor $\vec{a}$: $\hat{a} = \vec{a}/|\vec{a}|$.

Zur Berechnung von Schwerpunktsenergien wird die Operation $E_1 \otimes E_2 = 4E_1 \cdot E_2$ definiert.

Die logischen und elektronischen Funktionen werden in der C-Konvention [ANSI88] notiert:

`&`, `&&` arithmetische und logische Konjunktion
`|`, `||` arithmetische und logische Disjunktion
`!a`, $\overline{\mathtt{a}}$ Negation von `a`.

Gleichungen werden durchgehend (einschließlich Anhang) numeriert; Bezüge darauf stehen in Klammern. Umformungen derselben Gleichung (X) werden mit (X.1), (X.2) usw. gekennzeichnet, Näherungen oder Vereinfachungen der Gleichung (Y) mit (Y').

Zum Gebrauch der Bezeichung „Elektron“ (e^-), „Positron“ (e^+) und „Lepton“ ($\ell^\pm$) vgl. Fußnote S. 6. und einführende Bemerkungen S. 89

Die Beschreibungen des H1-Experimentes, des Beschleunigers HERA und der anderen Experimente beziehen sich auf die Jahre 1995-97, deren Daten in dieser Arbeit benutzt wurden. Die wesentlichen Änderungen m H1-Experiment seitdem sind die automatische Benutzung des RICK'schen Algorithmus im Auslösesystem (*Central Trigger*), Einbau je einer Elektron-Kalorimeterstation bei $z = -8$ m im Jahre 1996 [H1n485] und $z = -7$ m seit 1998 und das Kleinwinkel-Elektronkalorimeter VLQ. Weiterhin wurden die Datennahme-Kanäle teilweise zusammengefaßt, die L4-Farm wurde mit Power-PCs aufgerüstet und die Strahlenergie der Protonen auf 920 GeV erhöht.

Integration mit Monte-Carlo-Verfahren

Ein weiteres Anwendungsfeld für Monte-Carlo-Verfahren (MC-Verfahren) in der Hochenergiephysik ist die Integration differentieller Wirkungsquerschnitte, wo immer es schneller oder einfacher als analytische Verfahren ist. Zur Berechnung eines Wirkungsquerschnittes σ ist fast immer das Integral über eine differentielle Form der Art $\frac{\partial^{4n}\sigma}{\prod \partial p^i_\mu}(i = 1 \dots n; \mu = 1 \dots 4)$ zu bilden, welches im allgemeinen keine geschlossene Form hat und nicht analytisch berechnet werden kann. Während ein- bis dreidimensionale Integrale am besten mit klassischen numerischen Verfahren wie Simpson- oder Trapezregel [Sto89] berechnet werden, ist die Konvergenz für mehr Dimensionen $d \geq 4$ besser [Blo98], wenn ein MC-Verfahren benutzt wird ($\sim {}^1\!/\!\sqrt{N}$ für N Abtastpunkte). Dieses Verfahren geht auf die Idee zurück, daß bei genügend häufiger Ziehung zufälliger Punkte im Phasenraum die Summe der lokalen Werte einer Funktion gegen das tatsächliche Integral dieser Funktion konvergiert (Grundtheorem der Monte-Carlo-Integration, *MCI-Theorem* [Fla92]).

$$V\langle f\rangle \to \int f(\vec{x})\, d^n\vec{x}, \quad \text{wobei } V = \int dV = \int d^n\vec{x} \text{ und } \langle f\rangle = \frac{1}{N}\sum_i^N f(\vec{x}_i). \tag{53}$$

Bei der Anwendung auf eine Funktion, die einen physikalischen Wirkungsquerschnitt beschreibt, ist die Konvergenz nicht immer gewährleistet. In der Praxis ist die Wirkungsquerschnittsfunktion außerdem eine Summe von Termen, die an unterschiedlichen Punkten Singularitäten aufweisen können oder auch einfach innerhalb der Integrationsgrenzen um mehrere Größenordnungen variieren. Bei der Integration muß vor allem das Verhalten der Funktion in der Nähe der Singularitäten und das Auslöschen von sehr großen Termen mit entgegengesetztem Vorzeichen (engl.: *gauge cancellations*) berücksichtigt werden, um die Konvergenz zu gewährleisten

Es gibt zwei Ansätze, dem Integral (53) zu einer schnellen Konvergenz zu verhelfen und damit schnell (N klein) zuverlässige Werte aus der Monte-Carlo-Integration zu erhalten. In beiden Fällen wird das Integral in die verallgemeinerte Form des MCI-Theorems

$$\int f dV = \int \frac{f}{g}\, g\, dV = \langle\frac{f}{g}\rangle_g \pm \frac{1}{N}\sqrt{\langle f^2/g^2\rangle_g + \langle f/g\rangle_g^2}$$

gebracht, Ohne Einschränkung für den allgemeinen Fall kann vorausgesetzt werden, daß $\int g\, dV = V$ normiert ist. Die Notation $\langle f/g\rangle_g$ für die Mittelwertbildung bedeutet, daß sie über eine Punktemenge $\{x_i\}$ erfolgt, deren Wahrscheinlichkeitsdichte durch $g(x)$ beschrieben wird. Der Fehler wird minimiert [Fla92], wenn

$$g(x) = \frac{|f(x)|}{\int |f|\, dV}.$$

Diese Gewichtungsmethode wird *importance sampling* (gewichtetes Abtasten) genannt.

Die andere Methode geht von der statistischen Erkenntnis aus, daß die Varianz des Schätzwertes $\langle f/g\rangle_g$ bei Mittelung über zwei Subvolumina mit $N_1 + N_2 = N$ Stützpunkten nicht größer ist als die Varianz bei Mittelung über das Gesamtvolumen. Im allgemeinen Fall kann man leicht Unterteilungen finden, für die sie kleiner ist [Fla92]. Wegen der Topologie der sich anbietenden Unterteilungen entlang einzelner Dimensionen nennt man diese Methode auch geschichtetes Abtasten (engl.: *stratified sampling*).

Das Integrationsprogramm VEGAS

Der von LEPAGE erfundene Algorithmus VEGAS [Lep78; Lep80] benutzt hauptsächlich die Gewichtungsmethode und nutzt für den Spezialfall eines hinreichend gut separierbaren Integranden die Schichtenmethode. In einem iterativen Verfahren wird die Gewichtsfunktion $g(\{x_i\})$ als ein Produkt eindimensionaler, Gewichtsfunktionen $g_i(x_i)$ faktiorisiert. Man erhält dann

$$g(\{x_i\}) = \prod_i g_i(x_i) \quad \text{mit} \quad g_1(x_1)^2 \sim \int dx_2 \cdots \int dx_n \frac{f^2(\{x_i\})}{\prod g_i(x_i)}$$

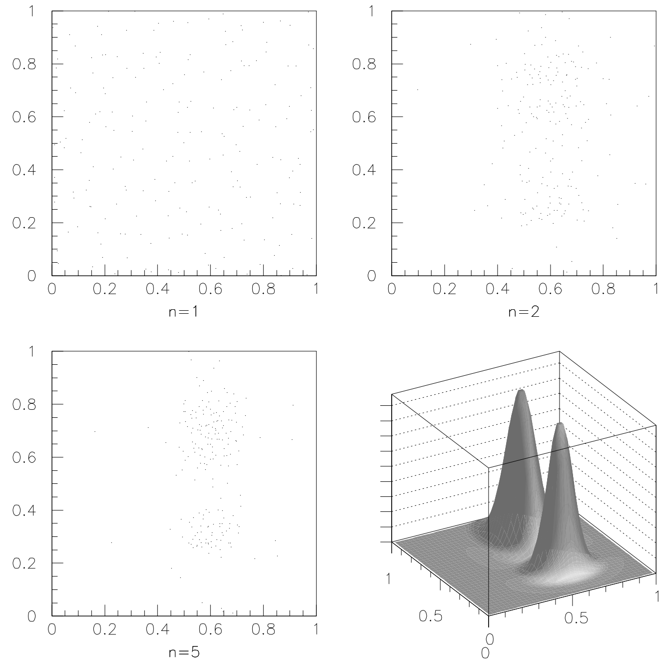


Abbildung 173:
Beispiel für die Verfeinerung des Abtastgitters im Integrationsalgorithmus VEGAS. Gezeigt wird die Verteilung der Abtastpunkte bei der ersten, zweiten und fünften Iteration, die sich allmählich um die Gebiete der großen Funktionswerte konzentriert. Die Abtastpunkte befinden sich jeweils in Gitterkästchen (nicht abgebildet), innerhalb derer sie zufällig plaziert werden.
Die Integrandenfunktion lautet

$$e^{-(x_1-\frac{6}{10})^2}\cdot\left(e^{-(x_2-\frac{3}{10})^2}+e^{-(x_2-\frac{7}{10})^2}\right)$$

und ist unten rechts dargestellt.

(und entsprechend für alle $g_i, x_i; i > 1$) für die optimalen separaten Gewichtsfunktionen [Lep78; Ham64]. Zu Beginn der Integration wird der Integrand mit einer konstanten Gewichtsfunktion abgetastet. Im Verlaufe der Iterationen werden nun die Funktionswerte des Integranden $f(x_i^{(j)})$ an den Abtaststellen benutzt, um die Gewichtsfunktionen $g_i(x_i)$ nach und nach zu verfeinern. Das so entstehende Abtastgitter wird dort am feinsten, wo der Integrand die größten Werte annimmt (Abb. 173). Wenn der Integrand also die Funktion eines Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit der Viererimpulse der Endzustandsteilchen ist, so ergibt sich unmittelbar eine weitere Anwendung: Man kann das von VEGAS zur Integration erzeugte Abtastgitter auch benutzen, um zufällig verteilte Ereignisse mit einer Wahrscheinlichkeitsdichte zu erzeugen, die dem integrierten Wirkungsquerschnitt in allen Einzelheiten und insbesondere unter Berücksichtigung der Integrationsgrenzen entspricht.

Eine Schwäche des VEGAS-Algorithmus wird aber auch sofort offenbar: Wenn der Integrand nicht annähernd faktorisierbar ist, wenn er zu viele Singularitäten enthält oder wenn er zum Beispiel hauptsächlich diagonal (das heißt auf der Linie von $(0,0,0,\ldots)$ nach $(1,1,1,\ldots)$) in zwei oder mehreren Dimensionen verteilt ist, dann muß diese Methode fehlschlagen. Eine mögliche Lösung ist die Aufteilung des Integranden in mehrere „Kanäle" wie im Programm VAMP, das sich derzeitig in der Entwicklungsphase befindet [Ohl98]. Ein anderer Ansatz ist die explizite Berücksichtigung von Propagatorsingularitäten im Integrationsalgorithmus, wie im Programm CompHEP [Bai95].

Ereigniserzeugung und Gewichtung

Zur Erzeugung einer Ereignismenge, die in ihren Eigenschaften einem gegebenen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\{p_i^\mu\})$ entspricht, kann man n zufällig verteilte Punkte $\{p_i^\mu\}^{(j)}, j \in \{1,\ldots,n\}$, innerhalb des erlaubten $(4n)$-dimensionalen Phasenraumes auswählen und jedem Ereignis ein Gewicht w_j zuordnen, das proportional zum Wirkungsquerschnitt $\sigma^{(j)} = \sigma(\{p_i^\mu\}^{(j)})$ an diesen Phasenraumpunkten ist. Eine derartige Ereignismenge ist jedoch im allgemeinen nicht sehr wirksam, um experimentelle Verteilungen mit geringem Aufwand gut zu reproduzieren. Man definiert die Qualität oder Effizienz einer Ereignisverteilung als Quotient aus mittlerem und maximalem Gewicht

$$\varepsilon = \frac{\langle w_i \rangle}{\max\{w_i\}} < 1.$$

Je näher dieser Wert an eins liegt, desto geeigneter ist die entsprechende Ereignismenge um daraus Verteilungen zu erzeugen, deren statistische Fehler nicht größer als die einer tatsächlich gemessenen sind. Letzteres ist der Optimalfall ($\varepsilon = 1$), in dem alle Ereignisse das Gewicht eins* haben.

* bis auf einen beliebigen Normierungsfaktor

Ein Weg zur Annäherung an dieses Optimum ist das gewichtete Abtasten der Wirkungsquerschnittsfunktion wie im vorigen Abschnitt beschrieben. Auch die analytische Auswertung des Integranden kann hilfreich sein. Ein geeignetes Verfahren zur Erzeugung ungewichteter Ereignisse besteht darin, eine Zufallsvariable $X \in [0;1[$ für jedes mit einem Gewicht w erzeugte Ereignis zu ziehen und es

$$\begin{aligned} &\oplus \quad \text{zu behalten, falls } X \leq \frac{w}{\max\{w_j\}}, \text{ oder} \\ &\ominus \quad \text{zu verwerfen, falls } X > \frac{w}{\max\{w_j\}}. \end{aligned} \tag{54}$$

Offensichtlich werden bei diesem Verfahren umso schneller und effizienter Ereignisse akkumuliert, je größer die Qualität der zufällig erzeugten Ereignisverteilung ist. In der Praxis wird daher üblicherweise eine bei der Integration des Wirkungsquerschnittes optimierte Verteilung dem Auswahlkriterium (54) unterworfen.

Sonderfälle der Gewichtung

Zwei Erweiterungen dieser Gewichtsmethode, die weitläufig im praktischen Einsatz benötigt werden, sollen noch kurz angesprochen werden:

Ist der Maximalwert nicht von vornherein feststellbar, so muß ein Schätzwert $\hat{w}$ anstatt $\max\{w_j\}$ benutzt werden, und es wird die Zusatzbedingung

$$\oplus' \quad \text{behalten, falls } w > \hat{w} \text{ und setze } w' = w$$

eingeführt, wobei solch ein Ereignis das Gewicht $w' = w$ bekommt.

Andererseits kann es sinnvoll sein, Ereignisse mit kontrollierten Gewichten zu erzeugen. Angenommen der Wirkungsquerschnitt variiere stark in Abhängigkeit einer Variablen p, und der statistische Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts werde dann zum Beispiel genügend klein für einen Bereich $p < p_0$. Soll nun auch für $p > p_0$ eine hinreichend große Anzahl Ereignisse generiert werden, so würde viel Rechenaufwand unnötig auf den Bereich $p < p_0$ entfallen. Wenn nun die Zusatzbedingungen für den Bereich $p < p_0$

$$\begin{aligned} &\oplus'' \quad \text{behalten, falls } X \leq \tfrac{wf(p)}{\max\{w_j\}} \text{ und setze } w' = \frac{1}{f(p)} \\ &\ominus'' \quad \text{verwerfen, falls } X > \frac{wf(p)}{\max\{w_j\}} f(p) \end{aligned}$$

angewandt werden, so wird im Mittel für ein beliebiges p die Anzahl Ereignisse $N \sim \sigma f(p)$ erzeugt, was wiederum optimal wird für $N \approx \text{const} \Leftrightarrow f(p) \approx \frac{1}{\sigma(p)}$ Angenommen $\sigma(p) = \frac{\sigma_0}{p}$, dann wäre eine Gewichtung per $f(p) = \frac{p}{p_0}$ am besten geeignet.

Benutzte Triggerkoinzidenzen

<table>
<tr><th>L1s</th><th>Auslösebedingung(en)
T0-Bedingungen
Vetobedingungen</th><th>L2-Bedingung(en)</th><th>Gültigkeit</th><th></th></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG</td><td></td><td>r110946–112927</td><td>1</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&!SPCLh_AToF_Cl1</td><td></td><td>r112928–112950</td><td>2</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&!SPCLe_AToF_Cl1&&!SPCLh_AToF_Cl1</td><td></td><td>r112951–112967</td><td>3</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r112972–113414</td><td>4</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&!SPCLh_AToF_Cl1</td><td></td><td>r113614–116187</td><td>5</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG</td><td></td><td>r116883–121541</td><td>6</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&zVtx_small&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r121970–123666
r123694–125847
r125960–131045
r146416–149453</td><td>7
8
9
10</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r149557–150648</td><td>11</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG</td><td></td><td>r151022–152289</td><td>12</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r152316–155240</td><td>13</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td>(a0:8)||(a0:8)</td><td>r155381–157300
r157344–163276
r163319–166968</td><td>14
15
16</td></tr>
<tr><td>54</td><td>DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig&&zVtx_Cls&&Topo_BR&&!CIP_Backward
DCRPh_T0&&((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td>(a0:8)||(a0:8)</td><td>r167409–171156
r177920–183660
r183662–184267
r184366–184488
r184598–184600
r184603–184688
r184731–195617
r195668–200407</td><td>17
18
20
22
24
26
28
29</td></tr>
<tr><td>67</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc)||LAr_T0)
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG</td><td></td><td>r110946–112927</td><td>1</td></tr>
<tr><td>67</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc)||LAr_T0)
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r112928–113414</td><td>2</td></tr>
<tr><td>67</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc)||LAr_T0)
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&!SPCLh_AToF_Cl1</td><td></td><td>r113614–116187</td><td>3</td></tr>
<tr><td>67</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||LAr_T0)
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG</td><td></td><td>r116883–121541</td><td>4</td></tr>
<tr><td>67</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||LAr_T0)
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r121970–125847
r125960–129387
r130409–131045
r146416–150648</td><td>5
6
8
9</td></tr>
<tr><td>67</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||LAr_T0)
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG</td><td></td><td>r151022–152289</td><td>10</td></tr>
<tr><td>67</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||LAr_T0)
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r152316–157300
r157344–163276
r163319–170833</td><td>11
12
13</td></tr>
<tr><td>67</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||LAr_T0)
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r170835–171156
r177920–195617
r195668–200407</td><td>14
15
16</td></tr>
</table>

<table>
<tr><th>L1s</th><th>Auslösebedingung(en)
T0-Bedingungen
Vetobedingungen</th><th>L2-Bedingung(en)</th><th>Gültigkeit</th><th></th></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc))
!BToF_BG</td><td></td><td>r110946–112927</td><td>1</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc))
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&!SPCLh_AToF_Cl1</td><td></td><td>r112928–112950</td><td>2</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc))
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&!SPCLe_AToF_Cl1&&!SPCLh_AToF_Cl1</td><td></td><td>r112951–112967</td><td>3</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc))
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)</td><td></td><td>r112972–113414</td><td>4</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc))
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&!SPCLh_AToF_Cl1</td><td></td><td>r113614–116187</td><td>5</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td></td><td>r116883–121541</td><td>6</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td></td><td>r121970–125847
r125960–129387</td><td>7
8</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
DCRPh_T0
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td></td><td>r130403–130408</td><td>9</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td></td><td>r130409–131045
r146416–150648</td><td>10
11</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td></td><td>r151022–152289</td><td>12</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td></td><td>r152316–157300
r157344–163276
r163319–171156
r177920–183267</td><td>13
14
15
16</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td></td><td>r183637–183698</td><td>17</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_1
((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td></td><td>r183788–190021</td><td>18</td></tr>
<tr><td>75</td><td>LAr_electron_2
((zVtx_T0||FwdRay_T0))
!BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&(FToF_IA||!FToF_BG)&&((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))</td><td>(LAr_electron)</td><td>r190037–195617
r195668–200407</td><td>19
20</td></tr>
</table>

Die Nutzen-Funktion eines Selektionsalgorithmus

Um einen gegebenen Entscheidungs-Algorithmus für die Echtzeit-Datennahme bestmöglich ausnutzen zu können, vergleicht man zwischen Kosten oder Aufwand (Auslöserate) und Nutzen (Effizienz für den beabsichtigten physikalischen Kanal). Ein Anwendungsbeispiel wird im L2NN-Abschnitt (S. 62) beschrieben.

Angenommen ein gegebener Auslöse- oder Filteralgorithmus hänge von einer Variablen y ab, für deren gesamten Gültigkeitsbereich sowohl die Effizienz auf physikalische Ereignisse als auch der Reduktionsfaktor für Untergrund-Ereignisse bestimmt werden können, zum Beispiel durch Monte-Carlo-Simulation. Dann bezeichnet man mit …

- x den Anteil der Untergrundereignisse an der Datenmenge, über die der Algorithmus zu entscheiden hat, wobei $x > 0{,}5$, die Eingangsdatenmenge also hinreichend „unrein" ist.
- ε die Wahrscheinlichkeit, ein physikalischen Ereignis mit diesem Algorithmus zu erfassen.
- r die Wahrscheinlichkeit, ein Untergrundereignis durch diesen Algorithmus zu verwerfen.

Die höchste Effizienz, $\varepsilon = 1$, sei erreicht, wenn der Algorithmus alle physikalischen Ereignisse akzeptiert, die auch die endgültigen Analyseschnitte erfüllen.

Die Abhängigkeit von der Variablen y kann eliminiert und sämtliche Variablen können als Funktion von ε dargestellt werden. Die (relative) Ereignisrate $\nu(\varepsilon)$ wird definiert als das Verhältnis aus der Anzahl der Ereignisse, die der Algorithmus annimmt, und der Mächtigkeit der Eingangsdatenmenge. Ist der Algorithmus ohne Wirkung, so ist also $\nu = 1$. Diese Rate wird berechnet aus

$$\nu = x(1 - r(\varepsilon)) + (1 - x)\varepsilon.$$

Die Ableitung dieser Rate nach dem Untergrundanteil x wird **Nutzen-Funktion**

$$N(\varepsilon) = \frac{\partial \nu}{\partial x} = 1 - r - \varepsilon \tag{25'}$$

genannt. Sie ist ein Maß dafür, wieviel Einfluß der Algorithmus für einen gegebenen Punkt $(r; \varepsilon)$ auf die Ereignisrate bei veränderlichem Untergrundanteil hat.

Ein Vergleich mit der im nächsten Abschnitt definierten Meßmatrix zeigt, daß die Nutzenfunktion dann und genau dann Null wird, wenn die Meßmatrix singulär ist. Weiterhin sind diese beiden Aussagen äquivalent zur Benutzung eines Untersetzungsfaktors ($\varepsilon = 1 - r$) anstelle eines diskriminierenden Algorithmus.

Meßmatrixtheorie und Matrixnormen

Meßmatrix

Für die Berechnung des optimalen Schwellwertes eines Auslöse/Filter-Algorithmus wie auf S. 62 oder die Trennung von elastischen und protondissoziativen Ereignissen wie in Abschn. 8.3 (S. 173) wird das optimale Wertepaar (e, r) gesucht, das durch Variation eines oder mehrerer Parameter $\vec{y}$ zugänglich ist. Zur meßtheoretischen Betrachtung des Problems definiert KELLY [Kel99] die Meß-Matrix

$$M = \begin{pmatrix} e & r \\ 1-e & 1-r \end{pmatrix}. \tag{27'}$$

Sie stellt die Mischung der wirklichen Anzahlen N_S der Signal- und N_U der Untergrund-Ereignisse in den gemessenen Werten N_akz akzeptierte und N_vwf verworfene Ereignisse als lineare Abbildung dar:

$$\begin{pmatrix} N_\mathrm{akz} \\ N_\mathrm{vwf} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} N_\mathrm{S} \\ N_\mathrm{U} \end{pmatrix}.$$

Es sei darauf hingewiesen, daß seine Definition der Effizienz e für die Akzeptanzwahrscheinlichkeit eines Signalereignisses mit der von mir benutzten Definition für ϵ übereinstimmt, während die *Erfizienz* r (R-ffizienz) zu der sonst in der Arbeit benutzten Definition der Untergrundreduktion komplementär $(r \to 1-r)$ ist. In diesem Kapitel wird die KELLYsche Definition beibehalten.

Sofern die inverse Matrix

$$M^{-1} = \frac{1}{e-r} \begin{pmatrix} 1-r & -r \\ e-1 & e \end{pmatrix}$$

existiert, können die wahren Größen $(N_\mathrm{S}; N_\mathrm{U})$ aus den Meßwerten $(N_\mathrm{akz}; N_\mathrm{vwf})$ berechnet werden:

$$\begin{aligned} N_\mathrm{S} &= \frac{N_\mathrm{akz} - rN}{e-r} \\ N_\mathrm{U} &= \frac{N_\mathrm{vwf} - (1-e)N}{e-r}, \end{aligned}$$

wobei $N = N_\mathrm{S} + N_\mathrm{U} = N_\mathrm{akz} + N_\mathrm{vwf}$ für die Gesamtzahl der Ereignisse steht. Für $e = r$ ist es offensichtlich nicht möglich, diese Zahlen zu bestimmen. Denn das Gleichungssystem wird linear abhängig und M demzufolge singulär. Das heißt, wenn Signal und Untergrund durch einen Selektionsalgorithmus in gleicher Weise angereichert werden, dann läßt sich daraus kein Rückschluß auf das ursprüngliche Verhältnis ziehen.

Ein Maß dafür, wie genau die physikalischen Werte $(N_\mathrm{S}, N_\mathrm{U})$ aus den Meßwerten berechnen lassen, ist die Konditionszahl der Matrix M, die zu

$$\kappa(M) = ||M|| \cdot ||M^{-1}||$$

mit einer beliebigen Matrixnorm $||M||$ definiert ist. KELLY definiert diese Größe, sowie die „Faustregel“

$$R = \frac{e^2}{r}, \tag{26'}$$

als *relativen Gewinn* eines Schnittes $(e; r)$ im Vergleich zu einem anderen Schnitt $(e'; r')$. Die Konditionszahl wird im Optimum minimal, während der Faustregel-Wert R zu maximieren ist.

Matrixnormen

Analog zu einer Norm auf einem Vektorraum (Vektornorm) kann eine Matrixnorm $\|\cdot\| : \mathbb{M} \times \mathbb{M} \to \mathbb{R}$ auf einem Matrixraum $\mathbb{M}$ definiert werden, welche die Normaxiome

$$\forall_{A,B\in\mathbb{M}} \begin{cases} \|A\| \geq 0 \\ \|A+B\| \leq \|A\| + \|A\| \\ \|kA\| = |k| \cdot \|A\| \\ \|A\| = 0 \Rightarrow A = 0 \end{cases} \tag{55}$$

erfüllt. Die einer Vektornorm auf $\mathbb{R}^n$ *zugeordnete Matrixnorm* auf dem Raum $\mathbb{M}(n\times n)$ quadratischer Matrizen wird durch

$$\|A\| = \max\{\|Ax\| : \|x\| \leq 1\}$$

definiert [Rei80, Kap. 11]. Die gebräuchlichsten Matrixnormen sind in Tab. 37 aufgeführt. Am genauesten ist die Spektralnorm, welche auch im allgemeinen Fall am aufwendigsten zu berechnen ist.

Matrixnorm auf $\mathbb{M}(n \times n)$	Definition	Vektornorm auf $\mathbb{R}^n$
Spaltensummen-Norm	$\max\left\{\sum_i \lvert A_{ik}\rvert : 1 \leq k \leq n\right\}$	Eins-Norm (oktaedrische Norm)
Spektralnorm	$\sigma(A) = \max\{\text{Eigenwerte}(A^*A)\}$	Euklidische Norm (sphärische Norm)
Zeilensummen-Norm	$\max\left\{\sum_k \lvert A_{ik}\rvert : 1 \leq i \leq n\right\}$	Maximumnorm (kubische Norm)

Tabelle 37: Definitionen der gebräuchlichsten Matrixnormen und deren zugeordnete Vektornormen

Meßmatrixnorm

Für den konkreten Fall der Meßmatrix können die Matrixnormen genau berechnet werden. Genau genommen reduzieren sie sich sogar auf zwei Fälle:

Die Spaltensummennorm (1-Norm) und die Zeilensummennorm (∞-Norm) werden

$$\begin{aligned} \|M\|_1 &= \max\{e+1-e; r+1-r\} & \|M\|_\infty &= \max\{e+r; 1-e+1-r\} \\ &= 1 & &= \max\{e+r; 2-(e+r)\} \\ \|M^{-1}\|_1 &= \frac{1}{e-r}\max\{e+r; 1-e+1-r\} & \|M^{-1}\|_\infty &= \frac{1}{e-r}\max\{e+1-e; r+1-r\} \\ &= \frac{1}{e-r}\max\{e+r; 2-(e+r)\} & &= \frac{1}{e-r} \end{aligned}$$

und daher

$$\kappa_1 = \kappa_\infty = \|M\|_1 \cdot \|M^{-1}\|_1 = \|M\|_\infty \cdot \|M^{-1}\|_\infty = \frac{1}{e-r}\max\{e+r; 2-(e+r)\}.$$

Für die (genauere) Spektralnorm erhält man den Ausdruck

$$\kappa_\sigma = \sigma(M^{-1}) \cdot \sigma(M) = \left(\frac{1+(e-r)^2 + \sqrt{1-4\,r+10\,r^2-8\,e\,r^2-4\,r^3-2\,e^2+4\,e^2\,r+(e^2+r^2)}}{2(e-r)}\right)^2$$

recht einfach aus den Eigenwerten der reellen 2×2-Matrizen.

Einzelheiten zum L2

Dieser Abschnitt enthält einige technische Einzelheiten zu den L2-Triggersystemen L2TT und L2NN.

PQZP-/Quickbus-Receiver

Die PQZP- und Quickbus-Empfängerkarten der L2-Subsysteme enthalten jeweils acht Eingänge für PQZP- oder Quickbus-Daten sowie in jedem Fall zwei Qbus-Empfängermodule. Am Ausgang sind diese Karten immer mit den acht L2-internen Bussen der J2-Stecker im VME-Überrahmen verbunden. Das Verhalten dieser Empfängerkarten wird durch die signale L1Kp und L2Kp gesteuert. Die Daten aller Eingangsbusse werden ab dem Signal L1Kp in Stapelspeicher geschrieben und zu einem festgelegten Zeitpunkt auf acht L2-Busse gesendet. Dabei können die einzelnen Datenströme zeitlich beliebig gegeneinander verschoben und auf die L2busse verteilt werden. Da insgesamt zehn Datenströme auf maximal acht Bussen übertragen werden müssen, ist ein besonderer Kreuzvermittler dazu entwickelt worden. Das Ende der Übertragung *aller* Daten wird durch das Signal EoT (*end of transmission*) angezeigt.

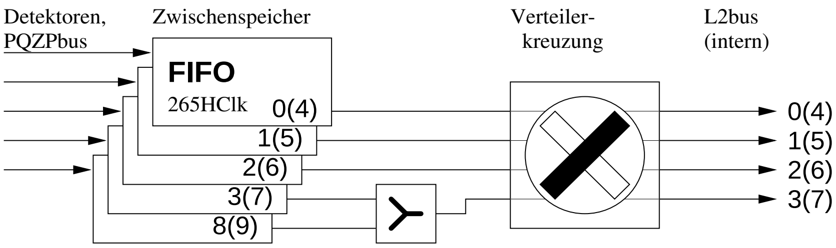


Abbildung 174:
Schematisches Schaltbild eines PQZP- oder Qbus-Empfängermoduls mit dem Kreuzvermittler (*cross bar switch*)

Ausgangsdaten der L2NN-DDB

Die DDBs des L2NN bereiten die L2-Daten in einem speziellen Format auf, das der Vollständigkeit halber hier aufgelistet wird.

cpvsum	Summe aller Einträge im zVtx-Histogramm
cpvmax	Wert des Maximums im zVtx-Histogramm
cpvpos	Position des Maximums im zVtx-Histogramm
trhineg	Anzahl negativer Spuren, hoher Impuls
trhipos	Anzahl positiver Spuren, hoher Impuls
trloneg	Anzahl negativer Spuren, niedriger Impuls
trloneg	Anzahl positiver Spuren, niedriger Impuls

Tabelle 38:
Beschreibung der Größen, die von den L2NN-DDB-Karten berechnet werden und als Komponenten der Eingangsvektoren für die Neuronalen Netze dienen

L2TT-Theta-Codes

In Abschn. 3.6 wird beschrieben, daß die 8-Bit-θ-Projektion des L2TT in einer kleineren Anzahl von Kennungen weiter zusammengefaßt wird.

θ	θ'	θ	θ'	θ	θ'	θ	θ'
0	0	16	1	32	5	48	5
1	1	17	1	33	6	49	5
2	2	18	2	34	6	50	2
3	3	19	2	35	3	51	7
4	4	20	1	36	2	52	7
5	5	21	1	37	2	53	5
6	6	22	1	38	1	54	5
7	7	23	4	39	5/6	55	7
8	0	24	4	40	6	56	7
9	2	25	5	41	2	57	7
10	2	26	5	42	2	58	7
11	2	27	6	43	2	59	7
12	2	28	6	44	2	60	7
13	1	29	4	45	5	61	4
14	2	30	4	46	5	62	7
15	2	31	5	47	5	63	7

Tabelle 39:
θ- und reduzierter (θ'-) Code

Formulae

Formfaktoren

Allgemeiner Ansatz für den Stromoperator

Es gibt sechzehn verschiedene linear unabhängige 4×4-Matrizen. Mit diesen läßt sich in niedrigster Ordnung ein Lorentzvektor aus 4×4-Matrizen wie folgt zusammensetzen:

$$\Gamma_\mu = A(q^2)\gamma_\mu + B(q^2)p'_\mu + C(q^2)p_\mu + iD(q^2)p'^\nu\sigma_{\mu\nu} + iE(q^2)p^\nu\sigma_{\mu\nu} + F(q^2)$$

wobei die Abkürzung $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$ für den Kommutator der Gammamatrizen verwendet wurde. Aus der Eichinvarianz ergibt sich die einschränkende Bedingung

$$q^\mu \bar{u}(p')\Gamma_\mu(p', p)u(p) = 0.$$

Damit reduziert sich die Anzahl der unabhängigen Terme auf drei:

$$\Gamma_\mu = F_1(q^2)\gamma_\mu - i\frac{\kappa}{2M}F_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + F_3(q^2)(p'_\mu + p_\mu).$$

Übergang vom Stromoperator mit Formfaktoren zum Tensor mit Formfaktoren

Wenn die Dirac-Gleichung erfüllt ist, dann sind zwei der Formfaktoren linear voneinander abhängig, und es ergibt sich als allgemeine Formel

$$\Gamma_\mu = F_1(q^2)\gamma_\mu + \frac{\kappa}{2m}F_2(q^2)(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)q^\nu.$$

In der Folge wird die q^2-Abhängigkeit nicht mehr explizit mitgeschrieben, $F_{1,2} = F_{1,2}(q^2)$. Dann wird für die Berechnung des Matrixelements quadriert, also der protonseitige Vertextensor berechnet:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}\,\mathrm{Spur}\left((\not{p}' + m)\Gamma_\mu(\not{p} + m)\Gamma_\nu\right) \\ &= \frac{1}{2}\,\mathrm{Spur}\left((\not{p}' + m)(F_1\gamma_\mu + \frac{\kappa}{2m}F_2(\gamma_\mu\gamma_\lambda - \gamma_\lambda\gamma_\mu)q^\lambda)(\not{p} + m)(F_1\gamma_\nu + \frac{\kappa}{2m}F_2(\gamma_\nu\gamma_\lambda - \gamma_\lambda\gamma_\nu)q^\lambda)\right) \end{aligned}$$

Es sind nur die Terme mit gerader Anzahl γ-Matrizen relevant. Die Kombinationen mit ungerader Anzahl γ-Matrizen ergeben in der Spur bekanntlich 0. Eine längere, aber elementare Rechnung führt dann zum differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\vartheta}{2}}\left(\left(F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4m^2}F_2^2\right)\cos\frac{\vartheta}{2} + \frac{Q^2}{2m}\left(F_1 + \kappa F_2\right)^2\sin\frac{\vartheta}{2}\right)\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m}\right).$$

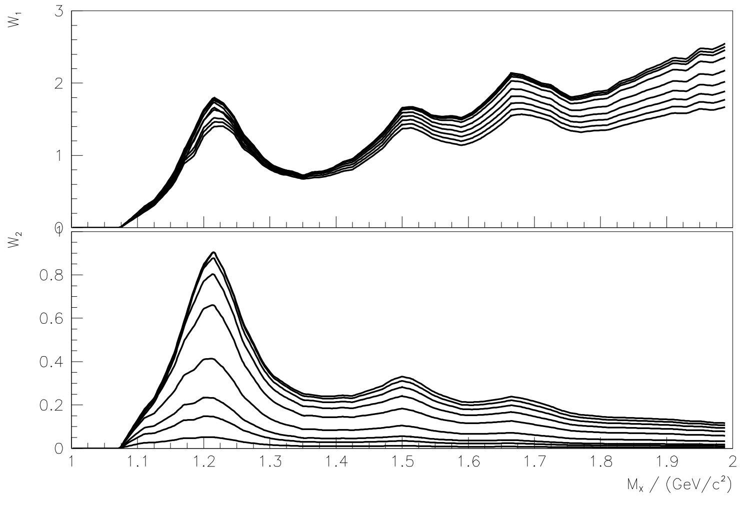


Abbildung 175:
Inelastische Formfaktoren des Protons im Resonanzbereich; Anpassung nach [Bra76]

Gamma-Proton-Schwerpunktsystem

Im folgenden wird die zu erwartende Korrelation zwischen der Richtung der Zerfallsleptonen eines Vektormesons Y im Detektor und der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$ des Photon-Proton-Systems hergeleitet. Das kann dann unmittelbar zur Abschätzung der Akzeptanz in $W_{\gamma\mathrm{p}}$ eines Mesonzerfalls benutzt werden.

Im allgemeinen Fall läßt sich die Lorentz-Transformation ins γp-System als Produkt aus den Transformationsmatrizen des Protons $\Lambda_\mathrm{p} = \Lambda(\vec{\beta}_\mathrm{p})$ mit $\vec{\beta}_\mathrm{p} \| \hat{z}$ und des Photons $\Lambda_\gamma = \Lambda(\vec{\beta}_\gamma)$ schreiben:

$$\Lambda_{\gamma\mathrm{p}} = \Lambda_\mathrm{p} \cdot \Lambda_\gamma = \Lambda(\vec{\beta}) \cdot R(\vartheta;\varphi),$$

mit einer zusammenfassenden „reinen" Lorentz-Transformation $\Lambda(\vec{\beta})$ und einer Rotation $R(\vartheta;\varphi)$. Im Fall $\vec{\beta}_\mathrm{p} \| \vec{\beta}_\gamma$ ist die Rotation trivial ($R = 1$).

Durch diese Überlegungen gestützt nimmt man an, daß für den Transversal- und Longitudinalimpuls der Leptonen im rotierten Bezugssystem (vgl. Abb. 176).

$$p_\perp(\ell) = \frac{1}{2} M_\mathrm{Y}, \quad p_z(\ell) = \frac{1}{2} p_z(\mathrm{Y}), \quad \tan\vartheta^\pm = \frac{p_\perp(\ell)}{p_z(\ell)} = \frac{M_\mathrm{Y}}{p_z(\mathrm{Y})}$$

gelten. Der Öffnungswinkel ist definiert durch $\vartheta^\pm = (\vartheta^+ + \vartheta^-)/2$. Die Photonabstrahlung vom Elektron

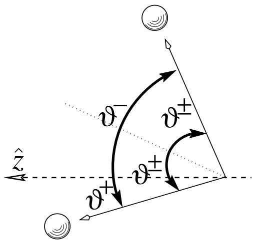


Abbildung 176:
Zur Bezeichnung der Zerfallsrichtungswinkel der Leptonen:
Im Laborsystem: ϑ^+, ϑ^-
Im rotierten Bezugssystem: $\vartheta^\pm$
($P(\mathrm{Y}) \neq 0$)
Die gepunktete Linie gibt die Flugachse des gedrehten Systems, also des Ursprungsteilchens (hier Vektormeson) an.

findet nahezu parallel zu $\hat{z}$ statt, sodaß in der Praxis $R \approx 1 \Rightarrow \vartheta^\pm \approx \vartheta^+ \approx \vartheta^-$. Der Longitudinalimpuls des Vektormesons ist

$$p_z(\mathrm{Y}) = \frac{1}{2}\big((E+p_z)_Y - (E-p_z)_Y\big) = \frac{1}{2}\left(\frac{p_\perp^2 + M_\mathrm{Y}^2}{(E-p_z)_Y} - (E-p_z)_Y\right).$$

(Alle Variablen beziehen sich hierin auf Y.) Aus (7)/S. 20 erhält man sodann

$$\begin{aligned}
& z(q \cdot P) = P_\mathrm{Y} \cdot P = E_\mathrm{Y} E_\mathrm{p} - \vec{p}_\mathrm{Y} \vec{p}_\mathrm{p} \approx E_\mathrm{p}(E - p_z)_\mathrm{Y} \\
\Leftrightarrow \quad & (E-p_z)_Y = \frac{z}{E_\mathrm{p}}(q \cdot P) = \frac{z}{E_\mathrm{p}} \frac{ys}{2} = \frac{z}{2E_\mathrm{p}}(W_{\gamma\mathrm{p}}^2 + Q^2) \\
\curvearrowright \quad & p_z(\mathrm{Y}) = \frac{1}{2}\left(\frac{p_\perp^2 + M_\mathrm{Y}^2}{\frac{z}{2E_\mathrm{p}}(W_{\gamma\mathrm{p}}^2 + Q^2)} - \frac{z}{2E_\mathrm{p}}(W_{\gamma\mathrm{p}}^2 + Q^2)\right) \\
\curvearrowright \quad & \cot\vartheta^\pm = \frac{E_\mathrm{p}\left(\frac{p_\perp^2}{M_\mathrm{Y}} + M_\mathrm{Y}\right)}{z(W_{\gamma\mathrm{p}}^2 + Q^2)} - \frac{z}{4E_\mathrm{p} M_\mathrm{Y}}(W_{\gamma\mathrm{p}}^2 + Q^2).
\end{aligned} \tag{56}$$

Für die meisten Anwendungen ist $M_\mathrm{Y}^2 \gg p_\perp(\mathrm{Y})^2 \approx -t$, weil der Wirkungsquerschnitt der diffraktiven Erzeugung von Vektormesonen exponentiell mit t abnimmt. Somit vereinfacht sich der Faktor $(\frac{p_\perp^2}{M_\mathrm{Y}} + M_\mathrm{Y})$ zu M_Y. Weitere Vereinfachungen sind zulässig, wenn man bedenkt, daß der größte Wirkungsquerschnitt für elastische ($z \approx 1$) Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) von Vektormesonen gemessen wurde.

Technische Erläuterungen zum FFI-Verfahren

Im Folgenden sind einige kleinere Fehler und Druckfehler des weiter vorn zitierten Artikels [Art91] zur Formfaktor-Integrations-(FFI-)Methode der ee-Prozesse zusammengefaßt, die auch in der Preprint-Version nicht richtig zu finden sind, sowie einige Bemerkungen zu den Verfahren und Näherungen, die nicht unmittelbar aus dem Text hervorgehen. Dabei wurde durchgehend die Notation des Originalartikels verwendet, welche nicht mit der in den Kap. 5 benutzten übereinstimmt.

Gleichung 3: Das Photonspektrum des Elektrons in Williams-Weizsäcker-Näherung lautet korrekt

$$f_{\gamma/e}(u) = \frac{\alpha}{\pi u}\left(\left(1-u+\frac{u^2}{2}\right)\ln\left(\frac{p_T^2}{m_e^2 u^2}\right)-(1-u)\right),$$

wie in vielen Standardwerken und auch den entsprechenden Veröffentlichungen von KESSLER selbst [Kes60; Kes75] zu entnehmen ist. Dieser Fehler würde das $p_\perp$-Spektrum wesentlich verändern, ist aber offensichtlich bei der numerischen Ausführung der numerischen Integration von den Autoren nicht gemacht worden.

Gleichung 21: Der Interferenzterm (γZ^0) für die Fermionpaar-Erzeugung (ee $\to \mu\mu$ und q$\bar{\text{q}} \to \ell^+\ell^-$) ist falsch: Der Ausdruck

$$F_\mu(\hat{s}) = 1+\frac{\hat{s}^2(a_l^2+b_l^2)^2}{|D^2|}-2\frac{a_l^2\,\mathrm{Re}(D)\hat{s}}{|D^2|},$$

wie sich auch aus *Gleichung 6*

$$\frac{d\sigma^{q\bar{q}\to l^+l^-}}{dp_T}(\hat{s},p_T) = \frac{8\pi\alpha^2 p_T}{3}\frac{1-2\frac{p_T^2}{\hat{s}}}{\sqrt{1-4\frac{p_T^2}{\hat{s}}}}\left(\frac{e_q^2}{\hat{s}^2}+\frac{(a_q^2+b_q^2)(a_l^2+b_l^2)}{|D^2|}-2\frac{e_q a_q a_l\,\mathrm{Re}(D)}{|D^2|\,\hat{s}}\right)$$

ergibt, ist richtig. Man findet die entsprechende Herleitung im Buch von RENARD [Ren81]. Dieser kleine Fehler betrifft den Interferenzterm und hat offensichtlich keinen großen Einfluß auf die numerischen Resultate.

Gleichung 12: Der Faktor $\frac{\alpha}{\pi x}$ ist bei der Ausführung des Integrals aus *Gleichung 11* verloren gegangen. Das richtige Ergebnis lautet

$$[f_{\gamma/p}^{\mathrm{inel}}(x)]_{\mathrm{modif}} = \frac{\alpha}{\pi x}\int_x^{1-\varepsilon}F_2^p(u)\frac{du}{u}\left(\left(1-\frac{x}{u}+\frac{x^2}{2u^2}\right)\ln\frac{p_T^2+Q_b^2\left(1-\frac{x}{u}\right)}{\tilde{Q}^2+Q_b^2\left(1-\frac{x}{u}\right)}+\frac{m_p^2x^2}{Q_b^2}\ln\frac{\tilde{Q}^2\left(p_T^2+Q_b^2\left(1-\frac{x}{u}\right)\right)}{p_T^2\left(\tilde{Q}^2+Q_b^2\left(1-\frac{x}{u}\right)\right)}\right).$$

Mit der Näherung $p_T^2 \gg Q_b^2\left(1-\frac{x}{u}\right)$ erhält man die im Artikel vorgesehene Form

$$[f_{\gamma/p}^{\mathrm{inel}}(x)]_{\mathrm{modif}} = \frac{\alpha}{\pi x}\int_x^{1-\varepsilon}F_2^p(u)\frac{du}{u}\left(\left(1-\frac{x}{u}+\frac{x^2}{2u^2}\right)\ln\frac{p_T^2}{\tilde{Q}^2+Q_b^2\left(1-\frac{x}{u}\right)}+\frac{m_p^2x^2}{Q_b^2}\ln\frac{\tilde{Q}^2}{\tilde{Q}^2+Q_b^2\left(1-\frac{x}{u}\right)}\right).$$

Hinweise und Erläuterungen

Zur Berechnung von $\frac{d}{dQ^2}f_{\gamma/\mathrm{p}}(x,Q^2)$ für den Photoproduktionsbereich ($Q^2 \approx 0$) wird die in *Gleichung 11* enthaltene Formel aus [14] für $Q^2 \to 0$ konvergent gemacht durch Multiplikation mit $\frac{Q^2}{Q^2+Q_b^2}$:

$$\frac{df_{\gamma/\mathrm{p}}}{dQ^2} = \frac{\alpha}{\pi x Q^2}\left((1-x)\left(1-\frac{Q^2_{\mathrm{min}}}{Q^2}\right)+\frac{x^2}{2}\right) \to \frac{\alpha}{\pi x Q_b^2}$$

Um ein Maß für den Abschneideparameter Q_b^2 zu bekommen, integriert man nun die Formel für den Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt [Lea82, S.] unter Anwendung desselben Faktors $\frac{Q^2}{Q^2+Q_b^2}$:

$$\sigma_\perp+\sigma_{\mathrm{L}} = 4\pi^2\alpha 2M\nu\frac{1}{M_{\mathrm{X}}^2-M^2}\frac{F_2(x,Q^2)}{Q^2}\left(1+\frac{Q^2}{\nu^2}\right)\cdot\frac{Q^2}{Q^2+Q_b^2},$$

was bei Vergleich mit den Meßdaten zu

$$4\pi^2\alpha\hbar c\frac{F_2(x,Q^2=0)}{Q_b^2} = \sigma_{\gamma\mathrm{p}}(Q^2=0) = \sigma_\perp(Q^2=0) \approx 110\ \mu\mathrm{b}$$

führt und damit

$$Q_b^2(x) = F_2(x,Q^2=0)\frac{112{,}2}{110}\ \mathrm{GeV}^2 \approx F_2(x,Q^2=0)\ \mathrm{GeV}^2.$$

Zur Berechnung der Quarkstrukturfunktionen $f_{\mathrm{q/p}}$, $f_{\bar{\mathrm{q}}/\mathrm{p}}$ und $F_2^{\mathrm{p}}(x,Q^2)$ wurde eine Parametrisierung von DUKE und OWENS benutzt [Duk84], eine LO-Entwicklung der DGLAP von 1984, die inzwischen durch neuere Ergebnisse [Owe91] ersetzt wurde. Das Weglassen der "skalenverletzenden Terme", also der Q^2-Abhängigkeit führt *in praxi* dazu, daß einfach $Q^2 = Q_0^2 = 4\mathrm{GeV}^2$ für alle Werte von Q^2 angenommen wird.

Umrechnung von Variablen der Subprozesse in kanonische Variable

In den numerischen Rechnungen von KESSLER u. Mitar. [Art91] wird eine differentiellen Form des Wirkungsquerschnittes

$$\sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \ell^+\ell^-)$$

in der Variablen $p_\perp$, dem relativen Transversalimpuls der beiden erzeugten Leptonen, benutzt.

Die Flußfaktorintegration wird jeweils auf eine Faltung von Flußfaktoren mit dem Wirkungsquerschnitt eines zentralen $(2\to 2)$-Subprozesses zurückgeführt. Diese zentralen Subprozesse ($\gamma\gamma\to\ell\ell, \mathrm{ee}\to\ell\ell, \mathrm{qq}\to\ell\ell$) sind aus der QED in der Form

$$\frac{d^2\sigma(xy\to\ell\ell)}{dQ^2ds},$$ wobei s und Q^2 sich auf den Subprozeß, nicht die ep-Reaktion beziehen,

bekannt. Die Massen der beteiligten Teilchen werden im Vergleich zu ihren Energien vernachlässigt. Im Schwerpunktsystem des Subprozesses gilt

$$\sin\vartheta = \frac{p_\perp}{E} = \frac{2p_\perp}{\sqrt{s}},$$

was dann eingesetzt wird für den Ausdruck des Impulsübertrages in Abhängigkeit des Transversalimpulses

$$Q^2 = 2E^2(1-\cos\vartheta) = \frac{s}{2}\left(1-\sqrt{1-\left(\frac{2p_\perp}{\sqrt{s}}\right)^2}\right) \quad\Longleftrightarrow\quad p_\perp^2 = Q^2 - \frac{Q^4}{s}$$

Damit wird jetzt noch einmal die Betrachtung des gesamten Prozesses unternommen. Näherungsweise und für kleine Impulsüberträge von Elektron und Proton gilt, daß alle Teilchen fast kollinear mit den Eingangsteilchen laufen und der Massenschwerpunkt des zentralen Subprozesses sich nur in $\hat{z}$-Richtung bewegt. Dann ist $p_\perp$ nahezu gleich in beiden Bezugssystemen.

Daher werden obige Beziehungen einfach bei der Integration der Wirkungsquerschnitte benutzt. Schließlich wird noch die Jakobi-Determinante

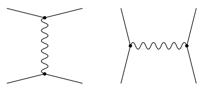
$$\left|\frac{dp_\perp}{dQ^2}\right| = \frac{1}{2p_\perp}\sqrt{1-\frac{4p_\perp^2}{s}}$$

benötigt.

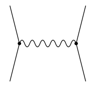
Elementare Subprozesse

Die Wirkungsquerschnitte der elementaren Subprozesse können in [Nar86; PSc95, S. 63] nachgeschlagen werden und ergeben sich zu

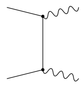
$$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^- : \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left(\frac{3+x^2}{1-x}\right)^2$$



$$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-/\tau^+\tau^- : \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left(1+x^2\right)$$



$$\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \gamma\gamma : \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left(\frac{1+x^2}{1-x}\right)^2$$



mit $x = \cos\vartheta$.

Parametrisierung der gemessenen Spuren

Zentrale Spurkammern

Die in den Zentralen Spurkammern gemessenen Spuren werden bei der Rekonstruktion durch die folgenden Gleichungen parametrisiert:

$$
\begin{aligned}
&x(t) = \rho(\sin(t+\varphi) - \sin\varphi) + d_{\mathrm{ca}} \sin\varphi, t \in \mathbb{R} \\
&y(t) = -\rho(\cos(t+\varphi) - \cos\varphi) - d_{\mathrm{ca}} \cos\varphi \\
&z(t) z_0 + \rho \frac{t}{\tan\vartheta}.
\end{aligned}
$$

Vordere Spurkammern

Die in den Vorderen Spurkammern gemessenen Spuren werden bei der Rekonstruktion durch die folgenden Gleichungen parametrisiert:

$$
\begin{aligned}
\phi &= \arctan \frac{\sin\phi_0 - \kappa X_0}{\cos\phi_0 + \kappa Y_0} \\
X_{\mathrm{dca}} &= X_0 + \rho\left(\sin\phi - sin\phi_0\right) \\
Y_{\mathrm{dca}} &= Y_0 + \rho\left(\cos\phi - cos\phi_0\right) \\
Z_0 &= Z_0 + \rho \frac{\phi - \rho_0}{\tan\vartheta}.
\end{aligned}
$$

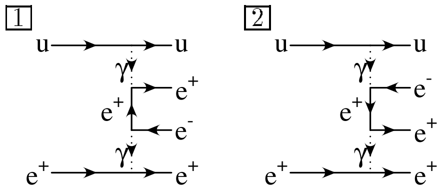
Zwei-Photon-Graphen

In diesem Abschnitt wird die Aufstellung des vollständigen Matrixelements für den Prozeß ep $\to$ eXe$^+$e$^-$ vorgenommen. Zunächst ist dabei zu unterscheiden zwischen dem elastischen ($\mathrm{X = p, M_X = M}$) und dem inelastischen ($\mathrm{X \neq p, M_X > M}$) Fall, welche völlig getrennt, wenngleich in einem sehr ähnlichem Formalismus, behandelt werden können. In den folgenden Beispielen kann u beliebig durch ein mit Formfaktoren (Abschn. 5.1) beschriebenes Proton ersetzt werden. Die Beschreibung des Protons durch seinen Quarkinhalt ist bisher nur für große Impulsüberträge am Quarkvertex bekannt und daher in diesen Fällen irrelevant.

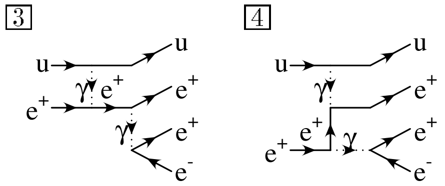
Amplituden

Ausgehend von der QED erhält man sechs Graphen, die wie folgt benannt werden.

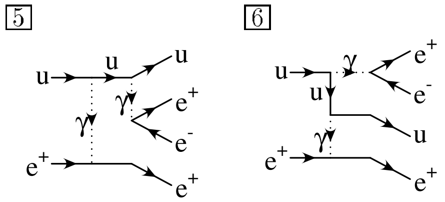
Bethe-Heitler- (oder Gamma-Gamma-) Graphen



Cabibbo-Parisi-Graphen



Drell-Yan- / Proton-Cabibbo-Parisi-Graphen



Es sei schon hier darauf hingewiesen, daß in der elektroschwachen Theorie jedes Photon (γ) durch ein neutrales Eichboson $\mathrm{Z^0}$ ersetzt werden kann. Das führt auf die Gesamtzahl von 24 Graphen innerhalb des Standardmodells.

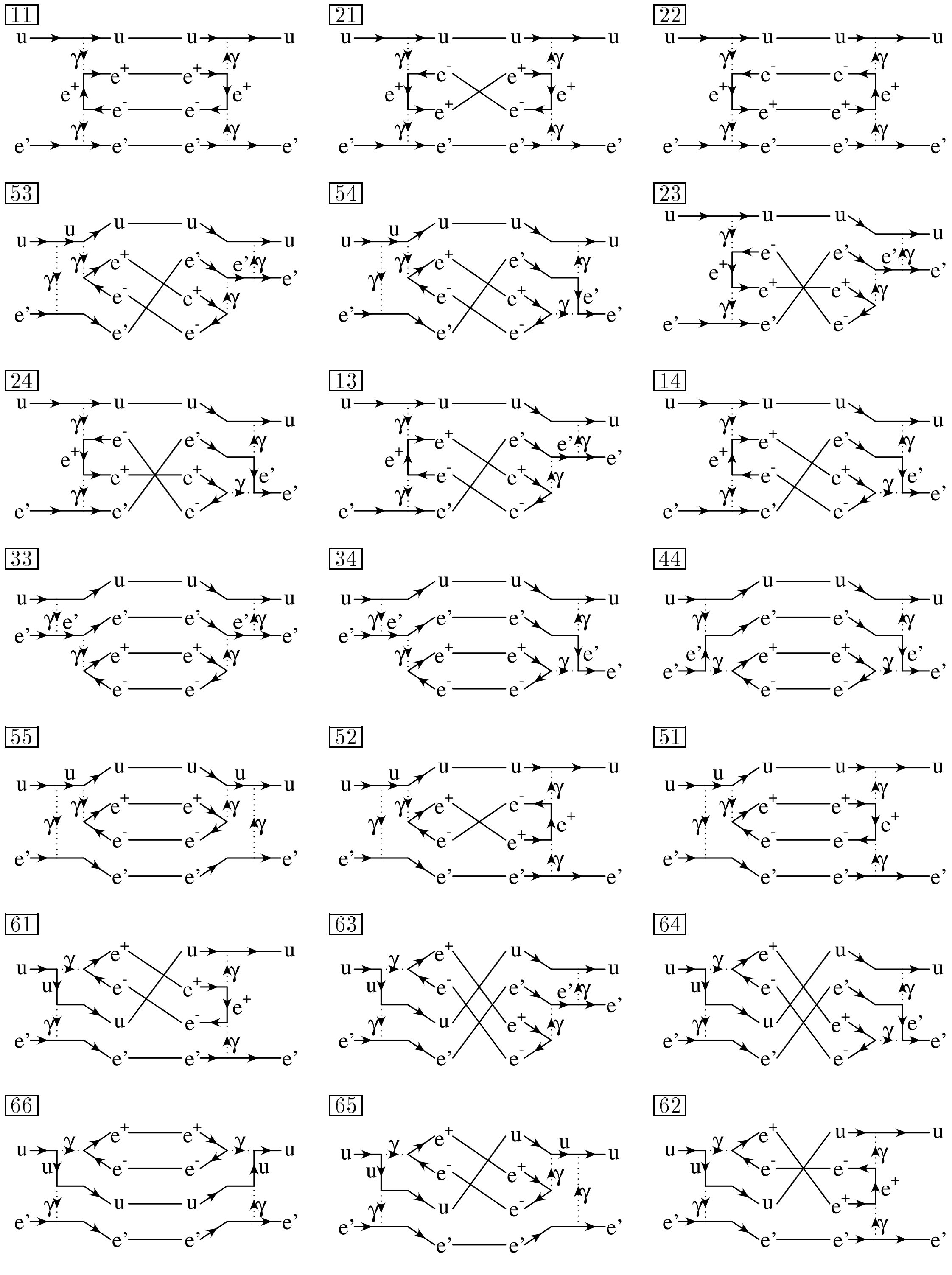
Matrixelemente

Bei der Graphen-Darstellung der Matrixelemente der Art AB^* wird auf die konjugierte Form BA^* verzichtet.

Die folgenden Abbildungen enthalten die Graphen der Matrixelemente für den Zwei-Photon-Prozeß unter Berücksichtigung des Austausches identischer Teilchen (e $\leftrightarrow$ e) im Endzustand. Das gestreute Elektron e$'$ wird technisch so behandelt als sei es ein anderes Lepton, das nicht mit den paarweise erzeugten Leptonen austauschbar ist.

Erläuterungen zur Notation der automatisch [Boo95; Bai95] generierten Graphen:

- u Protonlinie, das heißt kohärent gestreutes Proton, oder Quarklinie im Falle von unkohärenter Streuung der Partonen
- e$^\pm$ erzeugtes Leptonpaar, typischerweise Myonen oder Elektron/Positron
- e$^+$ gestreutes Lepton, bei HERA Elektron oder Positron



Die Anzahl dieser 21 Graphen verdoppelt sich, wenn der Austausch zwischen den identischen Teilchen e′ und e^+ oder e^- berücksichtigt wird.

Nimmt man die Möglichkeit, mindestens ein γ durch ein Z^0 zu ersetzen, hinzu, so erhält man aus den 24 im vorigen Absatz erwähnten Graphen 600 Kombinationsmöglichkeiten, die bei Austausch identischen Teilchen e noch einmal auf 1200 zu verdoppeln sind. Von diesen unterscheiden sich topologisch jedoch nur 672 wirklich.

Konfidenzintervalle bei kleinen Ereigniszahlen

Für die Berechnung eines Wirkungsquerschnittes in einem Bereich, wo Signal und Untergrund nicht zu trennen sind, geht man von zwei Zählwerten, gemessene Ereignisse n_0 und erwartete Untergrundereignisse n_U, möglicherweise normiert auf gleiche Luminosität, aus. Um diese Messung (n_0) im Zusammenhang mit der Vorhersage (n_U) statistisch auszuwerten, muß man die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Werte n_0 und n_U, sowie ihrer Differenz $n_\mathrm{S} = n_0 - n_\mathrm{U}$ berücksichtigen. Sind diese Werte groß, dann können ihre Verteilungen gut durch Normalverteilungen angenähert werden. Daraus kann der Erwartungswert mit einem (symmetrischen) statistischen Fehler berechnet werden.

Bei kleinen Ereigniszahlen hingegen, insbesondere wenn $n_\mathrm{S} \lesssim n_\mathrm{U}$, wird die Frage, ob denn überhaupt ein Signal sichtbar oder meßbar ist, besser Rechnung getragen, indem Konfidenzintervalle, ausgehend von den Hypothesen „kein Signal" ($n_\mathrm{S} = 0$) oder „Signal" ($n_\mathrm{S} > 0$), angegeben werden. Die Wahrscheinlichkeit, mit der die jeweiligen Hypothesen in einer genügend hohen Anzahl desselben Experimenten realisiert würden, ist die Vertrauensgrenze (engl.: *confidence limit or level*, C.L.). Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Variablen n_U und n_S werden durch Poisson-Verteilungen mit den Mittelwerten μ_U und μ_S

$$P\binom{n}{\mu} = e^{-\mu}\frac{\mu^n}{n!},$$

modellisiert.

Obergrenze

Angenommen es werden für n_U erwartetete (Untergrund-)Ereignisse im Experiment n_0 beobachtet, und der Erwartungswert μ_U für die Anzahl n_U sei genügend genau bestimmt. Dann sei die Hypothese, daß die Anzahl n_S der Signalereignisse den Erwartungswert $\mu_\mathrm{S} = N$ hat. Dann erwartet man im Mittel insgesamt $\mu_\mathrm{U}+N$ Ereignisse und kann die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß unter der Hypothese $\mu_\mathrm{S} = N$ höchstens n_0 Ereignisse beobachtet werden:

$$P\binom{n \le n_0}{\mu_\mathrm{U}+N} = e^{-\mu_\mathrm{U}-N}\sum_{n=0}^{n_0}\frac{(\mu_\mathrm{U}+N)^n}{n!}.$$

Man möchte aber die Möglichkeit, daß der Überschuß über μ_U durch statistische Fluktuationen von n_U zustandekommt, auch mit in Betracht ziehen. Daher wird die bedingte Wahrscheinlichkeit unter der Bedingung, daß außerdem $n_\mathrm{U} \le \mu_\mathrm{U}$ ist, nach Bayes (s. z. B. [Bre84]) zu

$$P\left(\begin{matrix} n \le n_0 \\ \mu_\mathrm{U}+N \end{matrix}\,\middle|\,\begin{matrix} n_\mathrm{U} \le n_0 \\ \mu_\mathrm{U} \end{matrix}\right) = \frac{P\left(\binom{n\le n_0}{\mu_\mathrm{U}+N} \cap \binom{n_\mathrm{U}\le n_0}{\mu_\mathrm{U}}\right)}{P\binom{n\le n_0}{\mu_\mathrm{U}}} = \frac{P\binom{n\le n_0}{\mu_\mathrm{U}+N}}{P\binom{n\le n_0}{\mu_\mathrm{U}}} = \frac{\mathrm{e}^{-N}\displaystyle\sum_{n=0}^{n_0}\frac{(\mu_\mathrm{U}+N)^n}{n!}}{\displaystyle\sum_{n=0}^{n_0}\frac{{\mu_\mathrm{U}}^n}{n!}}$$

berechnet. Das ist sozusagen die Wahrscheinlichkeit, dafür, daß das Meßergebnis $n \le n_0$ für die Hypothese $\mu_\mathrm{S} = N$ stattfindet. Das ist in Abb. 177 anschaulich durch die Verteilungsfunktion und deren Integral für $n \le n_0$ dargestellt. Sie nimmt mit zunehmendem N ab. Sinkt sie unter einen Wert $1-\kappa$ (mit Konfidenz- oder Vertrauenswert $\kappa \approx 1$), so ist die Hypothese zu verwerfen. Für ein festes κ berechnet man daher die Obergrenze N aus

$$N = -\ln(1-\kappa) - \ln\sum_{n=0}^{n_0}\frac{{\mu_\mathrm{U}}^n}{n!} + \ln\sum_{n=0}^{n_0}\frac{(\mu_\mathrm{U}+N)^n}{n!} = \hat{f}(N).$$

Diese Abbildung $\hat{f}(N)$ ist lipschitzbeschränkt und kontrahierend, sodaß also unter Anwendung des Banachschen Fixpunktsatzes (s. z. B. [Rei80]) die Lösung durch Iteration

$$\lim_{n\to\infty} N_i, \text{ mit } N_{i+1} = \hat{f}(N_i)$$

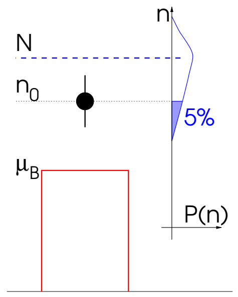


Abbildung 177:
Darstellung von Untergrund, Messung und (oberem) Grenzwert mit Vertrauensniveau 5%

gefunden wird.

Untergrenze

Die Argumentation für einen unteren Grenzwert verläuft ähnlich. Je kleiner $N = \mu_S$ angenommen wird, desto wahrscheinlicher wird es, daß eine Messung diese Hypothese widerlegt — vorausgesetzt, die Anzahl n_U der Untergrundereignisse übersteigt nicht deren Erwartungswert μ_U. Diese Situation zeigt Abb. 178. Diesmal gilt es also, die bedingte Wahrscheinlichkeit

$$P\left(\begin{matrix} n < n_0 \\ \mu_U + N \end{matrix} \middle| \begin{matrix} n_U \le n_0 \\ \mu_U \end{matrix}\right) = \frac{P\left(\begin{smallmatrix} n<n_0 \\ \mu_U+N \end{smallmatrix} \cap \begin{smallmatrix} n_U \le n_0 \\ \mu_U \end{smallmatrix}\right)}{P\left(\begin{smallmatrix} n \le n_0 \\ \mu_U+N \end{smallmatrix}\right)} = \frac{P\left(\begin{smallmatrix} n<n_0 \\ \mu_U+N \end{smallmatrix}\right)}{P\left(\begin{smallmatrix} n \le n_0 \\ \mu_U+N \end{smallmatrix}\right)} = \frac{\mathrm{e}^{-N} \sum\limits_{n=0}^{n_0} \dfrac{(\mu_U + N)^n}{n!}}{\sum\limits_{n=0}^{n_0} \dfrac{{\mu_U}^n}{n!}}$$

zu berechnen. Und das führt in gleicher Weise auf die Iterationsgleichung

$$N = -\ln\kappa - \ln \sum_{n=0}^{n_0} \frac{{\mu_U}^n}{n!} + \ln \sum_{n=0}^{n_0 - 1} \frac{(\mu_U + N)^n}{n!} = \check{f}(N).$$

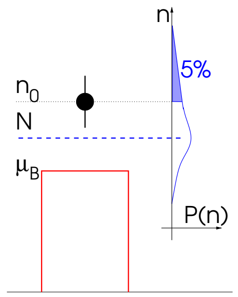


Abbildung 178:
Darstellung von Untergrund, Messung und (unterem) Grenzwert mit Vertrauensniveau 5%

Formelzeichen

$\bullet$	Symbol für Größen, die sich auf das Schwerpunktsystem beziehen
μ, ν	LORENTZ-Indizes
φ	Radialwinkel
η	($\approx Y$) Pseudorapidität
ϑ	Polarwinkel, $\vartheta = 0$ entspricht der Proton- oder $+z$-Richtung.
E	Energie
$f_{\mathrm{a/b}}(x)$	Partonstrukturfunktion für ein Parton a in einem Teilchen b: Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Parton a (mit Impulsbruchteil x) vom Teilchen b abgegeben wird.
$\vert\mathrm{f}\rangle$	quantenmechanischer Endzustandsvektor i. ü. S. Symbol für die Menge aller Teilchen des Endzustands
$\vert\mathrm{i}\rangle$	quantenmechanischer Anfangszustandsvektor, i. ü. S. Symbol für die Menge aller Teilchen des Anfangszustands
k^{μ}, k'^{μ}	Viererimpuls von Positron und gestreutem Positron
ℓ	Lepton ($\ell \in \{\mathrm{e}, \mu, \tau\}$)
$\mathbb{N}$	Menge der natürlichen Zahlen, $\{1, 2, 3, \ldots\}$
Q^2	Impulsübertrag vom Elektron
$\mathbb{R}$	Menge der reellen Zahlen
Y	Rapidität

Allgemeines Nachweiskriterium

Diese Seite ist eine aktualisierte Fassung einer alten Aufstellung [Hof93]. Um abzuschätzen, ob ein beliebiges Teilchen mit der Lebensdauer τ und der Masse m in einem Detektor in der Entfernung d nachgewiesen wird oder vorher zerfällt, wird die zurückggelegte mittlere Weglänge bis zum Zerfall zu

$$s = \frac{\tau E}{mc} = c\tau\gamma$$

berechnet in einem Bezugssystem, in dem das Teilchen relativistisch ist, also eine Energie $E \gg mc^2$ hat. Ein Detektor hat üblicherweise eine Ausdehnung von 0,1 ... 10 m um den Wechselwirkungspunkt herum

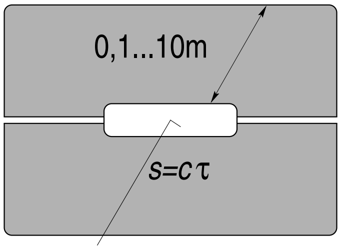


Abbildung 179:
Schema für die Berechnung der Größenordnungen in einem Detektor üblicher Größe. Das sensitive Detektormaterial dehnt sich von 0,1 ... 10 m um den Wechselwirkungspunkt aus. Im Beispiel sind die beiden Extreme zweier Teilchen gezeigt, von denen eines in der Wechselwirkungszone (Strahlrohr) noch vor einem möglichen Eintritt in den Detektor zerfällt, und das andere den Detektor vollständig durchquert.

(Abb. 179). Daher ergibt sich in der $(m;\tau)$-Ebene eine Trenngerade mit dem Schwellwert

$$\tau(m) = m\frac{sc}{E} \approx m\frac{3 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{s}}{\mathrm{GeV}/\mathrm{c}^2}$$

in Abhängigkeit von der Ruhemasse eines Teilchens für eine mittlere Energie von 1 GeV und 1 m Detektorentfernung. Das Ergebnis ist in Abb. 180 dargestellt und dort erläutert. Man beachte, daß die Skalen logarithmisch sind!

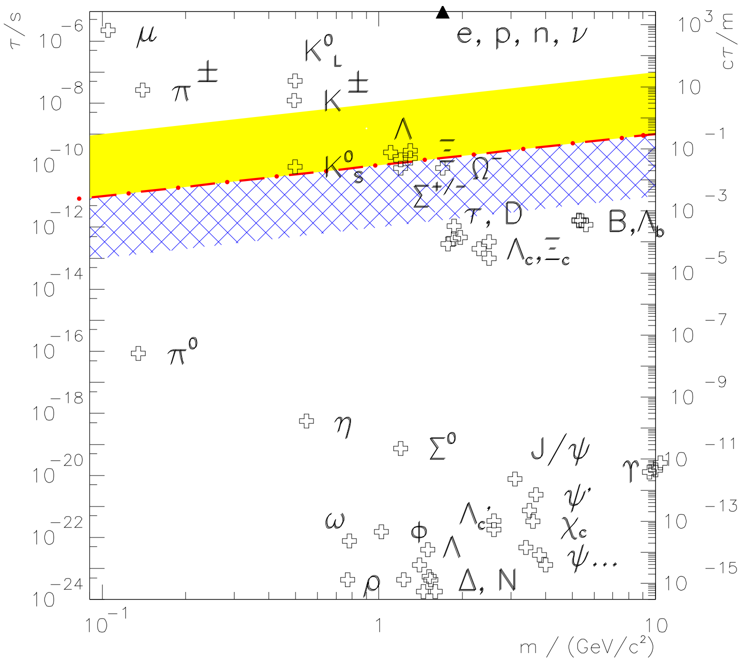


Abbildung 180:
Ergebnis der Abschätzung zum Nachweis von Teilchen in der $(m;\tau)$-Ebene: Teilchen oberhalb der Strichpunkt-Trennlinie werden sicher im Detektor nachgewiesen, unterhalb zerfallen sie üblicherweise. Der schattierte Bereich oberhalb der Linie stellt die Spanne der Detektordimensionen dar, während der untere Bereich die "Erreichbarkeit" des Detektors bei einer Erhöhung der individuellen Teilchenenergie um zwei Größenordnungen darstellt.

Erwartungsgemäß befinden sich die "natürlichen" Teilchen, Elektron, Proton und Neutron weit außerhalb über der Grafik. Im Mittel ohne zu zerfallen werden auch Myonen und geladene Pionen sowie Kaonen nachgewiesen. Es ist zu beachten, daß letztere auch in Myonen zerfallen.
Alle übrigen Resonanzen sowie das τ-Lepton zerfallen vor einem möglichen Nachweis im Detektor.

Quellenverzeichnis

[Aar90] P. A. Aarnio et al., *Fluka user's guide,* Technical Report TIS-RP-190, CERN (1987, 1990)

[Abe99] T. Abe, J. Fujimoto, T. Ishikawa, K. Kato, Y. Kurihara, T. Watanabe, *GRAPE-Dilepton (version 1.0), A Generator for Dilepton Production in ep Collisions,* to appear in the proceedings of the HERA-MC Workshop 1998/99

[Abt93] Iris Abt, *Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce* ep *events for H1,* H1 internal note H1–05/93–290 (1993)

[ADI91] Analog Devices Inc., *ADSP-21020 User's Manual,* AD DSP division, Norwood MA (1991)

[Agr92] Jyoti Agrawal, Paul. H. Frampton, Daniel Ng, *Dilepton Production in* e^-p *and* e^+e^- *Colliders,* Nuclear Physics **B 386**, 267 ff. (1992), Preprint `hep-ph/9206244`

[Akh91] A. Akhundov, D. Yu. Bardin, N. D. Gagunashvili, S. P. Baranov, A. A. Shikanyan, *TRIDENT — A Generator for Lepton Pair Production,* Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", vol. 3, 1483–1487 (1991)

[Alb66] W. Albrecht, H. J. Behrend, F. W. Brasse, W. Flauger, H. Hultschig, K. G. Steffen, *Elastic Electron-Proton Scattering at Momentum Transfers up to 245* F^{-2}, Physical Review Letters **17**, 1192–1195 (1966)

[Alb67] W. Albrecht, H. J. Behrend, H. Dorner, W. Flauger, H. Hultschig, *Some recent Measurements of Proton Form Factors,* Physical Review Letters **18**, 1014–1015 (1967)

[ALEPH99] ALEPH Collaboration, R. Barate et al., *Study of fermion pair production in* e^+e^- *Collisions at 130–183* GeV, Preprint CERN-EP/99-042 (1999), submitted to The European Physical Journal **C**

[And93a] The H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *Electron identification in H1 lAr Calorimeters,* H1 internal note H1–10/93–266 (1993), published in Proceedings of the 3rd International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Italy (1992)

[And93b] The H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *The H1 Liquid Argon Calorimeter System,* Preprint DESY 93-078, Nuclear Instruments and Methods **A 336**, 460-498 (1993)

[And93c] The H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations* Preprint DESY 93-047, Nuclear Instruments and Methods **A 336**, 499–509 (1993)

[And94] The H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons,* Nuclear Instruments and Methods **A 350**, 57–72 (1994)

[And96] Vladimir Andreev, *Acceptance Determination of Electron Tagger (ET44) in 1995,* H1 internal note H1–10/96–493 (1996)

[ANSI88] American National Standards Institute, *The C programming language,* (1988)

[Ark98] C. Kiesling, R. Richter, A. Wegner, M. Janata, I. Kacl, J. Stastny, J. Hladky, G. Noyes, B. Haynes, K. Daum, M. Kausch, V. Arkadov, D. Eckstein, A. Glazov, H. Henschel, M. Klein, P. Kostka, R. Lahmann, W. Lange, H. Lippold, J. Meißner, T. Naumann, M. Winde *Proposal to complement the H1 BST with* ϕ*-Strip Detectors,* DESY-PRC 98-01 H1 internal note H1–01/98–534 (1998)

[Art91] N. Arteaga-Romero, Christian Carimalo, Paul Kessler, *High-*$p_\perp$ *lepton pair production at ep colliders: Comparison between various production mechanisms,* Preprint LPC 90 50 (Collège de France), Auszug veröffentlicht in Zeitschrift für Physik **C 52**, 289–295 (1991)

[Aub74] Jean-Jacques Aubert et al., *Experimental observation of a heavy particle J,* Physical Review **8**, 214 (1974)

[Aug74] Jean-Eudes Augustin et al., *Discovery of a narrow resonance in* e^+-e^- *annihilation,* Physical Review Letters **33**, 1404 (1974)

[Bac72] C. Bacci et al., *Gamma-gamma interaction processes at Adone* e^+e^- *storage ring. Measurement of the reaction* $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$,Lettere al Nouvo Cimento **3**, 709–714 (1972)

[Bai95] P. A. Baikov et al., *Physical Results by means of CompHEP,* in Proc.of X. Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP-95), edited by B. Levtchenko, V. Savrin, Moscow, 1996, p.101, Preprint `hep-ph/9701412`

[Ban97] Elżbieta Banaś, Antoine Ducorps, *L2TTMON, Monitoring program for L2 Topological Trigger in H1 experiment,* H1 internal note H1–06/97–521 (1997)

[Bar74] G. Barbiellini et al., *Muon pair production by photon-photon interactions in* e^+e^- *storage rings,* Physical Review Letters **32**, 385–388 (1974)

[Bar66] W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. M. McElroy, U. Meyer-Berkhout, R. J. Morrison, H. Nguyen-Ngoc, W. Schmidt, G. Weber, *Small-Angle Electron-Proton Elastic-Scattering Cross Sections for Squared Momentum Transfers between 10 and 105* F^{-2}, Physical Review Letters **17**, 608–611 (1966)

[Bar91a] S. Baranov, Olaf Dünger, H. Shooshtari, J. A. M. Vermaseren, *LPair: a generator for lepton pair production,* Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", vol. 3, 1478–1482 (1991); eine aktuelle Version (7. Mai 1999) des Artikels und der Bedienungsanleitung ist unter [WWW02] zu finden.

[Bar91b] Elisabetta Barbiero, Bob van Eijk, Zbigniew Wąs, *Photos — a universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays,* Computer Physics Communications **66**, 115–128 (1991)

[Bar93] Elisabetta Barbiero, Zbigniew Wąs, *PHOTOS — A universal Monte Carlo for QED radiative corrections: version 2.0,* Preprint CERN-TH.7033/93 (1993)

[Bar96] Desmond P. Barber, *Electron and Proton Spin Polarisation in Storage Rings,* DESY Contributions to the 15th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop: "Quantum Aspects of Beam Physics", Monterey (1998), Preprint DESY 98-096

[Bas93] Ursula Baßler, *L'etat final hadronique,* Thèse Université Pierre et Marie Curie, Paris VI (mai 1993)

[Bat70] G. Bathow, E. Freytag, M. Köbberling, K. Tesch, R. Kajikawa, *Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminum at 6* GeV, Nuclear Physics **B 20**, 592–602 (1970)

[Bau78] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie, F. M. Pipkin, *The hadronich properties of the photon in high-energy interactions,* Review of Modern Physics , 50.261 (1978) und erratum ibidem **51** 407 (1979)

[Bau94] J.-P. Baud, F. Cane, F. Hassine, F. Hemmer, G. Lee, L. Robertson, B. Segal, A. Trannoy, *An overview of the CORE Computing Services,* CERN-UCO/93/157, Version 1.3 (November 1994)

[Baw93] A. C. Bawa, K. Charchula, W. J. Stirling, *Photoproduction of large-mass lepton pairs at HERA as a probe of the small* x *structure of the proton,* Physics Letters **B 313**, 461-468 (1993), Preprint `hep-ph/9307340`

[BCDMS82] BCDMS (Bologna, CERN, Dubna, München, Saclay) Collaboration, D. Bollini et al., *Muon pairs and upper limit for Upsilon production by 280* GeV*muons,* Nuclear Physics **B 199**, 27–35 (1982)

[Bec96] Hanspeter Beck, *Principles and Operation of the* z*-Vertex Trigger,* H1 internal note H1–05/96–479 (1996)

[Bei93] C. Beigbeder, D. Breton, *H1 PQZP System (parallel quickbus zero-suppression processor),* H1 internal note H1–02/93–269 (1993)

[Bei98] C. Beigbeder, R. Bernier, J.-C. Bizot, D. Breton, A. Ducorps, M. Jacquet, D. Hoffmann, E. Banaś, L. Goerlich, J. Martyniak, S. Mikocki, G. Nowak, *Level 2 Topological Trigger (L2TT) Hardware,* H1 internal note H1–07/98–547 (1998)

[Ber81] L. Berger, D. Jones, *Inelastic photoproduction of* J/ψ *and* Υ *by gluons,* Physical Review **D 23**, 1521–1530 (1981)

[Ber63] K. Berkelman, M. Feldman, R. M. Littauer, G. Rouse, R. R. Wilson, *Electron-Proton Scattering at High-Momentum Transfer,* Physical Review **130**, 2061–2068 (1963)

[Ber99] Christoph Berger, Patrick Kandel, *A new Generator for Wide Angle Bremsstrahlung,* in Proceedings of the HERA-MC Workshop 1998/99, DESY-PROC-1999-02

[BES98] J. Z. Bai et al., BES Collaboration, *Determination of* J/ψ *Leptonic Branching Fraction,* Preprint `hep-ex/9806012` (1998)

[Bet33] H. Bethe, *Quantenmechanik der Ein- und Zwei-Elektronenprobleme,* in Handbuch der Physik, red. A. Smekal, Band XXIV, 2. Teil, Ziff. 55–56, S. 515–523, Verlag Julius Springer, Berlin (1933)

[Bet34] W. Bethe, W. Heitler, *On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons,* Proceedings of the Royal Society **A 146**, 83–112 (1934)

[Bha35] H. J. Bhabha, *The Scattering of Positrons by Electrons with Exchange on Dirac's Theory of the Positron,* Proceedings of the Royal Society London, **A 154**, 195–206 (1935)

[Bir58] R. D. Birkhoff, *The Passage of Fast Electrons through Matter,* in [Flu58], Bd. XXXIV, 53–138

[Biz91] J.-C. Bizot, D. Breton, C. Beigbeder, M. Bouchel, A. Ducorps, S. Mikocki, *Proposal for a topological level 2 trigger,* H1 internal note H1–09/91–181 (1991)

[Biz92a] J.-C. Bizot, G. Nowak, J. Turnau, *Status of simulation for a topological level 2 trigger,* H1 internal note H1–09/92–212 (1992)

[Biz92b] J.-C. Bizot, G. Nowak, J. Turnau, *Hardware study for a topological level 2 trigger,* H1 internal note H1–02/92–240 (1992)

[Biz98a] J.-C. Bizot, M. Jacquet, L. Goerlich, J. Martyniak, S. Mikocki, G. Nowak, D. Hoffmann, *SpaCal-based L2TT trigger elements,* H1 internal note H1–04/98–538 (1998)

[Biz98b] J.-C. Bizot, M. Jacquet, L. Goerlich, J. Martyniak, S. Mikocki, G. Nowak, D. Hoffmann, G. Tsipolitis, *L2TT trigger element with a digital μ,* H1 internal note H1–07/98–548 (1998)

[Biz98c] J.-C. Bizot, M. Jacquet, L. Goerlich, J. Martyniak, S. Mikocki, G. Nowak, D. Hoffmann, D. Schmidt, *Inelastic J/ψ L2TT trigger element,* H1 internal note H1–10/98–553 (1998)

[Biz99] J.-C. Bizot, M. Jacquet, L. Goerlich, J. Martyniak, S. Mikocki, G. Nowak, D. Hoffmann, *Pure LAr calorimeter L2TT trigger elements,* H1 internal note H1–07/99–574 (1999)

[Bjo69] J. D. Bjorken, E. A. Paschos, *Inelastic Electron-Proton and γ-Proton Scattering and the Structure of the Nucleon,* Physical Review **185**, 1975–1982 (1969)

[Blo69] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L. W. Mo, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. I. Friedmann, G. C. Hartmann, H. W. Kendall, *High-Energy Inelastic ep Scattering at 6° and 10°,* Physical Review Letters **23**, 930–934 (1969)

[Blo88] Volker Blobel, BOS, Interner Bericht DESY-R1 88-01 (Januar 1988) sowie aktualisierte Fassung [WWW04]

[Blo92] Volker Blobel, *Tutorial on track parameters and errors,* unpublished (1992)

[Blo98] Volker Blobel, Erich Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse,* ISBN 3-519-03243-0, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, Leipzig (1998)

[Blo99] J. C. R. Bloch, C. D. Roberts, S. M. Schmidt, A. Bender, M. R. Frank, *Nucleon form factors and a nonpointlike diquark,* Preprint `nucl-th/9907120` (1999)

[Bod73] A. Bodek, M. Breidenbach, D. L. Dubin, J. E. Elias, J. I. Friedman, H. W. Kendall, J. S. Poucher, E. M. Riordan, M. R. Sogard, D. H. Coward *Comparisons of Deep-Inelastic ep and en Cross Sections,* Physical Review Letters **30**, 1087–1091 (1973)

[Bod79] A. Bodek, M. Breidenbach, D. L. Dubin, J. E. Elias, J. I. Friedman, H. W. Kendall, J. S. Poucher, E. M. Riordan, M. R. Sogard, D. H. Coward, D. J. Sherden, *Experimental studies of the neutron and proton electromagnetic structure functions,* Physical Review **D 20**, 1471–1552 (1979)

[Boo95] E. E. Boos, M. N. Dubinin, V. A. Ilyin, A. E. Pukhov, V. I. Savrin, Preprint `hep-ph/9503280`

[Bor33] Max Born, *Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie,* Nachdruck der 3. Auflage 1985, ISBN 3-540-05954-7, Julius Springer Berlin (1933)

[Bor75] F. Borkowski, G. G. Simon, V. H. Walter, R. D. Wendling, *Electromagnetic Form Factors of the Proton at Low Four-Momentum Transfer (II),* Nuclear Physics **B 93**, 461–478 (1975)

[Bor92] Kerstin Borras, *Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon-Kalorimeters im H1-Detektor* Dissertation Universität Dortmund (Juli 1992)

[Bra76] F. W. Brasse, W. Flaugher, J. Gayler, S. P. Goel, R. Haidan, M. Merkwitz, H. Wriedt, *Parametrization of the q^2 Dependence of $\gamma_{\rm v}$p Total Cross Sections in the Resonance Region,* Nuclear Physics **B 110**, 413-433 (1976)

[Bra92] Siegmund Brandt, *Datenanalyse mit statistischen Methoden und Computerprogrammen,* ISBN 3-411-03200-6, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim (1992)

[Bre69] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L. W. Mo, R. E. Taylor, *Observed Behaviour of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering,* Physical Review Letters **23**, 935–939 (1969)

[Bre84] Pierre Brémaud, *Introduction aux Probabilités,* ISBN 3-540-13612-6, Springer-Verlag (1984)

[Bro94] S. J. Brodsky, L. Frankfurt, J. F. Gunion, A. H. Mueller, M. Strikman, *Diffractive leptoproduction of vector mesons in QCD,* Physical Review **D 50**, 3134–3144 (1994)

[Bru99] W. Brückner, A. Bunyatyan, V. Dodonov, V. Efremenko, D. M Jansen, R. Kutuev, L. Lytkin, V. Nagovitsyn, T. Nunnemann, B. Povh, S. Tchetchelnitski, *Upgrade of the H1 Forward Neutron Calorimeter,* H1 internal note H1–11/99–578 (1999)

[Bud73] R. Budny, *Effects of neutral weak currents in annihilation,* Physics Letters **B 45**, 340–344 (1973)

[Bud74] R. Budny, *Detailed W^0 effects in* $e^+e^- \to e^+e^-$, Physics Letters **B 55**, 227–230 (1975)

[Bud75] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, V. G. Serbo, *The Two-Photon Particle Production Mechanism: Physical Problems. Applications. Equivalent Photon Approximation.* Physical Review **C 15**, 181–282 (1975)

[Bul67] Roland Bulirsch, Josef Stoer, *Numerical Quadrature by Extrapolation,* Numerische Mathematik **9**, 271–278 (1967)

[CAS85] CERN Accelerator School, *Advanced Accelerator Physics,* The Queen's College, Oxford, England (1985)

[Car74] C. Carimalo, G. Cochard, P. Kessler, J. Parisi, R. Roehner, *Nuclei as generators of quasireal photons: Testing an equivalent-photon method for calculating invariant-mass spectra,* Physical Review **D 10**, 1561–1575 (1974)

[Car95] Tancredi Carli, Thomas Jansen, Christian Kiesling, Jobst H. Köhne, Hartmut Rick, Karsten Rueter, *Performance of the H1 LAr Trigger in 1994,* H1 internal note H1–07/95–445 (1995)

[CDF95.1] CDF Collaboration (S. Abachi et al.), *Limits on the anomalous* $\mathrm{ZZ}\gamma$ *and* $\mathrm{Z}\gamma\gamma$ *Couplings in* $\mathrm{p\bar{p}}$ *Collisions at* $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Physical Review Letters **75**, 1029–1033 (1995)

[CDF95.2] CDF Collaboration (F. Abe et al.), Υ *Production in* $\mathrm{p\bar{p}}$ *Collisions at* $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Physical Review Letters **75**, 4358–4363 (1995), Preprint FERMILAB-PUB-95/271-E

[Cer37] P. A. Čerenkov, *Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light,* Physical Review **52**, 378–379 (1937)

[Cha94] K. Charchula, G. A. Schuler, H. Spiesberger, *Combined QED and QCD Radiative Effects in Deep Inelastic Lepton-Proton Scattering: The Monte Carlo Generator DJANGO6,* Computer Physics Communications **81**, 381–402 (1994)

[Che62] Geoffrey F. Chew, Steven C. Frautschi, *Regge trajectories and the principle of maximum strength for strong interactions,* Physical Review Letters **8**, 41–44 (1962)

[Che66] K. W. Chen, J. R. Dunning jr., A. A. Cone, N. F. Ramsey, J. K. Walker, Richard Wilson, *Measurement of Proton Electromagnetic Form Factors at High Momentum Transfers,* Physical Review **141**, 1267–1285 (1966)

[Che98] Elliot Cheu, Teresa Embry, John Rutherford, Richard Wigmans, Proceedings of the 7th International Conference on *Calorimetry in High Energy Physics,* ISBN 981-02-3400-7, World Scientific, Singapore (1998)

[Chi77] W. Chinowsky, *Psionic Matter,* Annual Reviews of Nuclear Science **27**, 393-464 (1977)

[Cho70] G. F. Cho, J. J. Sakurai, Physical Review **D 2**, 517 (1970)

[CLEO94] CLEO Collaboration, F. Butler et al., *Analysis of hadronic transitions in* $\Upsilon(3\mathrm{S})$ *decays,* Physical Review **D 49**, 40–57 (1994)

[CLEO98] CLEO Collaboration, J. P. Alexander et al., *The hadronic transitions* $\Upsilon(2\mathrm{S}) \rightarrow \Upsilon(1\mathrm{S})$, Preprint `hep-ph/9802024`, CLNS 98/1540 (1998)

[CLEO99] CLEO Collaboration, S. Glenn et al., Υ *dipion transitions at energies near the* $\Upsilon(4\mathrm{S})$, Preprint `hep-ex/9908008`, CLNS 98/1576 (1999)

[Coh88] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, Gilbert Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes,* ISBN 2-7296-0157-0, InterEditions, Paris (1988)

[Col77] P. D. B. Collins, *Introduction to Regge theory and high energy physics,* ISBN 0-512-21245-6, Cambridge University Press (1977)

[Con94] Alain Connes, *Noncommutative Geometry,* ISBN 0-12-185860-X, Academic Press, Inc., San Diego CA (1994)

[Coo82] R. L. Cool, K. Goulianos, S. L. Segler, H. Sticker, S. N. White, *Charged multiplicites of high-mass diffractive* $\pi^{\pm}$, $\mathrm{K}^{\pm}$ *and* $\mathrm{p}^{\pm}$ *states,* Physical Review Letters **48**, 1451–1457 (1982)

[Cor96] F. Cornet, R. Graciani, J. I. Illana, *Bounds on the* $\mathrm{Z}\gamma\gamma$ *couplings from HERA,* in: *Future Physics at HERA,* Proceedings of the workshop 1995/96, ed. Ingelmann, De Roeck, Klanner, 208–218 (1996)

[Cou91] André Courau, Smaïn Kermiche, Tancredi Carli, Paul Kessler, *Quasi-real QED Compton Monte Carlo for HERA,* Proceedings of the workshop Physics at HERA, 902–915 (October 1991)

[Cou96] Hans-Christian Schultz-Coulon, *Untersuchung von 4-Fermion-Ereignissen mit hoher Multiplizität am* $\mathrm{e^+e^-}$*-Speicherring LEP,* Dissertation Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg im Breisgau (September 1996)

[Cre83] Michael Creutz, *Quarks, gluons and lattices,* ISBN 0-521-24405-6, Cambridge University Press (1983)

[Cus92] Priscilla B. Cushman, *Electromagnetic and Hadronic Calorimeters,* in [Sau92]

[Dag96] S. Dagoret-Campagne, E. Lebreton, G. Farrache, Y. Fouilhe, W. Wojcik, J. Furet, *Feasability study for re-processing the H1 data on the IN2P3 computer farm,* H1 internal note H1–09/96–491, LPNHE–96–07 (1996)

[Don92] A. Donnachie, P. V. Landshoff, *Total cross sections,* Physics Letters **B 296**, 227–232 (1992)

[Dre70] S. D. Drell, T.-M. Yan, *Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies,* Physical Review Letters **25**, 316-320 (1970) und erratum in Physical Review Letters **25**, 902 (1970)

[Duk84] D. W. Duke, J. F. Owens, *Q^2-dependent parametrizations of parton distribution functions,* Physical Review **D 30**, 49–54 (1984)

[Dun94] Olaf Dünger, *Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung durch Photon-Photon-Kollision am ep-Speicherring,* Dissertation, Interner Bericht DESY-F11/F22 94-01 (April 1994)

[Dur95] Michael Düren, *The HERMES Experiment: From the Design to the First Results,* Habilitationsschrift, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Interner Bericht DESY-HERMES-95-02 (Juli 1995)

[E401.82] E401, *J/psi photoproduction,* Physical Review Letters **48**, 73– (1982)

[Egl97] Stefan Egli, Eckhard Elsen, Vincent Lemaître, Katharina Müller, Hartmut Rick, Hans-Christian Schultz-Coulon, *Calculating Event Weight in Case of Downscaling on Trigger Levels 1–4,* H1 internal note H1–04/97–517 (1997)

[Eic92] S. Eichenberger et al., *A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment based on Multiwire Proportional Chamber Signals,* Nuclear Instruments and Methods **A 323**, 532–536 (1992)

[Eic93] S. Eichenberger, *A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment based on Multiwire Proportional Chamber Signals,* PhD thesis, University of Zürich (1993)

[EMC83] The European Muon Collaboration, J. J. Aubert et al., *Production of Charmonium in 250* GeVμ^+*-Iron Interactions,* Nuclear Physics **B 213**, 1–30 (1983)

[Eng98] J. Engelen, P. Kooijman, *Deep Inelastic Scattering at HERA: A Review of Experimental Results in the Light of Quantum Chromodynamics,* Progress in Particle and Nuclear Physics **41**, 1–47 (1998)

[Eva58] Robley D. Evans, *Compton Effect,* in [Flu58], Bd. XXXIV, 218–298

[Fan57] U. Fano, *Description of States in Quantum Mechanics by Density Matrix and Operator Techniques,* Review of Modern Physics **29**, 74–93 (1957)

[Fer39] Enrico Fermi, *The absorption of mesotrons in air and in condensed materials,* Physical Review **56**, 1242 (1939)

[Fer40] Enrico Fermi, *The ionization loss of energy in gases and condensed materials,* Physical Review **57**, 485–493 (1940)

[Fer87] Thomas Ferbel, *Experimental Techniques in High Energy Physics,* ISBN 0-201-11487-9, Addison-Wesley (1987)

[Fes85] H. C. Fesefeldt, *Simulation of hadronic showers, physics and applications,* Technical Report PITHA 85-02, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen (1985)

[Fey69] Richard P. Feynman, *Very high-energy collisions of hadrons,* Physical Review Letters **23**, 1415–1417 (1969)

[Fie85] J. H. Field, *Triggering the H1 Detector,* H1 internal note H1–12/85–38 (1985)

[Fla92] Brian P. Flannery, William H. Press, Saul A. Teukolsky, William A. Vetterling, *Numerical Recipes in C,* The Art of Scientific Computing, 2^{nd} edition, ISBN 0-521-43108-5, Cambridge University Press (1992)

[Fle97] Manfred Fleischer, *The Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter,* in [Che98]

[Flu58] *Handbuch der Physik,* Hrsg. S. Flügge, Springer-Verlag (1958)

[For97] J. R. Forshaw, D. A. Ross, *Quantum Chromodynamics and the Pomeron,* ISBN 0-521-56880-3, Cambridge University Press (1997)

[Fra63] Steven C. Frautschi, *Regge Poles and S-Matrix Theory,* Benjamin, New York (1963)

[Fra74] Hans Frauenfelder, Ernest M. Henley, *Subatomic Physics,* ISBN 0-13-859082-6, Prentice-Hall, Englewood Cliffs NJ (1974)

[Fra98] Leonid Frankfurt, Werner Koepf, Mark Strikman, *Diffractive heavy quarkonium photoproduction and electroproduction in QCD,* Physical Review **D 57**, 512–526 (1998)

[Fra97] Leonid Frankfurt, Werner Koepf, Mark Strikman, *Diffractive heavy quarkonium photo- and electroproduction in QCD,* Physical Review **D 57**, 512–526 (1998), Preprint `hep-ph/9702216`

[Fra99] Leonid Frankfurt, Martin McDermott, Mark Strikman, *Diffractive production of Υ at HERA,* jhep **02** 002 (1999)

[FTPS84] B. H. Denby et al., Fermilab tagged-photon spectrometer (FTPS), *Inelastic and Elastic Photoproduction of* J/ψ(3097) Physical Review Letters **52**, 795–798 (1984)

[Gae98] Frank Gaede, *Exklusive Produktion von ϕ-Mesonen in ep-Streuung am H1-Experiment bei HERA,* Dissertation Christian-Albrechts-Universität Kiel (Februar 1998)

[Gai93] Vicens Gaitan Alcalde, *Neural Networks in High Energy Physics: From Pattern Recognition to Exploratory Data Analysis,* Ph. D. thesis, Universitat Autònoma de Barcelona (1993)

[Gay95] Jörg Gayler, H1 Escale minutes, item #4 (27.2.95)

[GEA94] *GEANT Detector Description and Simulation Tool,* CERN Program Library Long Writeup W5013, Application Software Group, CN Division, CERN (1994)

[Gei09] H. Geiger, E. Marsden, *On a Diffuse Reflection of the α-Particles,* Proceedings of the Royal Society LXXXII, 495–500 (1909)

[Gei10] H. Geiger, *The Scattering of the α-Particles by Matter,* Proceedings of the Royal Society LXXXIII, 492–504 (1909)

[Geo84] Howard Georgi, *Weak Interactions and Modern Particle Physics,* ISBN 0-8053-3163-8, Benjamin/Cummings Publishing Company, Menlo Park, California, USA (1984)

[Gla61] Sheldon L. Glashow, *Partial-Symmetries of Weak Interactions,* Nuclear Physics **22**, 579–588 (1961)

[Gla98] Alexander Alimovich Glazov, *Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x,Q^2)$ and $F_{\mathrm{L}}(x,Q^2)$ with the H1 Detector at HERA,* Dissertation, DESY-THESIS 1998-005, (April 1998)

[Glu63] R. L. Gluckstern, *Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors,* Nuclear Instruments and Methods **24**, 381–389 (1963)

[Goe97] L. Goerlich, J. Martyniak, S. Mikocki, G. Nowak, J. Turnau, J.-C. Bizot, D. Hoffmann, *Strategy Studies for the H1 Topological L2-Trigger (L2TT),* H1 internal note H1–01/97–508 (1997)

[Gog96] Nelly Gogitidze, Sergey Levonian, *An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1* $\mathrm{e^+p}$ *Data,* H1 internal note H1–02/96–471 (1996)

[Gol96] Dirk Goldner, *Online-Datenaufbereitung für die Hardwarerealisierung eines künstlichen neuronalen Netzwerkes als Level-2 Trigger im H1-Experiment,* Dissertation Universität Dortmund (April 1996)

[Gou83] K. Goulianos, *Diffractive interactions of hadrons at high energies,* Physical Review **101**, 169–219 (1983)

[Gre84] Walter Greiner, *Spezielle Relativitätstheorie, Theoretische Physik, Band 3A, Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main,* (1984)

[Gri62] V. N. Gribov, V. A. Kolkunov, L. B. Okun, V. M. Shekhter, *Covariant Derivation of the Weizsäcker-Williams Formula,* Journal of Experimental and Theoretical Physics (U.S.S.R.) **14**, 1839–1841 (1962)

[Gri89] G. Grindhammer, M. Rudowicz, S. Peters, *The fast simulation of electromagnetic and hadronic showers,* Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider, March 1989, ed. R. Donaldson, M. G. D. Gilchriese, World Scientific (1989)

[Gri89] G. Grindhammer, M. Rudowicz, S. Peters, *The fast simulation of electromagnetic and hadronic showers,* Nuclear Instruments and Methods **A 290**, 469–488 (1990)

[Gri96] David Jeffrey Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik,* ISBN 3-05-501627-0, Akademie-Verlag Berlin (1996)

[Gui98] P. A. M. Guichon, M. Vanderhaeghen, *Virtual Compton Scattering off the Nucleon,* Progress in Particle and Nuclear Physics **41**, 125–190 (1998)

H1-Veröffentlichungen und Gruppenberichte:

[H1.87] H1 collaboration, *Technical Progress Report,* unpublished, (October 1987)

[H1.92] H1 collaboration, *Technical proposal to build silicon tracking detectors for H1,* DESY-PRC 92-01 (1992)

[H1.93.1] H1 collaboration, *Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector,* DESY-PRC 93-02 (1993)

[H1.93.2] H1 calorimeter group, *The H1 Liquid Argon Calorimeter System,* DESY-93-078 (1993)

[H1.96.1] H1 SpaCal group, *The H1 Lead/Scintillating-Fiber Calorimeter,* preprint DESY-96-171, Nuclear Instruments and Methods **A 386**, 397–408 (1997)

[H1.97.1] H1 collaboration, *The H1 detector at HERA / The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA,* Nuclear Instruments and Methods **A 386**, 310–347/384–396 (1997)

[H1.99.1] H1 collaboration, *Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA,* The European Physical Journal **C 10**, 373–393 (1999)

[H1.99.2] H1 collaboration, *Measurement of Neutral and Charged Current Cross-Sections in Positron-Proton Collisions at Large Momentum Transfer,* DESY-99-107 (1999)

[H1.00.1] H1 collaboration, *Elastic electroproduction of rho mesons at HERA,* The European Physical Journal **C 13**, 371–396 (2000)

[H1.00.2] H1 collaboration, *Elastic Photoproduction of* J/ψ *and* Υ *Mesons at HERA,* to be published in Phys. Lett. **B** (2000)

H1 internal notes / software notes:

[H1n485] H1 collaboration, *Proposal for Tagging High Energy Photon in the H1 Detector at HERA,* H1 internal note H1–08/96–485 (1996)

[H1sw30] Volker Blobel, C. Meyer, Joachim Meyer, Thomas Naumann, *Central Tracker Software Documentation,* H1 Software note #30 (März 1992)

[H1sw34] Gregorio Bernardi, *Tracking Reconstruction Banks, Modules and Reprocessing,* H1 Software note #34 (Juni 1992)

[H1sw39] Stephen Burke, *How to Use Forward Tracks,* H1 Software note #39 (Juni 1993)

[H1sw39] Volker Blobel, Stephen Burke, Stephan Egli, Gaby Raedel, Alexander Glazov, *The New Tracker Bank Scheme,* H1 Software note #47 (Juni 1994)

[Hag87] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, K Hikasa, *Probing the weak boson sector in* $e^+e^- \to W^+W^-$, Nuclear Physics **B 282**, 253–307 (1987)

[Ham64] J. M. Hammersley, D. C. Handscomb, *Monte Carlo Methods,* Methuen & Co. Ltd. (1964)

[Ham99] Markus Hamann, *Rekonstruktion von* Υ*-Mesonen mit Vertexinformation bei H1,* Diplomarbeit, Universität Hamburg, Oktober 1999

[Har62] Bernard G. Harvey, *Nuclear Physics and Chemistry,* Prentice Hall Inc., Englewood NJ (1962)

[Har99] Frederick A. Harris, *Recent Charmonium Results from BES,* Preprint `hep-ph/9910027`

[Hay88] William J. Haynes, *The H1 VME based data acquisition system,* Proceedings of the "VMEbus in research" Conference, Zürich (October 1988)

[Hay87] William J. Haynes, *The Central H1 Data Acquisition System,* Technical Report H1-TR 307 (1987)

[Hay90] William J. Haynes, *The Data Acquisition System for the HERA H1 experiment,* Contribution to the Workshop on "VMEbus in Physical Research", Dubna, USSR, June 1990, Preprint RAL–90–039 (1990)

[Heb98] A. Hebecker, P. V. Landshoff, *Elastic Meson Production — factorisation and gauge invariance,* Preprint `hep-ph/9806319`

[Hei54] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation,* 3rd edition, Oxford University Press, London (1954)

[Hei99] Beate Heinemann, *Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in Positron-Proton Collisions at* $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV, Dissertation Universität Hamburg (Dezember 1999)

[Her77] S. W. Herb, D. C. Hom, L. M. Lederman, J. C. Sens, H. D. Snyder, J. K. Yoh, J. A. Appel, B. C. Brown, C. N. Brown, W. R. Innes, K. Ueno, T. Yamanouchi, A. S. Ito, H. Jöstlein, D. M. Kaplan, R. D. Kephart, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5* GeV *in 400-*GeV *Proton-Nucleus Collisions,* Physical Review Letters **39**, 252–255 (1977)

[HB94] HERA-B Collaboration, *An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring, Proposal,* DESY-PRC 94-02 (May 1994)

[HB95] HERA-B Collaboration, *An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring, Proposal,* DESY-PRC 95-01 (January 1995)

[HBOOK] *HBOOK reference manual,* version 4.22, CERN program library entry Y250 (1995)

[Hin97] Frank Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik,* ISBN 3-540-61238-6, Springer (1997)

[Hof56] R. Hofstadter, Review of Modern Physics, **28**, 214 (1956)

[Hof93] Dirk Hoffmann, *Un trigger topologique pour le niveau 2 du trigger dans l'expérience H1,* mémoire de stage de magistère (1993)

[Hof99] Dirk Hoffmann, Laurent Favart, *Lepton Pair Monte Carlo Generators for HERA Physics,* in Proceedings of the HERA-MC Workshop 1998/99, DESY-PROC-1999-02

[Hol93] ZEUS Collaboration, *The ZEUS Detector, Status Report,* edited by U. Holm (1993)

[Iiz66] J. Iizuka, Suppl. Progr. Theoretical Physics **37**–**38**, 21 ff.

[Ish93] T. Ishikawa et al., KEK preprint 92-19 (1993)

[Itt97] Heiko Itterbeck, *Techniques and Physics of the Central-*μ*-Trigger System of the H1-Detector at HERA,* Dissertation RWTH Aachen (September 1997)

[Jac82] John David Jackson, *Klassische Elektrodynamik,* ISBN 3-11-009579-3, 2. Auflage, New York, de Gruyter (1982)

[Jap99] G. Japaridze, W.-D. Nowak, A. Tkabladze, *Color Octet Contribution to* J/ψ *Photoproduction Asymmetries,* Preprint `hep-ph/9806319` und DESY 99-110

[JJC96] 5èmes Journées des Jeunes Chercheurs, Autrans, décembre 1996, ISBN 2-9510204-1-4, éditeurs IPN Lyon, ISN Grenoble, Impression MEDCOM, Lyon (1996)

[Jung92] Hannes Jung, *The Monte Carlo Generagor EPJPSI for J/ψ-Mesons in High Energy Electron Proton Collisions,* Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", vol. 3, 1488 (1992)

[Kau98] Markus Kausch-Blecken von Schmeling, *The Silicon Microvertex Detector of the H1 Experiment: Readout, Event Reconstruction, and Studies on Heavy Quark Decays,* Dissertation, DESY-THESIS 1998-033, (September 1998)

[Kel98] Nicolas Keller, Jörg Marks, Phillip Sievers, Ulrich Straumann, Rainer Wallny, Thorsten Wengler, *Status of the BDC analysis and a proposal for the future data treatment,* H1 internal note H1–08/98–550 (1998)

[Kel99] Michael L. Kelly, *Application of Bayesian probability theory to the measurement of binomial data at past and future Tevatron experiments,* Preprint `hep-ex/9908044`

[Ker94] Smaïn Kermiche, *Etude du QED Compton à HERA: Luminosité et calibration du détecteur H1,* Thèse Université de Paris-Sud, Orsay, LAL 94–14 (Avril 1994)

[Ker95] Smaïn Kermiche, Jörg Marks, *LAr Electromagnetic Energy Scale Studies Using NC DIS (1+1) Jet and QED Compton Events for the* e^+p *1994 H1 Data,* H1 internal note H1–12/95–466 (1995)

[Kes60] Paul Kessler, *Sur une méthode simplifiée de calcul pour les processus relativistes en électrodynamique quantique,* Il Nuovo Cimento **17**, 809–829 (1960)

[Kes70] Paul Kessler, *A generalized helicity method for Feynman diagram calculations,* Nuclear Physics **B 15**, 253–266 (1970)

[Kes75] Paul Kessler, *The Williams-Weizsäcker Method and Similar Approximation Methods in Quantum Electrodynamics, Contribution to the Triangle Seminar, Vienna, May 1974,* Acta Physica Austriaca **41**, 141–188 (1975)

[Keu97] Claus Keuker, *The Central Muon Data Acquisition of the H1 Experiment and its Application,* Dissertation, RWTH Aachen, (Dezember 1997)

[Kle86] R. Kleiss, W. J. Stirling, S. D. Ellis, *A New Monte Carlo Treatment of Multiparticle Phase Space at High Energies,* Computer Physics Communications **40**, 359–373 (1986)

[Kle92] Konrad Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung,* ISBN 3-519-23058-5, Teubner Studienbücher, Stuttgart (1992)

[Kob71] Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen, *Scaling of multiplicity distributions in High Energy Hadron Collisions,* Nuclear Physics **B 40**, 317–334 (1972)

[Kol84] Hermann Kolanoski, *Two-Photon Physics at* e^+e^- *Storage Rings,* Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 105, Springer-Verlag (1984)

[Kol93] Hermann Kolanoski, *Anwendungen neuronaler Netze in der Teilchenphysik,* Vorlesungsskript Universität Dortmund (Sommersemester 1993)

[Kra98] Thomas Krämerkämper, *Messung der Gluondichte im Photon und Entwicklung eines neuronalen Triggers,* Dissertation, Universität Dortmund (Januar 1998)

[Kra67] L. P. Kraismer, *Bionik — eine neue Wissenschaft,* B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig (1967)

[Kro98] Jürgen Kroseberg, *Untersuchungen zum experimentellen Nachweis von W-Produktion mit dem H1-Detektor am Beispiel des Zerfalls* $W \to \mu\nu_\mu$, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Juli 1998

[Kwi92] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring, *HERACLES, an event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes,* Computer Physics Communications **69**, 155–172 (1992)

[L3C97] L3 Collaboration (M. Acciarri et al.), *Production of e,* μ *and* τ *Pairs in Untagged Two-Photon Collisions at LEP,* Physics Letters **B 407**, 341–350 (1997), Preprint CERN-PPE/97-43 25.4.1997

[L3C00] L3 Collaboration (M. Acciarri et al.), *Search for manifestations of new physics in fermion-pair production at LEP,* Preprint CERN-EP-2000-061 5.5.2000, `hep-ph/0005028`

[Lan99] L. G. Landsberg, *The search for pentaquark baryon with hidden strangeness,* Talk on HYPERON 99, Fermilab (1999), Preprint `hep-ph/9910048`

[Lap91] Jean-François Laporte, *Diffusion profondément inélastique à HERA et calibration absolue de la mesure en énergie d'un électron dans le calorimètre à argon liquide de l'expérience H1,* Thèse Université de Paris-Sud, Orsay (décembre 1991)

[Lap92] Jean-François Laporte, *Determination of the electromagnetic scale for the CB calorimeters,* H1 internal note H1–04/92–218 (1992)

[Lai81] C. H. Lai, *Gauge Theory of weak and electromagnetic Interactions*, ISBN 9971-83-023-X, World Scientific (1981)

[Lan34] L. D. Landau, E. Lifschitz, *On the Production of Electrons and Positrons by a Collision of two Particles*, Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion **6**, 244–257 (1934)

[Lan98] Urs Langenegger, *A Measurement of the Beauty and Charm Production Cross Section at the ep Collider HERA*, Dissertation ETH Zürich, Diss. ETH No. 12676 (1998)

[Lan97] Rubin H. Landau, *Computation Physics: Problem Solving with Computers*, ISBN 0-471-11590-8, John Wiley & Sons, New York (1997)

[Lea82] Elliot Leader, Enrico Predazzi, *An introduction to gauge theories and the "new physics"*, ISBN 0-521-23375-5, Cambridge University Press (1982)

[Lea96] Elliot Leader, Enrico Predazzi, *An introduction to gauge theories and modern particle physics*, Vol. 1, Electroweak interactions, the "new particles" and the parton model, ISBN 0-521-46840-X, Cambridge University Press (1996)

[Leh98] Frank Lehner, *Bestimmung und QCD-Analyse der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Bjorken-x und Q^2 mit Hilfe des verbesserten Rückwärtsbereichs des H1-Detektors*, Dissertation, DESY-THESIS 1998-003, (März 1998)

[Len99] Victor Lendermann, *Simulation of passive material in the backward region of the H1 detector*, H1 internal note H1–08/99–575 (1999)

[Lep78] G. Peter Lepage, *A New Algorithm for Adaptive Multidimensional Integration*, Journal of Computational Physics **27**, 192–203 (1978)

[Lep80] G. Peter Lepage, *VEGAS: An Adaptive Multidimensional Integration Program*, Publication CLNS-80/447, Cornell University (1980)

[Lev93] Sergey Levonian, *H1LUMI — A fast Simulation Package for the H1 Luminosity System*, H1 internal note H1–04/93–287 (1993)

[Lis93] Benno List, *Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Positron-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit Techn. Univ. Berlin, H1 internal note H1–10/93–319 (1993)

[Loc92] Peter Loch, *Kalibration des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation Universität Hamburg (1992)

[Lon92] L. Lönnblad, *ARIADNE Version 4: A program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model*, Computer Physics Communications **71**, 15–31 (1992)

[Lon75] Egidio Longo, Ignazio Sestili, *Electromagnetic showers in lead glass*, Nuclear Instruments and Methods **B 128**, 283– (1975)

[Man58] Stanley Mandelstam, *Determination of the Pion-Nucleon Scattering Amplitude from Dispersion Relations and Unitarity, General Theory*, Physical Review **112**, 1344–1360 (1959)

[Man59] Stanley Mandelstam, *Analytic Properties of Transition Amplitudes in Perturbation Theory*, Physical Review **115**, 1741–1751 (1959) *Construction of the Perturbation Series for Transition Amplitudes from theier Analyticity and Unitarity Properties*, Physical Review **115**, 1752–1762 (1959)

[Mar99] A. D. Martin, M. G. Ryskin, T. Teubner, Υ photoproduction at HERA compared to estimates of perturbative QCD Physics Letters **B 454**, 339–345 (1999)

[May84] Theo Mayer-Kuckuck, *Kernphysik*, 4. Aufl., ISBN 3-519-33021-0, Teubner Studienbücher (1984)

[Mes69] H. Messel, D. F. Crawford, *Electron-Photon Shower Distribution Function*, Pergamon Perss (1969)

[Mey97] Andreas Meyer, *Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC*, Dissertation, Interner Bericht DESY-FH1 97-01, (Oktober 1997)

[Mey98] Arnd Meyer, *Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Dissertation, DESY-THESIS 1998-012, (Mai 1997)

[Mil72] G. Miller, E. D. Bloom, G. Buschhorn, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, C. L. Jordan, L. W. Mo, R. E. Taylor, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, H. W. Kendall, R. Verdier, *Inelastic Electron-Proton Scattering at Large Momentum Transfers and the Inelastic Structure Functions of the Proton*, Physical Review **D 5**, 528–544 (1997)

[Mil95] David J. Miller, Susan L. Cartwright, Valery Khoze, *Photon '95*, Incorporating the X$^{\text{th}}$ International Workshop on Gamma-Gamma Collisions and Related Processes, Sheffield, 8–13 April 1995, World Scientific (1995)

[Mol47] Gert Molière, *Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen*, Teil I: Zeitschrift für Naturforschung **2a, 133–145 (1947); Teil II: Zeitschrift für Naturforschung 3a, 78–97 (1948)**

[Moc97] **Jürgen Möck,** *Untersuchung diffraktiver J/ψ-Ereignisse im H1-Experiment bei HERA und Entwicklung neuronaler Triggeralgorithmen,* Dissertation, Technische Universität München (September 1997), Preprint MPI-PhE/98-02 (Februar 1998)

[Nar86] Beate Naroska, *e^+e^- physics with hhe Jade detector at PETRA,* DESY-86-113, Physical Review **148**, 67–215 (1987)

[Nar97] Beate Naroska, Stephan Schiek, Guido Schmidt, *Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta,* H1 internal note H1–05/97–518 (1997)

[Nie94] Christian Niedzballa, *Erzeugung von Myonpaaren in Elektron-Proton-Reaktionen, eine Monte-Carlo-Untersuchung,* Dissertation, RWTH Aachen (März 1994)

[Ohl98] Thorsten Ohl, `VAMP`, *Version 1.0: Vegas AMPlified: Anisotropy, Multi-channel sampling and Parallelization,* Vorabversion erhältlich unter `ftp://heplix.ikp.physik.tu-darmstadt.de/pub/ohl/vamp/`

[Oku63] S. Okubo, Physics Letters **5**, 165 ff. (1963)

[Omn63] R. Omnès, M. Froissart, *Mandelstam theory and Regge poles,* Benjamin, New York (1963)

[OPAL93] OPAL Collaboration, R. Akers et al., *Study of muon pair production and evidence for tau pair production in photon-photon collisions at LEP,* Zeitschrift für Physik **C 60**, 593–600 (1993)

[OPAL94] OPAL Collaboration, R. Akers et al., *Measurement of the photon structure function F_2^γ in the reaction* $e^+e^- \to e^+e^- + \text{hadrons}$ *at LEP,* Zeitschrift für Physik **C 61**, 199–208 (1994)

[OPAL99] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., *Tests of the Standard Model and Constraints on New Physics from Measurements of Fermion-pair Production at 183* GeV *at LEP,* The European Physical Journal **C 6**, 1–18 (1999)

[OPAL00] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., *Tests of the Standard Model and constraints of new physics from measurements of fermion-pair production at 189* GeV *at LEP,* The European Physical Journal **C 13**, 553–572 (2000)

[Owe91] J. F. Owens, *An updated set of parton distribution parametrizations,* Physics Letters **B 266**, 126–130 (1991)

[Pan98] Enrico Panaro, *Energy Measurements in ep Collisions at HERA using the PLUG Calorimeter of the H1 Experiment,* Dissertation, DESY-THESIS 1998-020, (July 1998)

[PDG97] R. M. Barnett et al., *Review of Particle Physics,* Physical Review **D 54**, 1 (1996) and 1997 off-year partial update for the 1998 edition available on the PDG WWW pages (URL: `http://pdg.lbl.gov/`).

[PDG98] C. Caso et al., *Review of Particle Physics,* The European Physical Journal **C 3**, 794 pages (1998)

[Per87] Donald H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics, 3rd edition,* ISBN 0-201-12105-0, Addison-Wesley (1987)

[Pes95] Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory,* Perseus Books, Reading MA (1995)

[Pet92] Stefan Peters, *Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer,* Dissertation, Universität Hamburg, Preprint MPI-PhE/92-13 (September 1992)

[Pic96] Nicolas Pichoff, CEA Saclay, dans [JJC96, p. 37]

[Pie96] Axel Pieuchot, *Mesure des diffusions positron-proton profondément inélastiques à courant chargé et courant neutre sur le collisionneur HERA,* Thèse Université de Paris-Sud, Orsay (Janvier 1996)

[Plo97] H. Plothow-Besch, *PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s Calculations, Version 7.08, User's Manual,* CERN-PPE W5051 (1997)

[Pol98] Polarization 2000 Group, V. Andreev et al., *Polarization 2000,* DESY-PRC 98-07, H1-06/98-545, ZEUS-Note 98-043

[Pre92] Sören Prell, *Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors,* Diplomarbeit, Universtität Hamburg (Oktober 1992), Interner Bericht DESY FH1T–92–04

[Pre96] Sören Prell, *Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors,* Dissertation, Interner Bericht DESY-FH1 96-02, (Juni 1996)

[Pro94] Rainer Prosi, *Pedestrian's Guide to the L4 Filter Farm,* H1 internal note H1–11/94–412

[Pro95] Rainer Prosi, *The 1994 L4 Filter Farm Selection Algorithm,* H1 internal note H1–03/95–432

[Rad92] E. Radermacher, D. Schinzel, M. Chen, T. Doke and S. Sugimoto, *Liquid Detectors for Precision Calorimetry,* in [Sau92]

[Reg59] T. Regge, Il Nuovo Cimento **14**, 951– (1959)

[Reg60] T. Regge, *Bound states, shadow states and Mandelstam representation,* Il Nuovo Cimento **18**, 947–956 (1960)

[Rei80] Manfred Reimer, *Grundlagen der Numerischen Mathematik I,* ISBN 3-400-00414-6, Akademische Verlagsgesellschaft, Wiesbaden (1980)

[Ren81] Fernand M. Renard, *Basics of Electron Proton Collisions,* ISBN 2-86332-010-6, Editions Frontières, Gif sur Yvette, France (1981)

[Roh54] F. Rohrlich, B. C. Carlson, *Positron-Electron Differences in Energy Loss and Multiple Scattering,* Physical Review **93**, 38–44 (1954)

[Ros50] M. N. Rosenbluth, *High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons,* Physical Review **79**, 615–619 (1950)

[Ros56] Bruno Rossi, *High-Energy Particles,* Prentice-Hall, Englewood Cliffs NJ (1956)

[Ros93] A. Rostovtsev, V. Soloshenko, *Corrections to the Weizsaecker- Williams Approximation of Photon Flux in ep Collisions,* H1 internal note H1–08/93–309

[Rut11] Ernest Rutherford, *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom,* The Philosophical Magazine **21**, 669-688 (1911)

[Rys93] M. G. Ryskin, *Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD,* Zeitschrift für Physik **C 57**, 89–92 (1993)

[Sac62] R. G. Sachs, *High-Energy Behaviour of Nucleon Electromagnetic Form Factors,* Physical Review **126**, 2256–2260 (1962)

[Sak69] J. J. Sakurai, *Vector-meson dominance and high-energy electron-proton inelastic scattering,* Physical Review Letters **22**, 981–984 (1969)

[Sak72] J. J. Sakurai, D. Schildknecht, *Generalized vector dominance and inelastic electron-proton scattering,* Physics Letters **B 40**, 121–126 (1972)

[Sal64] Abdus Salam, J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions,* Physics Letters **13**, 168–171 (1964)

[Sat98] Helmut Satz, *A Brief History of J/ψ Suppression,* Preprint BI-TP 98/16 und `hep-ph/9806319`

[Sau92] Fabio Sauli ed., *Instrumentation in High Energy Physics,* Advanced Series on Directions in High Energy Physics — Vol. 9, ISBN 981-02-0597-X, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.

[ASc96] André Schöning, *Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen* $W^{\pm}$*-Bosonen am H1-Detektor bei HERA,* Dissertation, Interner Bericht DESY-F11/F22 96-02 (August 1996)

[DSc01] Dirk Schmidt, Disputation Universität Hamburg, in Vorbereitung

[GSc92] G. A. Schuler, H. Spiesberger, *DJANGO,* Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", vol. 3, 1419 (1992)

[GSc94] Guido Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter,* Experimentelle Diplomarbeit, Universtität Hamburg (Januar 1994), H1 internal note H1–02/94–341

[GSc97] Guido Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA,* Dissertation, Interner Bericht DESY-F11/F22 97-02 (Februar 1997)

[KSc73] K. Schilling, G. Wolf, *How to analyse Vector-Meson Production in Inelastic Proton Scattering,* Nuclear Physics **B 61**, 381–413 (1973)

[PSc95] Peter Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker,* ISBN 3-540-58486-2, 2. Auflage, Springer-Verlag (1995)

[SSc97] Stephan Schiek, *Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA,* Dissertation, Interner Bericht DESY-F11/F22 97-01, (Februar 1997)

[SSc98] Siegmar Schleif, *Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit Ereignissen aus radiativer Elektron-Proton-Streuung am H1-Experiment bei HERA unter besonderer Berücksichtigung des rückwärtigen Kalorimeters,* Dissertation, Universität Heidelberg, HD-IHEP 98-09 (Oktober 1998)

[Sef94] Felix Sefkow *Calibration of the H1 LAr calorimeter trigger analog thresholds,* H1 internal note H1–10/94–394 (1994)

[Sei95] M. Seidel, *HERA-B Interaction Rate versus Luminosity at ZEUS and H1,* DESY-HERA 95-10 (Dez. 1995)

[Sjo86] Torbjörn Sjöstrand, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and* e^+e^- *Physics: JETSET Version 6.2,* Computer Physics Communications **39**, 347–407 (1986)

[Sjo87] Torbjörn Sjöstrand, M. Bengtsson, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and* e^+e^- *Physics: JETSET Version 6.3, an update,* Computer Physics Communications **43**, 367 (1987)

[Sjo94] Torbjörn Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,* Physics and Manual, CERN Program Library Long Writeup W5035/W5044, Theory Division, CERN (1994), CERN-TH.7112/93

[Smi92] John R. Smith, *An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations,* H1 internal note H1–12/92–259 (1992)

[Sok64] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, *On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation,* Soviet Physics — Doklady **8** 1203–1205 (1964)

[Sop96] Davison E. Soper, *Basics of QCD Perturbation Theory,* Lectures at the SLAC Summer Institute (Aug. 1996), Preprint `hep-ph/9702203` (1997)

[Spi96] Stephan Spielmann, *L'électronique rapide de déclenchement du calorimètre SpaCal plomb/fibre-scintillante de l'expérience H1 à HERA: Mise en œuvre, résultats en faisceaux de test du CERN et premiers résultats à HERA,* Thèse Ecole Polytechnique (Juillet 1996)

[Ste84] R. M. Sternheimer, M. J. Berger, S. M. Seltzer, *Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances,* Atomic Data and Nuclear Data Tables **30**, 261–271 (1984)

[Ste99] Jörn Steinhart, *Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts durch die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1-Experiment bei HERA,* Dissertation Universität Hamburg (April 1999)

[Sto78] Josef Stoer, *Einführung in die Numerische Mathematik,* Band 2, 2. Aufl., ISBN 3-540-08840-7, Heidelberger Taschenbücher, Bd. 114, Springer-Verlag (1978)

[Sto89] Josef Stoer, *Numerische Mathematik 1,* 5. Aufl., ISBN 3-540-51481-3, Springer-Verlag (1989)

[Sur72] Ashok Suri, Donald R. Yennie, *The Space-Time Phenomenology of Photon Absorption and Inelastic Electron Scattering,* Annals of Physics **72** , 243–292 (1972)

[Van98] M. Vänttinen, L. Mankiewicz, *Exclusive J/ψ photoproduction and gluon polarization,* Preprint Technische Universität München TUM/T39-98-21 und `hep-ph/9807287` (1998)

[Ver80] J. A. M. Vermaseren, *2γ Physics versus 1γ Physics and whatever lies in between,* Proceedings of the International Workshop on $\gamma\gamma$ Collisions, Amiens (1980)

[Ver83] J. A. M. Vermaseren, *Two-Photon Processes at very high Energies,* Nuclear Physics **B 229**, 347–371 (1983)

[Wei34] C. F. von Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen,* Zeitschrift für Physik **88**, 612–625 (1934)

[Wei67] Steven Weinberg, *A model of leptons,* Physical Review Letters **19**, 1264–1266 (1967)

[Wha58] Ward Whaling, *The Energy Loss of Charged Particles in Matter,* in [Flu58]

[Wic94] Mladen Victor Wickerhauser, *Adapted Wavelet Analysis from Theory to Software,* ISBN 1-56881-041-5, A K Peters Verlag, Wellesley, MA, USA (1994)

[Wil34] E. J. Williams, *Nature of the High Energy Particles of penetrating Radiation and Satus of Ionisation and Radiation Formulae,* Physical Review **45**, 729–730 (1934)

[Wil33] E. J. Williams, *Correlation of certain collision problems with radiation theory,* Kgl. Danske Videnskabernes Selskab **XIII** (1935)

[Wil92] Klaus Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen,* Teubner, Stuttgart (1992)

[Wis98] Christoph Wissing, Armen Beglarian, Phillip Biddulph, Manfred Fleischer, *The H1 ToF system in 1996 and 1997,* H1 internal note H1–01/98–533

[Wol92] Th. Wolff, J. Riedlberger, M. Arpagaus, R. Bernet R. Eichler, C. Grab, H. P. Beck, S. Egli, S. Eichenberger, K. Müller, C. Meyer, P. Robmann, U. Straumann, P. Truöl *A drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment,* Nuclear Instruments and Methods **A 232**, 537–541 (1992)

[Wol99] Helge Wollatz, *Untersuchung von schweren Quarks durch Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen am Speicherring HERA,* Dissertation, DESY-THESIS 1999-025, (September 1999)

[WJB] *Wissenschaftlicher Jahresbericht des Deutschen Elektronen-Synchrotrons,* ISSN 0179-9282 (erscheint jährlich)

World Wide Web Sites:

[WWW01] Der ADSP-21010 selbst ist (noch?) nicht auf dem Netz zu finden, dafür aber sein Nachfolgemodell: `http://products.analog.com/products/links/datasheets.asp?product=ADSP-21060`

[WWW02] H1-internal Software Manual: LPAIR 2.2 `http://www-h1.desy.de/icas/imanuals/lpair.ps.gz`

[WWW03] *Production of $\Upsilon(1S)$ from χ_b decays at CDF,* `http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/cdf4392/cdf4392.html`

[WWW04] H1 Software Manuals, `http://www-h1.desy.de/icas/imanuals/`

[ZEUS.98] ZEUS Collaboration, *Measurement of Elastic Υ Photoproduction at HERA,* Physics Letters **B 437**, 432–444 (1998)

[Zur86] Rudolf Zurmühl, Sigurd Falk, *Matrizen und ihre Anwendungen*, Teil 2: Numerische Methoden, 5. Auflage, Springer-Verlag (1986)

[Zwe64] G. Zweig, Preprint CERN-TH 401, 412, unpublished (1964)

Gedenke der Quelle, wenn Du trinkst.
— Chinesisches Sprichwort

Life would be so much easier if we could just look at the source code.
— from the Linux "fortune" (v 2.0.25)