

Triggerstudien für eine Messung der Protonstrukturfunktion F_2 bei H1

Diplomarbeit
am
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
der
Universität Dortmund

vorgelegt von
Klaus Urban

März 2005

Zusammenfassung

Grundlage einer Präzisionsmessung der Protonstrukturfunktion F_2 ist eine möglichst effiziente Ereignisselektion bei der Datennahme. Die H1-Kollaboration verwendet dazu ein komplexes, mehrstufiges Triggersystem. In den für eine solche Messung verwendeten Ereignissen wird das gestreute Elektron bei kleinen Viererimpulsquadraten Q^2 im rückwärtigen Kalorimeter (SpaCal) des H1-Detektors nachgewiesen. Dementsprechend wird auf Trigger-niveau nach einer Energiedeposition im SpaCal gesucht. Die Triggerentscheidung wird schließlich anhand verschiedener energetischer und topologischer Kriterien (Subtrigger) getroffen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden detaillierte Studien der Triggereffizienz der einzelnen Subtrigger beschrieben, sowie deren bestmögliche Kombination im Rahmen der Analyse.

Abstract

A precise measurement of the structure function F_2 is based on an efficient event selection. For this purpose the H1-collaboration uses a complex, multi-staged trigger system. The kind of events used for these measurements detect the scattered electron at low energy momentum vector squares Q^2 in the rearward calorimeter (SpaCal) of the H1-detector. Therefore an energy disposition on trigger level is searched for in the SpaCal. The trigger decision is finally made considering different energetic and topologic criteria (subtriggers). This paper describes detailed studies of the trigger efficiency and their optimal combination for analyses.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung	3
1.1.1	Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen ep-Streuung	5
1.1.2	Experimentelle Bestimmung des Wirkungsquerschnittes	7
1.2	Zielsetzung dieser Arbeit	8
2	Das H1-Experiment am HERA-Speicherring	11
2.1	Der H1-Detektor	12
2.1.1	Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal	15
2.1.2	Das Luminositätssystem	20
2.2	Das Triggerkonzept	22
2.2.1	Prescaling	24
2.2.2	Die Triggerelemente der L1-Stufe	25
2.2.3	Ein Triggerelement der zweiten Triggerstufe	29
2.2.4	Die verwendeten Subtrigger S0, S3 und S9	29
3	Die Triggereffizienz	31
3.1	Ereignisselektion	33
3.2	Bestimmung der Triggereffizienz	35
3.3	Strahlinduzierter Untergrund	39
3.4	Zellweise Effizienzstudie	43
3.5	Der Subtrigger S0	49
3.6	Der Subtrigger S3	50
3.7	Der Subtrigger S9	53
3.8	Implementierung der Ergebnisse in H1Phan	56
4	Ereignisgewichtung	58
4.1	Gewichtungsmethoden	58
4.1.1	Die nElan-Methode	59
4.1.2	Die H.Rick-Methode	60
4.1.3	Konsistenz der nElan- und H.Rick-Methode	62
4.2	Test der nElan-Methoden auf Grundlage der Datennahmeperiode 2000/e ⁺	64
4.3	Vergleich der nElan- mit der H.Rick-Methode auf Grundlage der Datennahmeperiode 2000/e ⁺	66
4.4	Diskussion der systematischen Abweichung der Signifikanzverteilungen	67

Zusammenfassung	72
A Ausgewählte Triggerelemente der Subtrigger S0, S3 und S9	73
A.1 Triggerlemente des L1-Systems	73
A.2 Vetobedingungen	73
A.3 Triggerelement des L2-Systems	73
Literaturverzeichnis	73
Danksagung	78

1 Einleitung

In der Hochenergiephysik wird anhand von Streuexperimenten die innere Struktur der uns umgebenden Materie untersucht. Eines der ersten Streuexperimente war die von H. Geiger und E. Marsden [1] im Jahr 1909 durchgeführte Streuung von Alpha-Teilchen an einer dünnen Goldfolie. Aus diesem Experiment hat E. Rutherford [2] 1911 den Schluß gezogen, daß Atome aus einem kompakten Kern und einer ausgedehnten Hülle aufgebaut sind. In den darauf folgenden Jahren wurde die kinetische Energie der kollidierenden Teilchen gesteigert. Einhergehend war eine Erhöhung des Impulsübertrages und damit verbunden eine Steigerung des Auflösungsvermögens. Der Zusammenhang zwischen Auflösungsvermögen und Impulsübertrag wird durch die Heisenbergsche Unschärferelation [3] ausgedrückt

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar. \quad (1.1)$$

Hierbei entspricht Δx der Ortsunschärfe, Δp der Impulsunschärfe und \hbar dem Planckschen Wirkungsquantum. Eine Energiesteigerung der kollidierenden Teilchen ist mit einer Zunahme der Größe der zur Beschleunigung dienenden Anlagen und der Messapparaturen verbunden. Diese Entwicklung führte zum Wissenschaftszweig der Hochenergiephysik.

In einem in den fünfziger Jahren von R. Hofstadter an der Stanford Universität durchgeführten Streuexperiment wurde flüssiger Wasserstoff mit einem Elektronenstrahl beschossen [4]. Die Winkelverteilung der Elektronen bewies, daß das Proton eine Struktur besitzt. Im Jahr 1968 konnte am SLAC¹ gezeigt werden, daß das Proton aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen [5], aufgebaut ist. Diese wurden als die von M. Gell-Man [6] anhand gruppentheoretischer Überlegungen postulierten Quarks identifiziert. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde das Quark-Parton-Modell (QPM) entwickelt [7], in diesem werden die Partonen als freie², punktförmige Teilchen beschrieben. Weitere Untersuchungen führten zu dem heutigen Wissenstand der Teilchenphysik, welcher im sogenannten Standardmodell der Elementarteilchenphysik zusammengefaßt ist.

Das Standardmodell umfasst alle bekannten Elementarteilchen und die zwischen diesen wirkenden fundamentalen Wechselwirkungen. Eine Übersicht über die im Standardmodell enthaltenen Elementarteilchen gibt Tabelle 1.1. Die Elementarteilchen werden in zwei Gruppen, bestehend aus sechs Quarks und sechs Leptonen eingeteilt. Desweiteren werden die Quarks und Leptonen in drei Generationen, bestehend aus jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen eingeteilt. Die Quarks und Leptonen sind strukturlose Spin 1/2-Teilchen

¹Stanford Linear Accelerator Center

²Unter Vernachlässigung der Bindungsenergie

(Fermionen), zu denen jeweils ein Antiteilchen existiert. Letztere zeichnen sich im Vergleich zu den Teilchen durch ein entgegengesetztes Vorzeichen der ladungsartigen Quantenzahlen aus. Zum Beispiel ist das Antiteilchen des Elektrons das Positron.

Drei der insgesamt vier fundamentalen Wechselwirkungen werden erfolgreich in Quantenfeldtheorien beschrieben und sind Bestandteil des Standardmodells. Dies sind: die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung. Im Jahr 1967 ist es gelungen, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung miteinander zur elektroschwachen Kraft zu vereinen und sie im Rahmen einer vereinheitlichten elektroschwachen Quantenfeldtheorie zu beschreiben. Eine quantenfeldtheoretische Beschreibung der gravitativen Wechselwirkung ist bisher nicht gelungen. Die Gravitation spielt auf den Längenskalen, welche durch Experimente der Hochenergiephysik zugänglich sind, keine Rolle und wird im folgenden nicht weiter berücksichtigt. Die Wechselwirkungen werden

<i>Generationen</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>
Quarks	<i>up</i> <i>down</i>	<i>charm</i> <i>strange</i>	<i>beauty</i> <i>top</i>
Leptonen	<i>e</i> <i>ν_e</i>	<i>μ</i> <i>ν_μ</i>	<i>τ</i> <i>ν_τ</i>
Bosonen	<i>γ, Z^0, W^\pm, g</i>		

Tabelle 1.1: *Übersicht über die im Standardmodell enthaltenen Elementarteilchen.*

durch Eichbosonen mit ganzzahligem Spin vermittelt.

Das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon γ , dieses ist masselos und die Reichweite dieser Wechselwirkung daher unendlich. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Die schwache Wechselwirkung wird durch die Eichbosonen Z^0 und W^\pm übertragen. Aufgrund der großen Massen der Z^0 und W^\pm -Bosonen ist die schwache Wechselwirkung sehr kurzreichweitig. Im Rahmen des Standardmodells wird die starke Wechselwirkung durch die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) beschrieben. Die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung werden Gluonen g genannt. Die Gluonen sind masselos und können, im Unterschied zum Photon, auch untereinander wechselwirken. Aufgrund dieser Besonderheit ist es nicht möglich, ungebundene Quarks zu beobachten. Diese treten immer in einem Verbund bestehend aus jeweils zwei (Mesonen), drei (Baryonen) und nach aktuellen Erkenntnissen auch in einem Verbund aus fünf Quarks (Pentaquarks) auf [8]. Es ist noch nicht gelungen die innere Struktur und Impulsverteilung des Protons und deren Abhängigkeit von der Auflösung vollständig zu verstehen. Für hinreichend große Impulsüberträge und kleinen Abständen existieren Theorien zum Test der QCD und damit indirekt zum Test der Bindungskräfte. Eine der Aufgaben der modernen Hochenergiephysik ist es, diese Bindungskräfte zu untersuchen. Elektron-Proton Streuexperimente sind hierfür besonders geeignet. In diesen wird das Elektron genutzt, um die innere Struktur des Protons zu ana-

lysieren. Derzeit wird die Struktur des Protons mit Hilfe von ep -Streueignissen an der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg untersucht.

1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

In tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuexperimenten kann die Wechselwirkung elektromagnetisch oder schwach erfolgen. Abhängig von der elektrischen Ladung des Austauschteilchens wird von einem neutralen oder von einem geladenen Strom gesprochen. Im Endzustand von Ereignissen des neutralen Stroms wird ein hadronisches System X und das gestreute Elektron beobachtet. Der Endzustand von Ereignissen des geladenen Stroms setzt sich aus einem Neutrino und dem hadronischen System X zusammen.

Die Abbildung 1.1 zeigt die entsprechenden Feynman-Diagramme. Hierbei entspricht \mathbf{k} dem Viererimpuls des einlaufenden Elektrons, \mathbf{P} dem des einlaufenden Protons. Der Viererimpulsübertrag am Elektron-Hadron-Vertex des ausgetauschten Bosons wird durch die kinematische Variable \mathbf{q} beschrieben. Die gestrichene Variable \mathbf{k}' kennzeichnet den Viererimpuls des auslaufenden Elektrons bzw. Neutrinos.

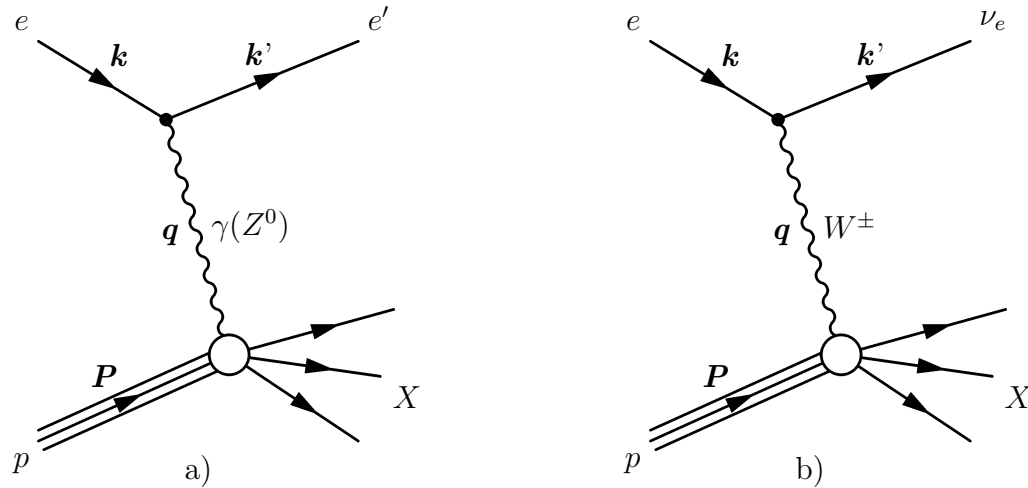


Abbildung 1.1: *Feynman-Graphen niedrigster Ordnung für die Elektron-Proton-Streuung. Es wird unterschieden zwischen Ereignissen mit Austausch von neutralen (a) und geladenen Eichbosonen (b).*

Die in Abbildung 1.1 gezeigten Streuprozesse werden durch die vier lorentzinvarianten Variablen s , Q^2 , x und y beschrieben. Diese Variablen sind wie folgt definiert.

Die quadratische Schwerpunktsenergie s ist gegeben durch:

$$s = (\mathbf{P} + \mathbf{k})^2. \quad (1.2)$$

Das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2 ist definiert durch

$$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2. \quad (1.3)$$

Der relative Energieübertrag ist durch die dimensionslose Skalenvariable y gegeben und beschreibt den Energieverlust des Elektrons

$$y = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \quad \text{mit} \quad 0 < y < 1. \quad (1.4)$$

Eine weitere oft verwendete dimensionslose Skalenvariable wird als Bjorken x bezeichnet. Sie ist definiert als der vom an der Streuung beteiligten Quark getragene Bruchteil des Protonenimpulses:

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \quad \text{mit} \quad 0 < x < 1. \quad (1.5)$$

Unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Elektron und Proton gilt folgende Beziehung zwischen den genannten Variablen:

$$Q^2 = sxy \quad (1.6)$$

Bei Beschleunigerexperimenten³ mit festen Strahlenergien ist die quadratische Schwerpunktsenergie s unter Vernachlässigung der Ruhemassen gegeben durch

$$s \simeq 4E_e E_p. \quad (1.7)$$

E_e bezeichnet die Energie des Elektronstrahls und E_p die Energie des Protonstrahls. Somit ist die Kinematik eines tiefinelastischen Streueignisses nach Gleichung 1.6 vollständig durch zwei lorentzinvariante Variablen festgelegt. Die Variablen Q^2 und y lassen sich zum Beispiel durch die Messung des gestreuten Elektrons (*Elektron-Methode*) bestimmen. In diesem Fall sind, bezüglich des Laborsystems, folgende Gleichungen für Q^2 und y gültig:

$$Q_e^2 = 4E_e E_{e'} \cdot \cos^2 \left(\frac{\theta_{e'}}{2} \right) \quad (1.8)$$

und

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \cdot \sin \left(\frac{\theta_{e'}}{2} \right). \quad (1.9)$$

Mit $\theta_{e'}$ wird der Winkel des auslaufenden Elektrons bezüglich der Richtung des einlaufenden Protons bezeichnet. Die Energie $E_{e'}$ entspricht der Energie des auslaufenden Elektrons.

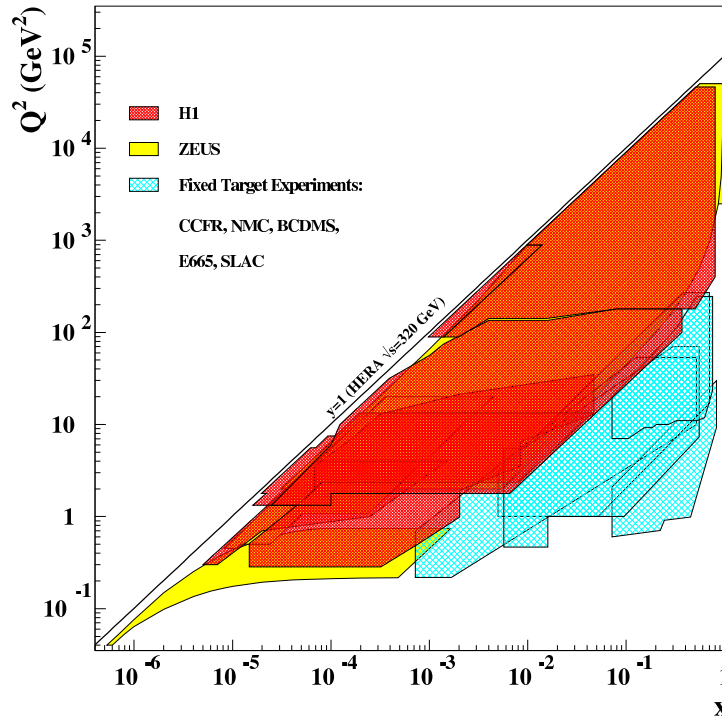


Abbildung 1.2: Phasenraum in Abhängigkeit von x und Q^2 . Enthalten ist der von HERA- und Fixed Target-Experimenten abgedeckte Bereich. Die Linie $y = 1$ bezeichnet die kinematische Grenze der HERA-Experimente.

1.1.1 Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen ep-Streuung

Die Kinematik tiefinelastischer Streuprozesse wird üblicherweise durch die Variablen Q^2 und x beschrieben. Abbildung 1.2 zeigt den am HERA-Speicherring zugänglichen Phasenraum. Der in dieser Arbeit betrachtete Phasenraum deckt einen Bereich von $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ab. Der Wirkungsquerschnitt eines tiefinelastischen Streuprozesses ist proportional zum Quadrat des von der Bosonenmasse m abhängigen Propagator-Term $1/(-q^2 + m^2)$. Aufgrund der großen Massen des Z^0 -Bosons ($m \approx 90 \text{ GeV}$) und der W^\pm -Bosonen ($m \approx 80 \text{ GeV}$) sind Wechselwirkungen, die unter Austausch dieser Bosonen erfolgen, in dem betrachteten Phasenraum zu vernachlässigen.

Der Wirkungsquerschnitt der elektromagnetischen ep -Streuprozesse kann beschrieben werden durch

$$\sigma \sim \mathcal{L}_{\alpha\beta} \mathcal{W}^{\alpha\beta}. \quad (1.10)$$

$\mathcal{L}_{\alpha\beta}$ ist im Rahmen der QED genau berechenbar, durch diesen Tensor wird der elektromagnetische Anteil der Elektron-Proton-Streuung parametrisiert. Der hadronische Tensor $\mathcal{W}^{\alpha\beta}$ wird im Rahmen der QCD-Theorie beschrieben und beinhaltet die Photon-Proton-

³Gleichung 1.7 gilt nicht für Fixed-Target-Experimente

Wechselwirkung. Da der hadronische Tensor theoretisch nicht vollständig berechenbar ist, wird dieser durch experimentell zu bestimmende Protonstrukturfunktionen beschrieben. Unter Ausnutzung von Lorentzinvarianz, Stromerhaltung am hadronischen Vertex⁴ und Paritätserhaltung erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} Y_+ [F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2)] \quad \text{mit} \quad Y_+ = 1 + (1 - y)^2. \quad (1.11)$$

Hierbei entspricht F_L der longitudinalen Strukturfunktion. Diese ist proportional zum Absorptionswirkungsquerschnitt von longitudinal polarisierten Photonen. Die Strukturfunktion F_2 beinhaltet hingegen Beiträge von longitudinal und transversal polarisierten Photonen. Im Großteil des durch HERA zugänglichen Phasenraumes kann der Beitrag von F_L zum differentiellen Wirkungsquerschnitt vernachlässigt werden, da dieser lediglich für $y \simeq 1$ signifikant zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Unter Berücksichtigung dieser Vereinfachung und der Annahme, daß nur der elektromagnetische Strom (em) zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt des Protons beschreiben durch

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{F_2^{em}(x, Q^2)}{x} \quad \text{mit} \quad Q^2 \gg M_p^2. \quad (1.12)$$

Im QPM wird angenommen das, daß Proton lediglich aus Quarks besteht und sich die Quarks wie freie Teilchen verhalten. In diesem Fall sind die Partondichteverteilungen unabhängig von Q^2 . Dieses Verhalten wird Bjorken-Skalenverhalten genannt [9]. Wird durch $q_i(x)$ die Dichteverteilung der Quarks und durch $\bar{q}_i(x)$ die Dichteverteilung der entsprechenden Antiquarks beschrieben, so läßt sich F_2 ausdrücken durch die Gleichung

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x (q_i(x) + \bar{q}_i(x)). \quad (1.13)$$

e_i bezeichnet dabei die Ladung der Quarks, die Dichteverteilungen geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark mit dem Impulsbruchteil x innerhalb des Protons anzutreffen.

Im Rahmen der QCD-Theorie werden die Bindungskräfte der Quarks durch Emission und Absorption von Gluonen beschrieben. Desweiteren können durch Gluonen Quark-Antiquark Paare gebildet werden. Die Anzahl der Quarks, die bei einer ep-Streuung an der Wechselwirkung teilnehmen, ist abhängig von der Auflösung, oder was gleichbedeutend ist, abhängig von Q^2 . Im Gegensatz zum QPM-Modell wird demnach eine als Skalenverletzung bezeichnete Abhängigkeit der Partondichteverteilungen von Q^2 erwartet. Es hat sich gezeigt, daß das Bjorken-Skalenverhalten nur um die Werte 0.1 bis 0.2 der kinematischen Variable x erfüllt ist.

Ein Maß für die Stärke der Bindungskräfte ist durch die Kopplungskonstante α_S gegeben. Für kleine Werte von α_S kann die Entwicklung der Partondichten mit Q^2 im Rah-

⁴ $q_\alpha \mathcal{W}^{\alpha\beta} = q_\beta \mathcal{W}^{\alpha\beta} = 0$

men der störungstheoretischen QCD anhand der sogenannten Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [11] Gleichungen berechnet werden:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_j q_j(y, Q^2) P_{q_i q_j} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{q_i g} \left(\frac{x}{y} \right) \right), \quad (1.14)$$

$$\frac{dg_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_j q_j(y, Q^2) P_{g q_j} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{g g} \left(\frac{x}{y} \right) \right). \quad (1.15)$$

Die Funktionen $P_{ij}(x/y)$ entsprechen den sogenannten *Splitting-Funktionen*. Durch diese wird die Wahrscheinlichkeit ausgedrückt, daß ein Parton j mit dem Impulsbruchteil y ein Parton i mit dem Impulsbruchteil x emittiert.

In Abbildung 1.4 sind verschiedene Messungen der Protonstrukturfunktion F_2 zusammengefaßt, die Messungen wurden durch HERA und Fixed-Target Experimente durchgeführt. In dieser Abbildung ist die gute Übereinstimmung der durch die DGLAP-Gleichungen vorhergesagten Entwicklung von F_2 bei konstantem x in Abhängigkeit von Q^2 zu erkennen. Die über den gesamten Phasenraum erreichte Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen (siehe Gleichung 1.14 und 1.15) beträgt nahezu hundert Prozent.

Mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen ist es möglich, das Verhalten der Strukturfunktion F_2 in den nicht von HERA-Experimenten zugänglichen Phasenraum zu extrapolieren. In Abbildung 1.3 ist der durch die HERA-Experimente und LHC-Experimente zugängliche kinematische Phasenraum eingezeichnet. Der LHC ist eine derzeit im Aufbau befindliche Proton-Proton Beschleunigeranlage am CERN in der Schweiz. Der in Abbildung 1.3 erkennbare Pfeil kennzeichnet die Richtung in die die durch HERA-Experimente gewonnenen Erkenntnisse, anhand der DGLAP Gleichungen, extrapoliert werden können. Die am HERA-Speicherring gewonnenen Erkenntnisse anhand der DGLAP Gleichungen in den kinematischen Phasenraum der LHC-Experimente zu extrapolieren, eröffnet die Möglichkeit, einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der LHC-Experimente beizutragen.

1.1.2 Experimentelle Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Die experimentelle Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitt läßt sich vereinfacht beschreiben durch die folgende Gleichung:

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} = \frac{N_{data} - N_{Bg}}{\mathcal{L}} \cdot \frac{1}{A \cdot \epsilon}. \quad (1.16)$$

Die Grundlage der Messung sind Ereignisse die mit Hilfe von Triggerbedingungen, den sogenannten Subtriggern selektiert werden. Aufgrund der endlichen Bandbreite des H1-Experimentes sind die jeweiligen Subtrigger mit Untersetzungsfaktoren versehen, die den Bruchteil der getriggerten Ereignisse, der gespeichert wird, festlegen. Mit Hilfe der Ereignisgewichtung wird auf den Bruchteil der Ereignisse korrigiert, die aufgrund der Untersetzungsfaktoren verworfen werden. N_{data} entspricht der korrigierten Anzahl der mit

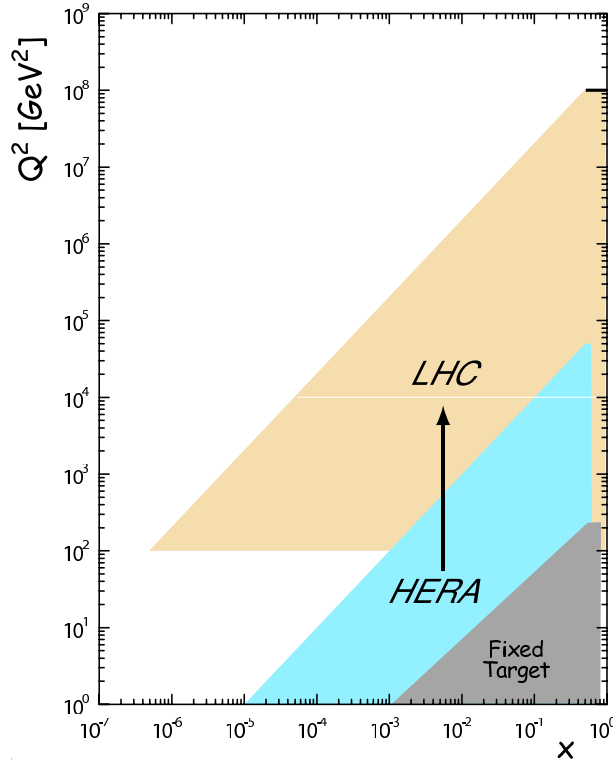


Abbildung 1.3: Dargestellt ist der von HERA-, LHC- und Fixed Target-Experimenten zugängliche Phasenraum in Abhängigkeit von x und Q^2 (Abbildung nach [10]). Der Pfeil kennzeichnet die Richtung, in die die am HERA-Speicherring gewonnen Erkenntnisse extrapoliert werden können.

einem Trigger gemessenen Ereignisse, in dieser ist die Anzahl N_{Bg} der Untergrundeignisse enthalten. Die Differenz $N_{data} - N_{Bg}$ entspricht der Anzahl der tiefinelastischen ep -Streuungen. Die integrierte Luminosität \mathcal{L} ist ein Maß für die Anzahl von Elektron-Proton Kollisionen, die in einem Zeitintervall am Wechselwirkungspunkt stattgefunden haben. Weitere Faktoren, die direkten Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt haben, sind die Detektorakzeptanz A und die Effizienz ϵ . Die Detektorakzeptanz wird anhand von Monte-Carlo Simulationen bestimmt. Die Effizienz ϵ ist die Wahrscheinlichkeit, mit der verwendeten Messapparatur Elektron-Proton Ereignisse zu selektieren.

1.2 Zielsetzung dieser Arbeit

Messungen am HERA-Speicherring sind grundlegend für die jüngsten Entwicklungen im Verständnis der Zusammensetzung des Protons und der zwischen den Quarks wirkenden Bindungskräfte. Gegenwärtig wird am H1-Experiment eine Messung der Protonstrukturfunktion F_2 angestrebt, welche die existierenden Analysen um einen Faktor zwei bezüglich

der Präzision übertrifft. Im vorangegangenen Abschnitt 1.1 wurde erwähnt das eine solche Messung auch für die am Beschleunigerring-LHC entstehenden Experimente von großem Interesse ist. Um die angestrebte Präzision zu erreichen, ist eine detaillierte Analyse der in der Messung enthaltenen Faktoren notwendig. Faktoren, die direkt in die Messung der Protonstrukturfunktion eingehen, sind nach Gleichung 1.16 die mit Hilfe der Ereignisgewichtung korrigierte Anzahl der getriggerten Ereignisse N_{data} und die Effizienz. In der Effizienz ist unter anderem die Effizienz der Subtriggern enthalten.

In der vorliegenden Arbeit wird die Effizienz der Subtrigger und zwei Methoden der Ereignisgewichtung anhand der in den Jahren 1999 und 2000 selektierten Daten, studiert. Diese Analysen beschränken sich auf Ereignisse innerhalb der kinematischen Region $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$.

Zunächst wird im zweiten Kapitel der HERA-Speicherring und das H1-Experiment beschrieben. Einer allgemeinen Beschreibung des H1-Detektors folgt eine detaillierte Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten Detektorsubsysteme. Anschließend erfolgt eine ausführliche Erläuterung des H1-Triggersystems, hierbei liegt der Schwerpunkt auf den in dieser Arbeit betrachteten Subtriggern.

Das dritten Kapitel beschäftigt sich mit der Effizienzbestimmung der untersuchten Subtrigger. In diesem Kapitel werden sukzessive die Ursachen der Ineffizienzen der einzelnen Subtrigger untersucht.

Im vierten Kapitel werden zwei Methoden der Ereignisgewichtung studiert. Beide Methoden basieren auf grundsätzlich verschiedenen Ansätzen. Es wird gezeigt, daß die Methoden vom mathematischen Standpunkt aus konsistent sind, jedoch Unterschiede aufweisen wenn sie mit den Ereignissen der Datennahmeperiode 2000/ e^+ getestet werden. Diese Unterschiede werden qualitativ und quantitativ diskutiert.

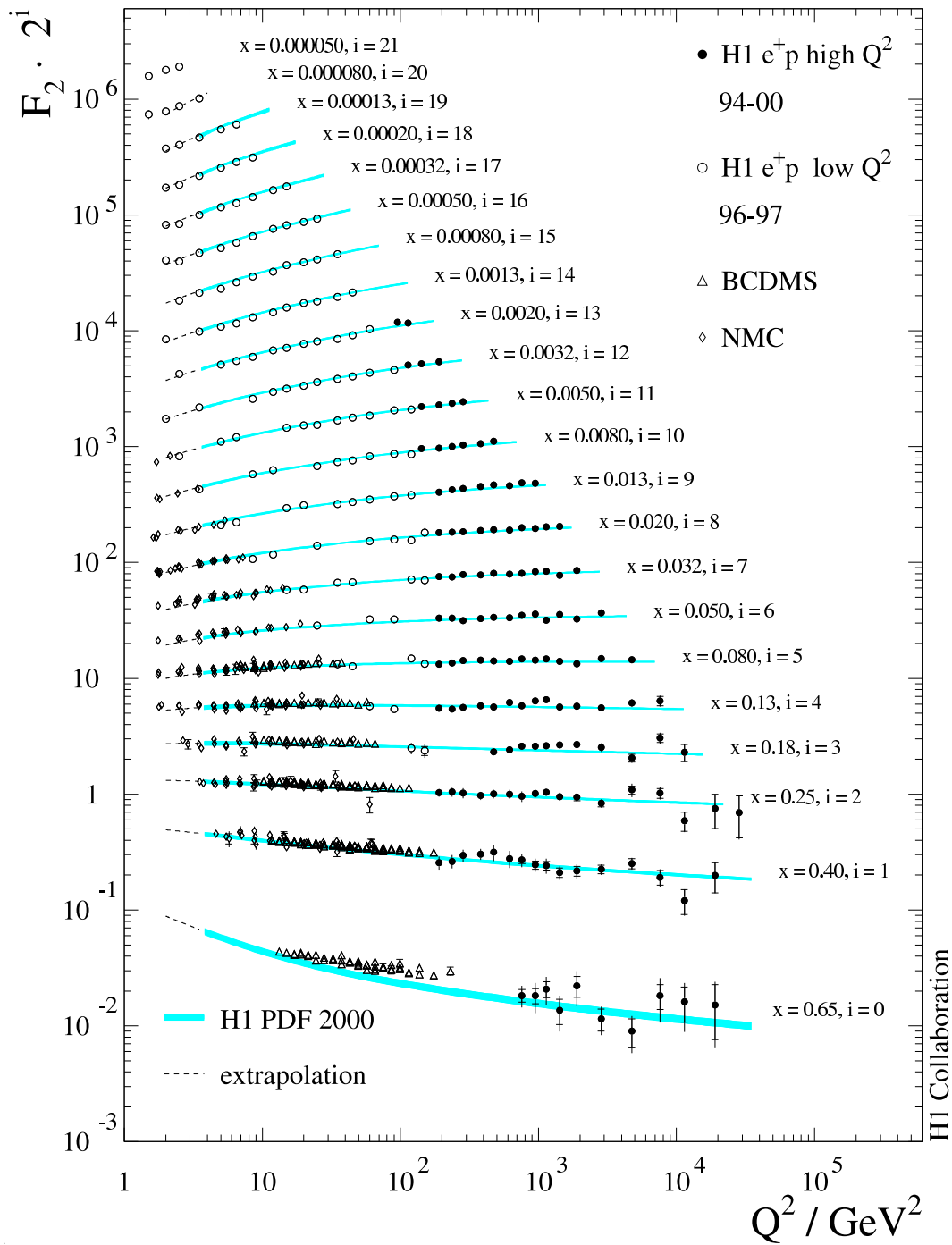


Abbildung 1.4: Zusammenfassung der in dem Zeitraum 1994 bis 2000 vom H1-Experiment am HERA Speicherring durchgeführten Messungen der Protonstrukturfunktion F_2 [12]. Auch gezeigt sind Messungen der Fixed-Target Experimente BCDMS und NMC. Die Linien bezeichnen theoretische Anpassungen basierend auf der QCD-Theorie.

2 Das H1-Experiment am HERA-Speicherring

Seit der Inbetriebnahme im Jahr 1991 ermöglicht der HERA-Speicherring die Untersuchung verschiedenster physikalischer Fragestellungen der Hochenergiephysik. Der HERA-Speicherring besitzt einen Umfang von 6.3 km und bildet die letzte Phase eines mehrstufigen Beschleunigersystems. Im HERA-Speicherring werden Protonen und Elektronen bzw. Positronen in Paketen (Bunches) gegenläufig in separaten Strahlrohren beschleunigt und an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Bunches beträgt 96 ns. Die Protonen und Elektronen¹ erreichen Energien von 920 GeV und 27.5 GeV. Eine Darstellung des HERA-Speicherrings, seiner Vorbeschleuniger und der Experimente zeigt Abbildung 2.1.

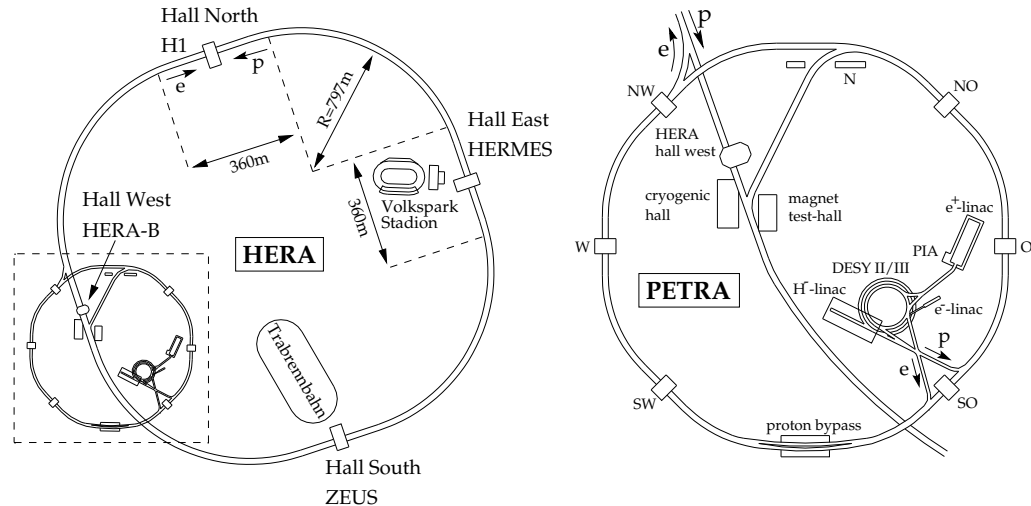


Abbildung 2.1: Dargestellt ist der HERA-Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern.

Von den am HERA-Speicherring befindlichen Experimenten nutzen H1 und ZEUS den Proton- und den Elektronstrahl, während am Experiment HERMES nur mit dem Elektronstrahl experimentiert wird. Am HERMES-Experiment wird der Elektronenstrahl auf ein ruhendes Gas-Target geführt. Auf diese Weise werden Erkenntnisse über die Spinstruktur der Nukleonen gewonnen. Bis zum Jahr 2002 fand außerdem die Datennahme

¹Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der Begriff Elektronen synonym für Elektronen bzw. Positronen verwendet.

am HERA-B Experiment statt. In diesem Experiment wurde der Protonenstrahl genutzt, um die Eigenschaften schwerer Mesonen zu untersuchen. Die Experimente H1 und ZEUS sind Proton-Elektron-Streuexperimente, in denen die Protonen und Elektronen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$ zur Kollision gebracht werden. Beide Experimente sind Vielzweckexperimente, in denen unterschiedlichste Studien zur starken und elektroschwachen Wechselwirkung ermöglicht werden.

2.1 Der H1-Detektor

Im Hinblick auf die zu untersuchenden physikalischen Fragestellungen, welche im vorangegangenen Kapitel 1 erläutert wurden, waren die Hauptziele beim Aufbau des H1-Detektors [13], eine präzise Identifikation und Rekonstruktion der entstehenden Teilchen zu erlangen. Insbesondere wurde Wert auf eine gute Rekonstruktion des gestreuten Elektrons gelegt. Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau des Zentraldetektors. Der H1-Detektor ist aus einer Vielzahl von Subdetektoren aufgebaut und deckt nahezu den gesamten Raumwinkelbereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt ab. Die in Abbildung 2.2 mit einem Stern gekennzeichnete Stelle deutet die Position des Wechselwirkungspunktes an, die Proton- und die Elektronenstrahlrichtung sind durch Pfeile dargestellt. Die Asymmetrie zwischen Proton- und Elektronenergie führt dazu, daß sich die Reaktionsprodukte der Elektron-Proton-Wechselwirkung vorwiegend in Richtung des auslaufenden Protonenstrahls, im folgenden als Vorwärtsbereich bezeichnet, bewegen. Aus diesem Grund ist der H1-Detektor in Vorwärtsrichtung deutlich aufwendiger instrumentiert.

Desweiteren ist in Abbildung 2.2 das H1-Koordinatensystem skizziert. Dessen Ursprung wird durch den nominellen Wechselwirkungspunkt festgelegt. Die z -Achse wird durch die Symmetrieachse des H1-Detektors definiert und zeigt in Protonrichtung. Die x -Achse zeigt zum HERA-Mittelpunkt und die y -Achse nach oben, so daß sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Oftmals ist es zweckmäßig, die Ereigniskinematik in Polarkoordinaten zu beschreiben. In diesem Fall ist der azimuthale Winkel ϕ in der xy -Ebene bezüglich der x -Achse und der Polarwinkel θ bezüglich der z -Achse definiert.

Die Elektronen und Protonen werden durch das Strahlrohr [1] in das Detektorvolumen geführt und am Wechselwirkungspunkt zur Kollision gebracht. Um den Wechselwirkungspunkt wird das Strahlrohr von einem Siliziumdetektor (CST²) umschlossen. Dieser ermöglicht eine präzise Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes. Der vom CST abgedeckte Winkelbereich beträgt $30^\circ < \theta < 150^\circ$. Im Rückwärtsbereich wird der CST durch den BST³ ergänzt. Der BST besitzt eine Winkelakzeptanz von $162^\circ < \theta < 176^\circ$.

An den CST schließt sich in radialer Richtung das zentrale Spurkammersystem an. Der Aufbau des zentralen Spurkammersystems ist in Abbildung 2.3 veranschaulicht. Hauptbestandteil sind die Driftkammern CJC1⁴ und CJC2. Die Auslesedrähte sind parallel zur

²Central Silicon Tracker

³Backward Silicon Tracker

⁴Central Jet Chamber 1

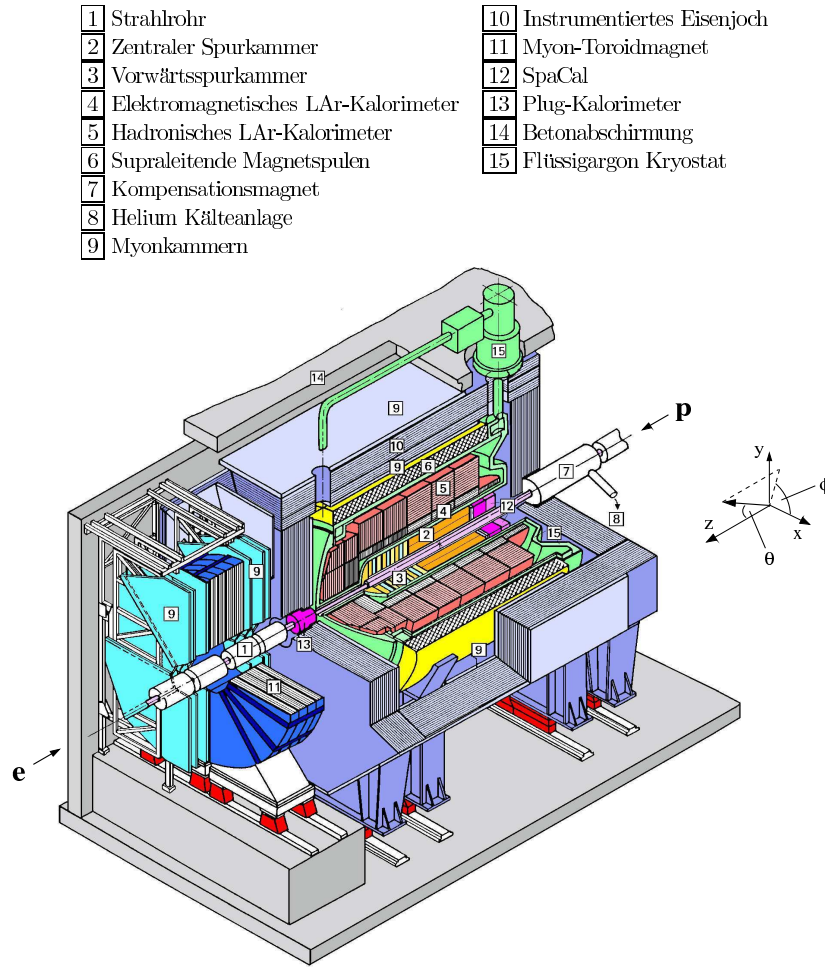


Abbildung 2.2: Dreidimensionale Ansicht des H1-Detektors. Die Bezeichnung wichtiger Detektorkomponenten ist angegeben. Rechts oben ist das H1-Koordinatensystem eingezeichnet.

Strahlachse gespannt. Die Driftkammern ermöglichen die Rekonstruktion von Teilchen Spuren mit einer Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$ [14].

Die beiden Proportionalkammern CIP⁵ und COP⁶ befinden sich an der Innenseite der CJC1 bzw. an der Außenseite der CJC2. Die schnellen Signale der CIP und COP erlauben es, diese zur Ereignisselektion innerhalb des Triggersystems heranzuziehen. Die beiden Vieldrahtproportionalkammern CIZ und COZ umschließen die CJC1 und die beiden Proportionalkammern. Die Drähte sind senkrecht zur Strahlachse mit einem Abstand von 3 mm ausgerichtet und liefern Spursegmente in Richtung der z -Achse.

⁵Central Inner Proportionalchamber

⁶Central Outer Proportionalchamber

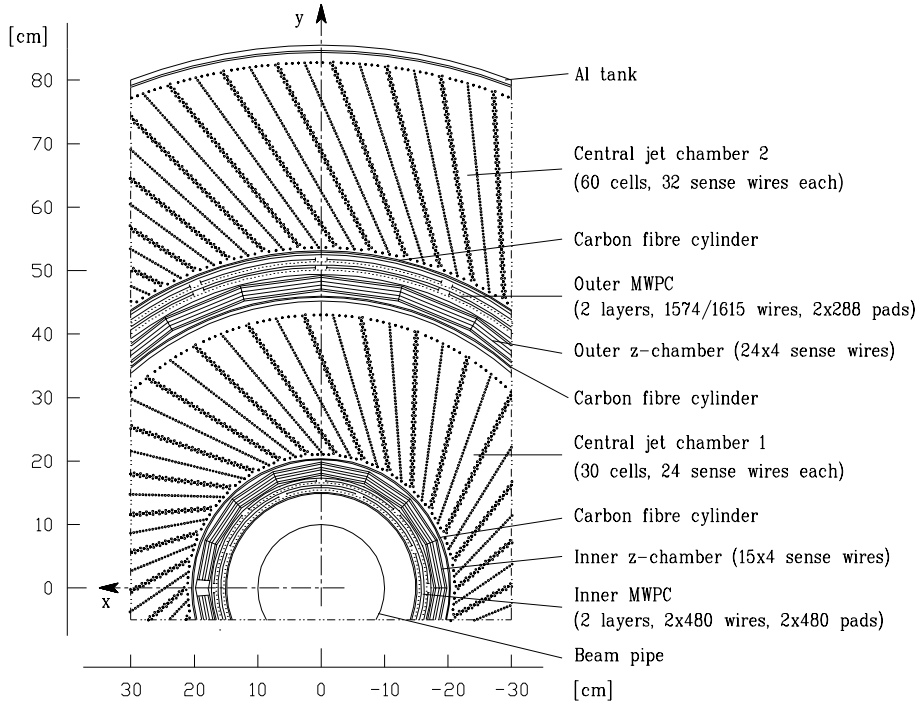


Abbildung 2.3: Radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems [13]. Die Funktion der einzelnen Spursysteme wird im Text erläutert.

Durch die sich im Vorwärts- und Rückwärtsbereich anschließenden Spurkammern und wird das Spurkammersystem vervollständigt.

An das Spurkammersystem schließt sich das Flüssig-Argon Kalorimeter (LAr) an. Das LAr ist ein Sampling-Kalorimeter und besteht aus einer elektromagnetischen [4] und einer hadronischen [5] Sektion. In beiden Sektionen wird flüssiges Argon als aktives Material verwendet, als Absorbermaterial dient in der elektromagnetischen Sektion Blei. In der hadronischen Sektion wird Edelstahl als Absorbermaterial verwendet. Beide Sektionen werden mit einem mit flüssigem Argon gefüllten Kryostaten [15] gekühlt. Das LAr ist ein nichtkompensierendes Kalorimeter, hadronisch wechselwirkende Teilchen deponieren weniger Energie als Elektronen bei gleicher Ausgangsenergie. Um diesen Effekt auszugleichen, werden bei der Rekonstruktion der hadronischen Schauer die deponierten Energien mit von der Energiedichte abhängigen Faktoren korrigiert [15, 16]. Der Akzeptanzbereich des LAr erstreckt sich über $4^\circ < \theta < 154^\circ$. Im Rückwärtsbereich schließt das Spaghetti-Kalorimeter [17] (SpaCal) [12], mit einem Akzeptanzbereich von $\theta = 153^\circ$ bis $\theta = 177.5^\circ$, die Lücke des nicht vom LAr abgedeckten Raumbereiches. Das SpaCal ist von zentraler Bedeutung für die vorliegende Arbeit und wird in Unterabschnitt 2.1.1 ausführlicher behandelt. Das PLUG-Kalorimeter [13] wurde konzipiert, um den Energiefluss im Vorwärtsbereich in der Akzeptanzlücke zwischen LAr und Strahlrohr zu messen.

Die Spurkammern und die Kalorimeter werden von einem supraleitenden Magneten [6]

umschlossen. Durch die Anordnung der Spule außerhalb des Kalorimetervolumens wird die Menge des toten Materials, die ein Teilchen beim Durchgang des Detektorvolumens durchquert, minimal gehalten. Die Spule erzeugt ein zur z -Achse paralleles und nahezu homogenes Magnetfeld der Stärke 1.15 T. Durch das Magnetfeld werden die Spuren geladener Teilchen gekrümmt und dadurch eine Impuls- und Ladungsbestimmung ermöglicht.

Die äußerste Detektorkomponente ist das Myonsystem. Das zentrale Myonsystem umfaßt das instrumentierte Eisenjoch [10] und zwei aus jeweils drei Lagen bestehende Kammerysteme [9]. Die Kammerlagen befinden sich an den Außen- und Innenseiten des Eisenjochs. Das zentrale Myonsystem dient dem Nachweis von Myonen in einem Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 171^\circ$. In Vorwärtsrichtung wird das Myonsystem durch den Myon-Toroidmagneten [11] und das Vorwärts-Myon-Spektrometer ergänzt. Der Myon-Toroidmagnet wird von den Vorwärts-Myon-Kammern umschlossen. Dadurch wird der Nachweis und die Impulsbestimmung von Myonen in einem Winkelbereich von $3^\circ < \theta < 17^\circ$ ermöglicht.

Eine weitere in Abbildung 2.2 nicht erkennbare Detektorkomponente ist das Luminositätssystem. Dieses besteht aus zwei Komponenten: dem Elektrondetektor (ET) und dem Photondetektor (PD). Beide Komponenten befinden sich außerhalb des Zentraldetektors in Rückwärtsrichtung an den Positionen $z_{ET} = -33.4\text{ m}$ und $z_{PD} = -102.9\text{ m}$. Das Luminositätssystem wird im Unterabschnitt 2.1.2 ausführlicher diskutiert.

2.1.1 Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal

Mit dem SpaCal [17] werden Energiemessungen im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors ermöglicht. Die geometrische Akzeptanz erstreckt sich von $\theta = 153^\circ$ bis $\theta = 177.5^\circ$. In diesen Bereich werden Elektronen mit Impulsüberträgen von $1 < Q^2 < 100\text{ GeV}^2$ gestreut. Dadurch werden Analysen der Protonstrukturfunktion F_2 im Bereich kleiner Werte von x und Q^2 ermöglicht. Die Variablen x , y und Q^2 können, wie in Kapitel 1 gezeigt, aus der Energie und dem Streuwinkel des Elektrons rekonstruiert werden. Aus diesem Grund lagen die Hauptziele bei der Konstruktion des SpaCals darin, eine gute Energie- und Ortsauflösung des gestreuten Elektrons zu erlangen. Das SpaCal erreicht eine relative Energieauflösung von $(7.1 \pm 0.2)\% / \sqrt{E/\text{GeV}}$, die absolute Energieauflösung ist auf 1% bekannt [18]. Die Ortsauflösung beträgt $(4.4 \pm 0.4)\text{ mm} / \sqrt{E/\text{GeV}} \oplus (1.0 \pm 0.2)\text{ mm}$ [19]. Weitere Konstruktionsziele waren eine hohe Zeitauflösung ($\leq 1\text{ ns}$) [18] und eine effiziente Elektron-Hadron Separation [20, 21]. Desweiteren ermöglicht das SpaCal eine Detektion des hadronischen Energieflusses im Rückwärtsbereich.

Funktionsweise und Aufbau des SpaCals

Das SpaCal ist aufgeteilt in eine elektromagnetische und eine hadronische Sektion. Eine Seitenansicht des SpaCals innerhalb des H1-Detektors zeigt Abbildung 2.4. Einen Überblick der Konstruktionsdaten beider Sektionen gibt Tabelle 2.1. Im folgenden wird

die Funktionsweise und der Aufbau der für diese Arbeit wichtigen elektromagnetischen Sektion beschrieben.

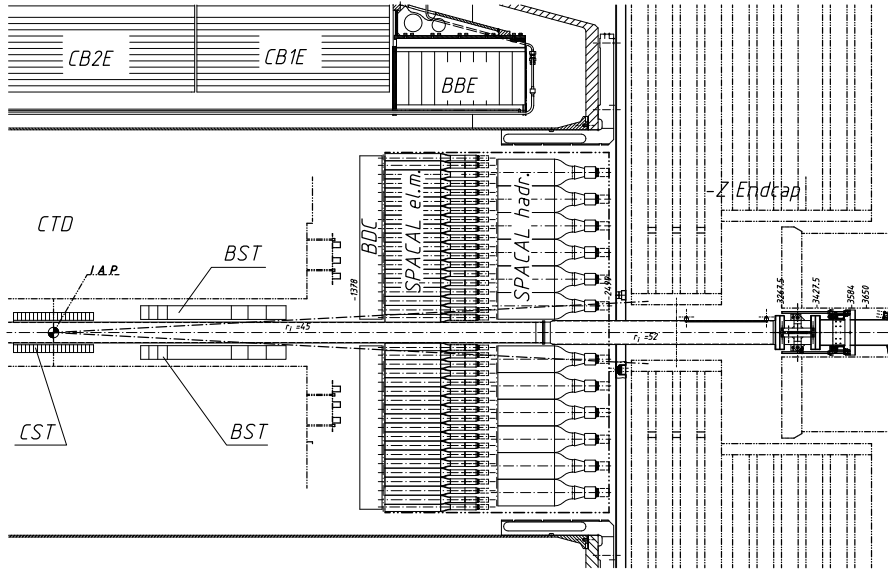


Abbildung 2.4: Seitenansicht des SpaCals im Rückwärtsbereich des H1-Detektors [17].

	elektromagnetische Sektion	hadronische Sektion
Faserdurchmesser	0.50 mm	1.0 mm
Blei/Faser Volumenverhältnis	2.27 : 1	4 : 1
Anzahl der Auslesezellen	1192	128
Zellgröße	$40.5 \times 40.5 \text{ mm}^2$	$120 \times 120 \text{ mm}^2$

Tabelle 2.1: Konstruktionsdaten des SpaCals [18].

Wie das LAr-Kalorimeter ist das SpaCal ein Sampling-Kalorimeter, bei dem Blei als Absorbermaterial und szintillierende Fasern als aktives Material verwendet werden. Das Volumenverhältnis von Blei zu szintillierenden Fasern beträgt in der elektromagnetischen Sektion 2.27 : 1. Auf das Absorbermaterial treffende Elektronen induzieren in diesem einen Schauer von Sekundärteilchen, die ihrerseits die Szintillationsfasern zur Emission von Szintillationslicht anregen. Die hierbei entstehende Lichtmenge ist proportional zur Energie des Primärelektrons und wird in den sich an das aktive Material anschließenden Photomultipliern nachgewiesen. Die elektromagnetische Sektion des SpaCals besteht aus 1192 Auslesezellen der Dimension $40.5 \times 40.5 \text{ mm}^2$. Je zwei Auslesezellen werden zu einem Submodul, der kleinsten mechanischen Einheit, zusammengefaßt. Die größte Konstruktionseinheit bildet das aus acht Submodulen bestehende Supermodul. Die Submodule

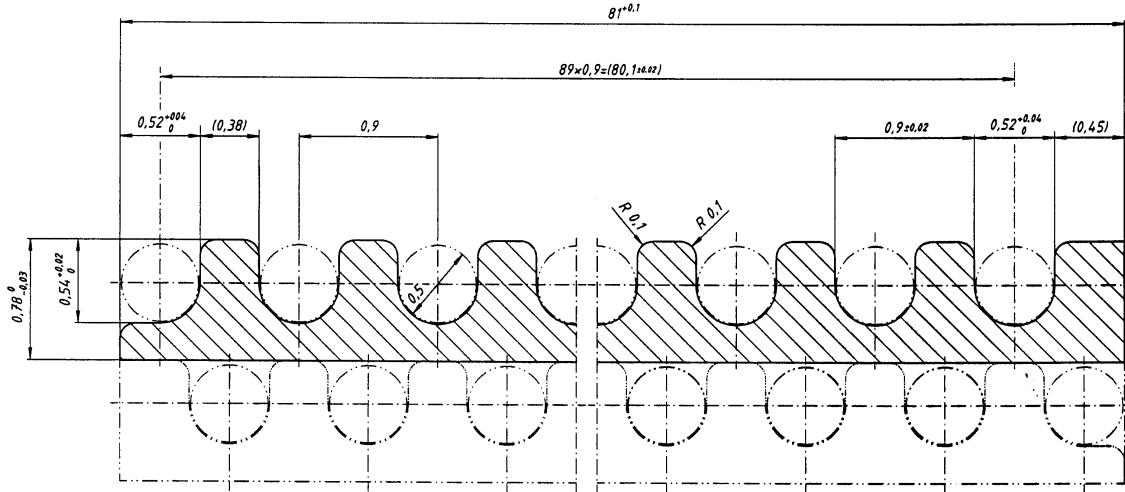


Abbildung 2.5: Darstellung zweier Bleilagen der elektromagnetischen Sektion des SpaCals [17]. In jede Bleilage sind szintillierende Fasern mit einem Durchmesser von 0.5 mm eingelegt.

bestehen aus 52 Lagen Blei der Stärke 0.78 mm. In jede dieser Bleilagen wurden 90 Aussparungen eingelassen, in welche die Szintillationsfasern eingefügt sind (siehe Abbildung 2.5). Die Szintillationsfasern besitzen einen Durchmesser von 0.50 mm und werden in zwei Strängen gebündelt zu jeweils einem Lichtmischer geführt. Der Lichtmischer verteilt das Licht gleichmäßig auf die Photokathode eines Photomultipliers [22]. Jeder Auslesezone ist ein Photomultiplier zugeordnet. Im äußeren und inneren Randbereich des SpaCals wurden speziell geformte, der Geometrie des SpaCals angepaßte, Submodule angebracht. Der innere Randbereich wird Insert genannt und besteht aus zehn Auslesezellen und einer aus vier Zellen bestehenden Veto-Lage, die dem Querschnitt des Strahlrohrs angepaßt sind [23]. Der Insertbereich ermöglicht es, gestreute Elektronen bis nah an das Strahlrohr nachzuweisen. Mit der in der Veto-Lage deponierten Energie lassen sich Energieverluste aus dem Kalorimeter ins Strahlrohr abschätzen. Ein Tantalrohr schützt den Insertbereich vor Synchrotronstrahlung. Einen Überblick über den Aufbau des SpaCals gibt Abbildung 2.6.

Clusterrekonstruktion

Trifft ein Teilchen auf das SpaCal, so erstreckt sich der elektromagnetische oder hadronische Schauer über mehrere Auslesezellen. Die Zusammenfassung der zu einem Teilchen gehörigen Auslesezellen zu einer Gruppe (Cluster) ist die Aufgabe des Clusteralgorithmus [24]. Die Energie E_{Cl} des Clusters wird durch die Summe der Energiedepositionen in

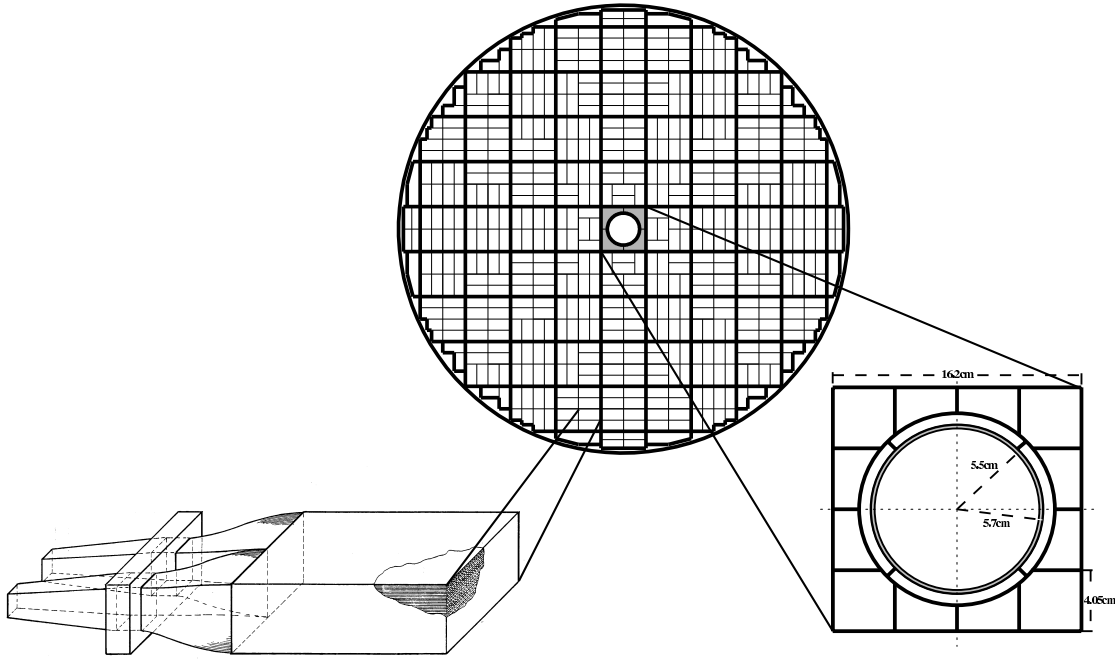


Abbildung 2.6: Der mittlere Teil der Abbildung zeigt eine $r\phi$ -Ansicht des elektromagnetischen Teils des SpaCals. Die Supermodule sind durch starke Linien gekennzeichnet. Die dünnen Linien zeigen die Anordnung der Submodule. Im rechten Teil der Abbildung ist der innere Randbereich (Insert) vergrößert dargestellt. Im linken Teil der Abbildung ist ein Submodul dargestellt. Von rechts nach links erkennt man die Blei-Faser-Matrix, die gebündelten Faserstränge, den Bündelungsrahmen und die Lichtmischer [17].

den zugehörigen Auslesezellen definiert. Die Topologie ist durch deren Anzahl festgelegt. Im Mittel erstreckt sich ein Cluster über zwanzig Auslesezellen. Existieren in einem Ereignis mehrere Clusterkandidaten, werden diese ihrer Energie nach sortiert. In Abbildung 2.7 ist ein Ereignis bestehend aus drei Clusterkandidaten dargestellt.

Im ersten Schritt des Clusteralgorithmuses werden die Auslesezellen ihrer Energie nach geordnet. Das Rauschen der Ausleseelektronik liegt im Bereich von 8 MeV. Sicherheitshalber werden Auslesezellen mit einer Energiedeposition unterhalb einer bei 15 MeV liegenden Rauschschwelle ausgeschlossen. Die Auslesezeile, in der die meiste Energie deponiert wird, definiert den ersten Cluster und wird als heißeste Zelle bezeichnet. Folgende Zellen werden, sofern sie Nachbarzelle von zu einem Cluster gehörenden Zellen sind, dem Cluster sukzessive zugeordnet. Besitzt eine Zelle keine solche Nachbarzelle, so definiert diese einen neuen Cluster. Ein Spezialfall liegt vor, wenn zwei Cluster so dicht beieinander liegen, daß sie sich überlappen. Wie in Abbildung 2.7 veranschaulicht, gibt es Auslesezellen,

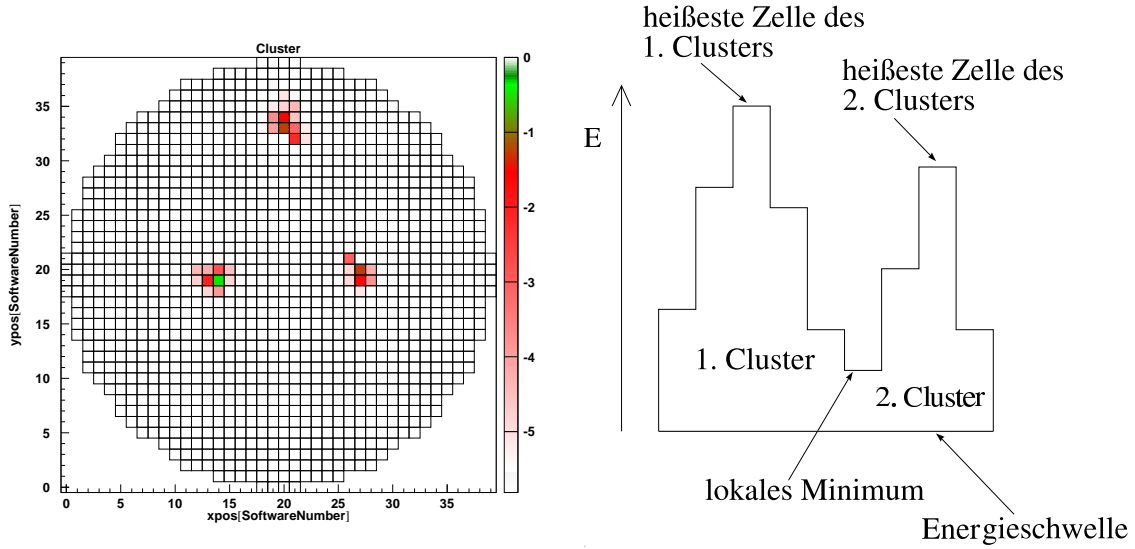


Abbildung 2.7: Im linken Teil der Abbildung sind Energiedeposition eines Ereignisses mit drei Elektronkandidaten dargestellt. Der Farbcode entspricht: $\log(E_{\text{Zelle}}/E_{1.\text{Cluster}})$. Der rechte Teil der Abbildung zeigt zwei dicht beieinander liegende Cluster. Der Clusteralgorithmus ordnet die Auslesezeile, in der das lokale Minimum auftritt, dem Cluster mit der energiereicheren Nachbarzelle, hier dem zweiten Cluster zu.

die zwei oder mehr Nachbarzellen besitzen, die zu verschiedenen Clustern gehören. Die Auslesezeile wird dem Cluster zugeordnet, dessen Nachbarzelle energiereicher ist.

Schauerkoordinate

Die Schauerkoordinate \vec{r}_S in der $r\phi$ -Ebene des SpaCals ist durch den Schwerpunkt der lokalen Energiedepositionen definiert. Eine Möglichkeit die Schauerkoordinate zu bestimmen ist durch die sogenannte *logarithmische Gewichtungs-Methode* gegeben. In [19] wird gezeigt, daß mit dieser Methode, im Vergleich zu anderen existierenden Methoden, die höchste Auflösung erreicht wird. Berechnet wird der Schauerschwerpunkt unter Verwendung der *logarithmischen Gewichtungs-Methode* wie folgt:

$$\vec{r}_S = \frac{\sum_i \vec{r}_i w_i}{\sum_i w_i}. \quad (2.1)$$

Der Index i bezeichnet die betreffenden Auslesezellen und \vec{r}_i entspricht der Koordinate der Auslesezeile i . Die Gewichtungsfaktoren w_i sind abhängig von der in der Auslesezeile i deponierten Energie. Sie berechnen sich wie folgt

$$w_i = \max(0, w_0 + \ln(\frac{E_i}{\sum_i E_i})). \quad (2.2)$$

Der sogenannte Abschneideparameter w_0 definiert eine von der Gesamtenergie des Schauers abhängige Energieschwelle, durch die Auslesezellen, in denen eine geringe Energie deponiert wird, ausgeschlossen werden.

Schauerradius

Eine Größe, die für die Separation von elektromagnetischen und hadronischen Schauern von Bedeutung ist, ist der Schauerradius $r_{Schauer}$. Der Schauerradius wird wie folgt berechnet

$$r_{Schauer} = \frac{\sum_i |\vec{r}_S - \vec{r}_i| \cdot E_i}{\sum_i E_i}. \quad (2.3)$$

Bei der Separation wird die Tatsache ausgenutzt, daß elektromagnetische Schauer eine wesentlich kleinere Ausdehnung besitzen als hadronische.

2.1.2 Das Luminositätssystem

Grundsätzlich wird zwischen der instantanen und der integrierten Luminosität unterschieden. Die instantane Luminosität L ist ein Maß für die Ereignisrate R am Wechselwirkungspunkt. Die integrierte Luminosität \mathcal{L} wird erhalten durch Integration der instantanen Luminosität L über die Zeit, diese ist demnach ein Maß für die in einem Zeitintervall stattgefundene Anzahl von Ereignissen N und ist proportional zu dem Elektron- und Protonstrom I_e und I_p . Grundlage der Luminositätsmessung am H1-Experiment ist der Bethe-Heitler-Prozeß (BH) $ep \rightarrow e\gamma p$, dessen Wirkungsquerschnitt σ_{BH} im Rahmen der QED-Theorie präzise berechnet werden kann [25]. Die instantane L und integrierte \mathcal{L} Luminosität werden aus der Rate R_{BH} bzw. der Ereignisanzahl N_{BH} des Bethe-Heitler-Prozesses wie folgt berechnet:

$$L = \frac{R_{BH}}{\sigma_{BH}}; \quad \mathcal{L} = \frac{N_{BH}}{\sigma_{BH}}. \quad (2.4)$$

Funktionsweise und Aufbau des Luminositätssystems

Es wird zwischen zwei Messmethoden, der *Photon-Methode* und der *Koinzidenz-Methode*, unterschieden. Mit Hilfe der Koinzidenz-Methode wird die instantane Luminosität bestimmt. Diese Methode basiert auf der Messung des BH-Elektrons und des BH-Photons in Koinzidenz, dadurch werden schnelle Informationen über die Wechselwirkungsrate R erhalten. Diese werden verwendet um Strahloptimierungen während des Betriebs der HERA-Maschine durchzuführen. Im Gegensatz zur *Koinzidenz-Methode* basiert die *Photon-Methode* einzig auf der Messung des BH-Photons. Im Vergleich zur *Koinzidenz-Methode* wird durch die *Photon-Methode* eine höhere Genauigkeit erlangt. Aus diesem Grund wird diese zur Bestimmung der integrierten Luminosität herangezogen [26].

Der detaillierte Aufbau des Luminositätssystems ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Die Hauptkomponenten des Luminositätssystems sind zwei räumlich getrennte Kalorimeter,

der Elektronendetektor (ET) und der Photondetektor (PD). Da die Elektronen und Photonen durch den BH-Prozeß nur eine minimale Richtungsänderung bezüglich der Richtung des Elektronenstrahls erfahren, war es notwendig, die Kalorimeter in großen Abständen zum nominellen Wechselwirkungspunkt und nah am Strahlrohr zu installieren. Die ge-

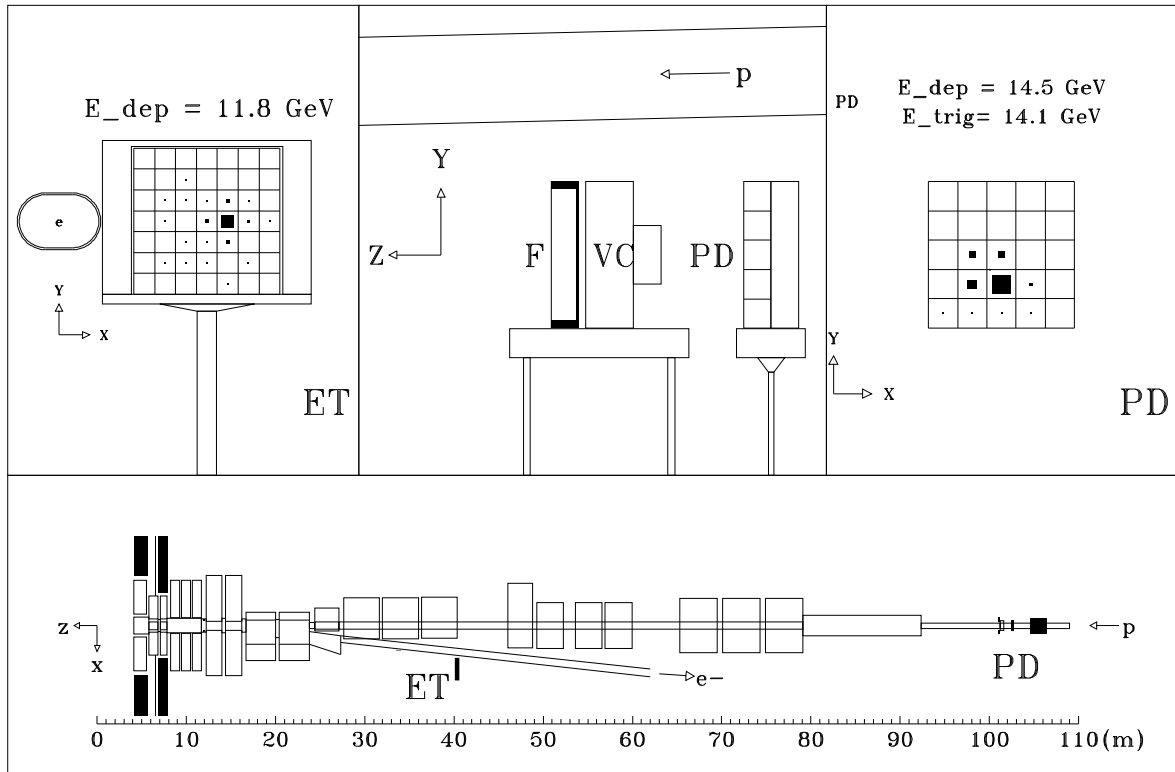


Abbildung 2.8: Schematische Ansicht des H1-Luminositätssystems [25]. Im unteren Teil der Abbildung ist die Position des Luminositätssystems innerhalb des HERA-Speicherringes dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist der Aufbau des Elektron- und Photondetektors skizziert.

streuten Elektronen werden mit Hilfe eines Magnetsystems ($-5.8 \text{ m} < -z < -23.8 \text{ m}$), bestehend aus Quadrupolmagneten und einem Ablenkmagneten, bei der Position $z = -27.3 \text{ m}$ durch ein Fenster aus dem Strahlrohr in den Elektron-Detektorarm gelenkt. Am Ende des Detektorarms werden die Elektronen bei $z_{\text{ET}} = -33.4 \text{ m}$ detektiert. Der ET besteht aus einer quadratischen Anordnung von 7×7 TlBr/TlCl-Kristallen mit einer Gesamtdetektionsfläche von $154 \times 154 \text{ mm}^2$.

Da Photonen durch magnetische Felder nicht beeinflusst werden, ist der Photondetektorarm an einer Position installiert, an der der HERA-Speicherring beginnt, einen Kreisbogen zu beschreiben. Die Protonen werden durch Magnetfelder auf den Kreisbogen gezwungen, während sich die Photonen geradlinig weiter bewegen und an der Position $z = -92.3 \text{ m}$ durch ein Fenster in den Photon-Detektorarm eintreten. Dort werden sie

bei $z_{PD} = -102.9$ m, im PD nachgewiesen. Zum Schutz vor Synchrotronstrahlung wird die dem Protonstrahl zugewandte Seite des PD durch einen 2 m langen Eisenblock abgeschirmt.

Wie der ET besteht auch der PD aus TlBr/TlCl-Kristallen. Im Falle des PT bilden 5×5 Zellen eine Gesamtdetektionsfläche von $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Die Zellen werden über einen optischen Kontakt mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen. Um den PD vor Synchrotronstrahlung aus der Richtung des auslaufenden Elektronstrahls zu schützen, ist vor diesem eine Bleifolie (F) gefolgt von einem Wasser-Čerenkov-Zähler (VC) installiert. In der Bleifolie werden die niederenergetischen Synchrotronstrahlungsphotonen absorbiert. Der Energieverlust, den die BH-Photonen in der Bleifolie erfahren, wird im Wasser-Čerenkov-Zähler abgeschätzt. Die Energie der BH-Photonen wird nachträglich auf diesen korrigiert [26].

2.2 Das Triggerkonzept

Die Elektronen- und Protonen-Pakete kreuzen sich alle 96 ns am Wechselwirkungspunkt. Dies entspricht einer Wechselwirkungsrate von etwa 10 MHz. Allerdings ist nur jedes hundertausendste Ereignis ein physikalisch interessantes, die restlichen Ereignisse sind Untergrundereignisse. Die Ursachen der Untergrundereignisse am HERA-Speicherring sind Synchrotronstrahlung der Elektronen, Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit Restgasatomen im Strahlrohr, Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit der Strahlrohrwand und Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Die Aufgabe des H1-Triggersystems ist es, die physikalisch interessanten Ereignisse aus der großen Menge von Untergrundereignissen herauszufiltern und häufige Prozesse zugunsten seltener Prozesse zu unterdrücken. Diese Selektion geschieht sukzessive auf mehreren Triggerstufen. Eine graphische Darstellung des H1-Triggersystems mit den wichtigsten Laufzeiten und Triggersignalen zeigt Abb. 2.9. Die Aufgabe der *ersten Triggerstufe (L1)* ist es, frühzeitig eine Unterdrückung von Untergrundereignissen zu erreichen. Hierfür werden Informationen bezüglich der Flugzeiten der Teilchen, der Energiedeposition in den Kalorimetern, der Teilchenspuren und des Ursprungs der Spuren genutzt.

Die erste Triggerstufe arbeitet synchron zu den alle 96 ns stattfindenden Strahlkreuzungen und ist demnach totzeitfrei. Die Ereignisdaten werden hierfür kontinuierlich in einen hinreichend tiefen Ringspeicher geschrieben. Innerhalb von $2.3 \mu\text{s}$ wird durch die erste Triggerstufe die Entscheidung getroffen, ob ein Ereignis akzeptiert oder verworfen wird. Dadurch wird eine Ratenreduktion von 10 MHz auf etwa ein 1 kHz erreicht. Die Entscheidung auf der ersten Triggerstufe basiert auf den Triggersignalen der Subdetektoren, aus diesen werden 256 sogenannte Triggerelemente gebildet. Die Triggerelemente werden mit Hilfe logischer Verknüpfungen zu 128 Subtriggern zusammengefaßt. Sind die Selektionskriterien eines Subtriggers erfüllt, wird das *L1Keep*-Signal gesetzt. Dieses bewirkt, daß die Datenpipelines angehalten und die Triggersignale an die *zweite Triggerstufe* gesendet werden. In dem Moment, in dem die Datenpipelines angehalten werden, beginnt

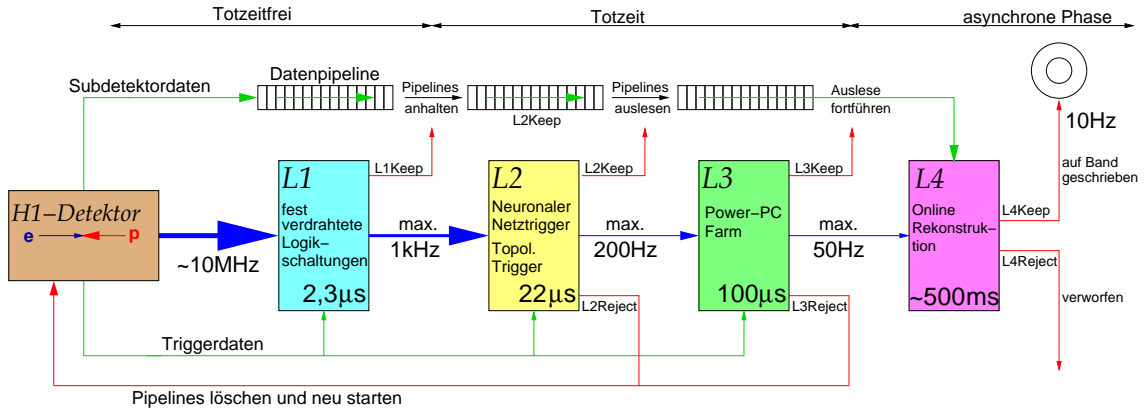


Abbildung 2.9: Graphische Darstellung des H1-Triggersystems (Skizze nach [30]) mit den vier Triggerstufen. Von diesen arbeiten L1, L2 und L3 synchron zur HERA-Uhr, lediglich die erste Stufe arbeitet dabei totzeitfrei. Gezeigt sind die Verzögerungszeiten und die maximalen Eingangsraten der einzelnen Triggerstufen.

die Totzeit des Detektors.

Die Aufgabe der zweiten Triggerstufe (L2) ist es, innerhalb von $22\mu\text{s}$, anhand topologischer Kriterien⁷ [27] und Entscheidungen neuronaler Netze⁸ [28] die positive Entscheidung des L1-Systems zu validieren oder das Ereignis zu verwerfen.

Im Falle einer positiven Entscheidung wird durch Senden des $L2\text{Keep}$ -Signals die Auslese der Ringspeicher initiiert. Wird ein Ereignis verworfen, so startet ein $L2\text{Reject}$ den Ringspeicher erneut, wodurch die Totzeit beendet wird.

Die dritte Triggerstufe (L3) wurde am Anfang des Jahres 2005 in das H1-Triggersystem integriert [29, 30] und wird gewärtig in Betrieb genommen. Die Eingangsrate des L3-Systems liegt bei 200Hz . Durch die Selektion exklusiver Endzustände mit Hilfe des schnellen Spurtriggers (FTT) [31, 32] wird eine Ausgangsrate von 50Hz angestrebt. Dem L3-System werden hierfür $100\mu\text{s}$ zur Verfügung stehen.

Die vierte Triggerstufe (L4) besteht aus einer Linux-Prozessorfarm, welche innerhalb von 500ms die abschließende Ereignisrekonstruktion ausführt. Die Ausgangsrate von 10Hz läßt eine dauerhafte Speicherrung der Ereignisdaten zu. Die Eingangsrate ist durch die zur Verfügung stehende Rechenleistung des L4-Systems auf 50Hz beschränkt. Die Anpassung der Ausgangsrate des L1-Systems an die Eingangsrate des L4-Systems geschieht mit Hilfe des im folgenden Unterabschnittes 2.2.1 diskutierten Prescaling.

⁷Diese Triggerelemente werden mit $L2TT$ bezeichnet.

⁸Diese Triggerelemente werden mit $L2NN$ bezeichnet

2.2.1 Prescaling

Aufgrund der im vorangegangenen Unterabschnitt 2.2 diskutierten endlichen Bandbreite des Triggers- und Auslesesystems, ist es notwendig die zur Verfügung stehende Bandbreite optimal an die einzelnen Subtrigger zu verteilen. Durch die Methode des Prescaling kann die Ausgangsrate einzelner Subtrigger gezielt beschränkt werden. Hierbei wird jedem Subtrigger i ein Prescalefaktor d_i , zugeordnet. Falls ein Ereignis die Bedingungen eines Subtriggers i erfüllt, wird das *raw-Bit* dieses Subtriggers i gesetzt. Allerdings wird nur für jedes d_i -te Ereignis, in dem das *raw-Bit*, gesetzt ist, auch das *actual-Bit* gesetzt. Ein Ereignis wird von der *ersten Triggerstufe* akzeptiert, falls für mindestens einen Subtrigger das *actual-Bit* gesetzt ist. Die positive Entscheidung der ersten Triggerstufe entspricht demnach einer logischen Oder-Verknüpfung aller *actual-Bits*.

Die zu Beginn einer Datennahme herrschende hohe instantane Luminosität verringert sich mit abnehmenden Strahlströmen. Um die gesamte Ausgangsrate konstant zu halten, werden die Prescalefaktoren regelmäßig an die Luminosität und die Untergrundbedingungen angepaßt. Ihre Berechnung erfolgt durch das *Autoprescaletool* [33]. In die Berechnung geht das Verhalten einzelner Subtrigger bei sich ändernden Strahlbedingungen ein. Der Einfluß der Strahlbedingungen auf das Verhalten der Subtrigger ist in Abbildung 2.10 exemplarisch für zwei fiktive Subtrigger dargestellt.

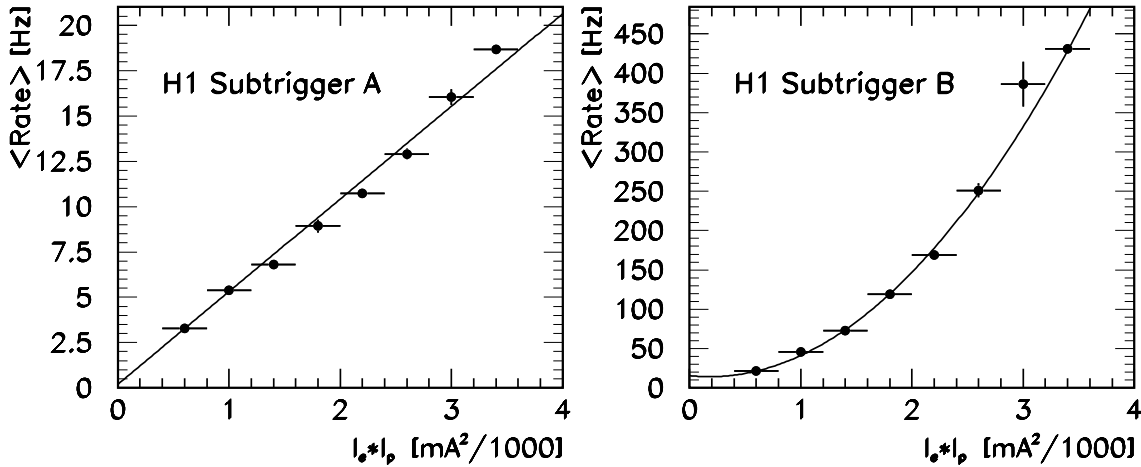


Abbildung 2.10: Veranschaulichung von zwei Subtriggern mit einer unterschiedlichen Abhängigkeit von der instantanen Luminosität $L \sim I_e \cdot I_p$ [33]. I_e und I_p bezeichnen den Elektronstrahl- und Protonstrahlstrom.

In dem dargestellten Beispiel steigt die selektierte Rate des Subtriggers A linear mit der instantanen Luminosität L , während die Rate des Subtriggers B von L^2 abhängt. Das letztere Verhalten ist typisch für Subtrigger, die mit steigender Luminosität neben Signalereignissen auch eine steigende Rate von Untergrundereignissen selektieren. Das Autoprescaletool ist in der Lage, dieses Verhalten durch Anpassung der Prescalefaktoren

zu berücksichtigen. Im Hinblick auf die physikalische Zielsetzung ist es möglich, einzelnen Subtriggern eine höhere Priorität als anderen zuzuordnen, indem diesen ein kleiner Prescalefaktor zugeordnet wird.

2.2.2 Die Triggerelemente der L1-Stufe

Die Subtrigger setzen sich aus zwei Gruppen logisch miteinander verknüpfter Triggerelemente zusammen. Die Aufgabe der ersten Gruppe ist es, gezielt Signaturen von Signalereignissen zu identifizieren. Die Triggerelemente der zweiten Gruppe, die sogenannten Veto-Bedingungen, haben die Aufgabe, gezielt Ereignisse zu verwerfen, welche die Signatur von Untergrundereignissen aufweisen.

IET-Trigger

Der *IET⁹-Trigger* [37] wurde speziell für die Elektronenerkennung im SpaCal konzipiert. Er basiert auf den Energiedepositionen innerhalb des SpaCals und setzt sich aus zwei Gruppen, bestehend aus jeweils drei Triggerelementen, zusammen. Die Triggerelemente werden mit $SPCLe_IET > n$ und mit $SPCLe_IET_Cen_m$ bezeichnet. Letztere wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet und werden im folgenden nicht weiter betrachtet. Die Selektionskriterien der $SPCLe_IET > n$ -Triggerelemente basieren auf drei frei wählbaren Diskriminatorschwellen. Tabelle 2.2 gibt eine Zusammenfassung der $SPCLe_IET$ -Triggerelemente.

<i>IET-Triggerelemente</i>	<i>Schwellen in [GeV]</i>
$SPCLe_IET > 0$	0.5
$SPCLe_IET > 1$	2
$SPCLe_IET > 2$	6

Tabelle 2.2: Nominelle Diskriminatorschwellenwerte für die Datennahmeperioden 1999 und 2000 der $SPCLe_IET$ -Triggerelemente.

Die kleinste Einheit des *IET-Triggers* ist die Triggerzelle. Eine Triggerzelle wird aus vier Auslesezellen des SpaCals gebildet (siehe Unterabschnitt 2.1.1). Die in den Auslesezellen deponierten Energien werden aufsummiert und der Triggerzelle zugeordnet. Weiter wird durch die Energiesumme aus 2×2 Triggerzellen ein Cluster-Bit definiert. Überschreitet die Energie eines Cluster-Bits die gewählte IET-Diskriminatorschwelle, wird ein entsprechendes Bit gesetzt. Die Zuordnung der Triggerzellen zu Cluster-Bits erfolgt nach der Sliding-Window-Methode. Die Sliding-Window-Methode ist in Abbildung 2.11 veranschaulicht. Bei dieser Methode werden die Cluster-Bits so angeordnet, daß sich deren Grenzen um

⁹Inclusive Electron Trigger

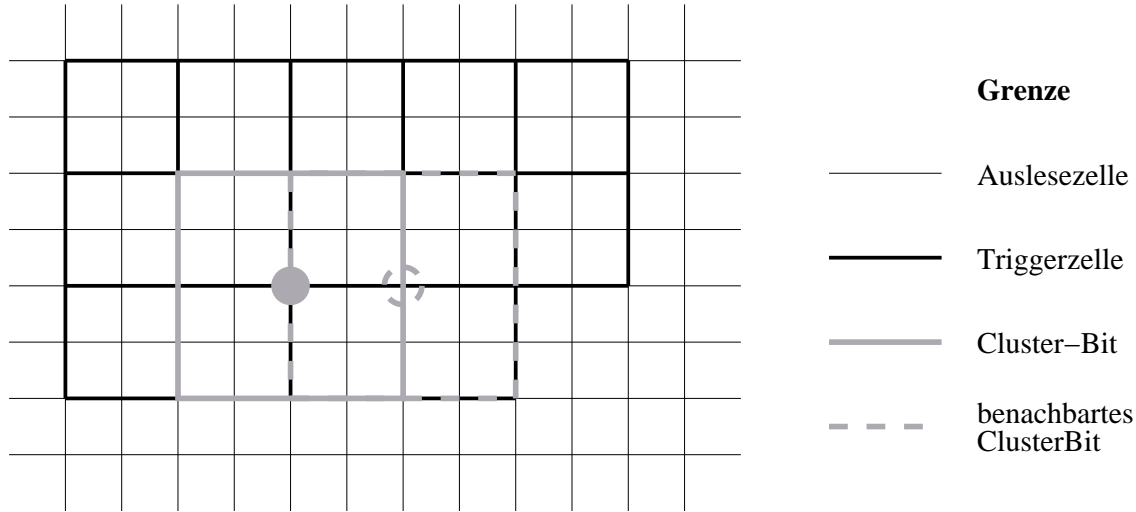


Abbildung 2.11: Veranschaulichung der *Sliding Window Technik* [39]. Durch die Kombination von je vier Auslesezeilen werden Triggerzellen gebildet. Vier dieser Triggerzellen werden jeweils so zu einem Cluster-Bit zusammengefaßt, daß sich die Hälfte seiner Fläche mit dem benachbarten Cluster-Bit überschneidet. Die in der Abbildung durch Kreise gekennzeichneten Schwerpunkte zweier benachbarter Cluster-Bits besitzen einen Abstand, der gleich der Kantenlänge zweier Auslesezeilen ist.

die Breite einer Triggerzelle überlappen. Jede Triggerzelle nimmt somit an der Berechnung von vier verschiedenen Cluster-Bits teil. Durch diese Anordnung ist es möglich, immer ein Cluster-Bit zu finden, in dem nahezu die gesamte Energie des Clusters deponiert wurde. Dadurch werden Verluste bei der Energierekonstruktion an den Rändern der Cluster-Bits minimiert. Die Fläche eines Cluster-Bits beträgt $16.2 \times 16.2 \text{ cm}^2$, die Position eines Cluster-Bits wird durch den Mittelpunkt der vier Triggerzellen in der xy -Ebene festgelegt. Desweiteren werden 4×4 Cluster-Bits mit der logischen Verknüpfung *OR* zu einem LIET-Bereich zusammengefaßt. Das gesamte SpaCal besteht aus 25 solcher LIET-Bereiche. Der Bereich im Zentrum des SpaCals wird zentraler LIET-Bereich genannt. Abbildung 2.12 zeigt die Positionen der Cluster-Bits und die Grenzen der LIET-Bereiche. Wird die Energieschwelle in einem Cluster-Bit überschritten, so wird das betreffende Bit der LIET-Region gesetzt. Ist das letztere Bit gesetzt, wird auch das Bit des entsprechenden *SPCLe_IET* $> n$ -Triggerlementes gesetzt.

SPCLe_ToF_E_2

Die Energiedepositionen im SpaCal werden auch an das Triggerelement des LAr-Kalorimeters gesendet [38]. Dieses bildet das Triggerelement *SPCLe_ToF_E_2*, das ein Ereignis akzeptiert sobald die gesamte im elektromagnetischen Teil des SpaCals deponierte Ener-

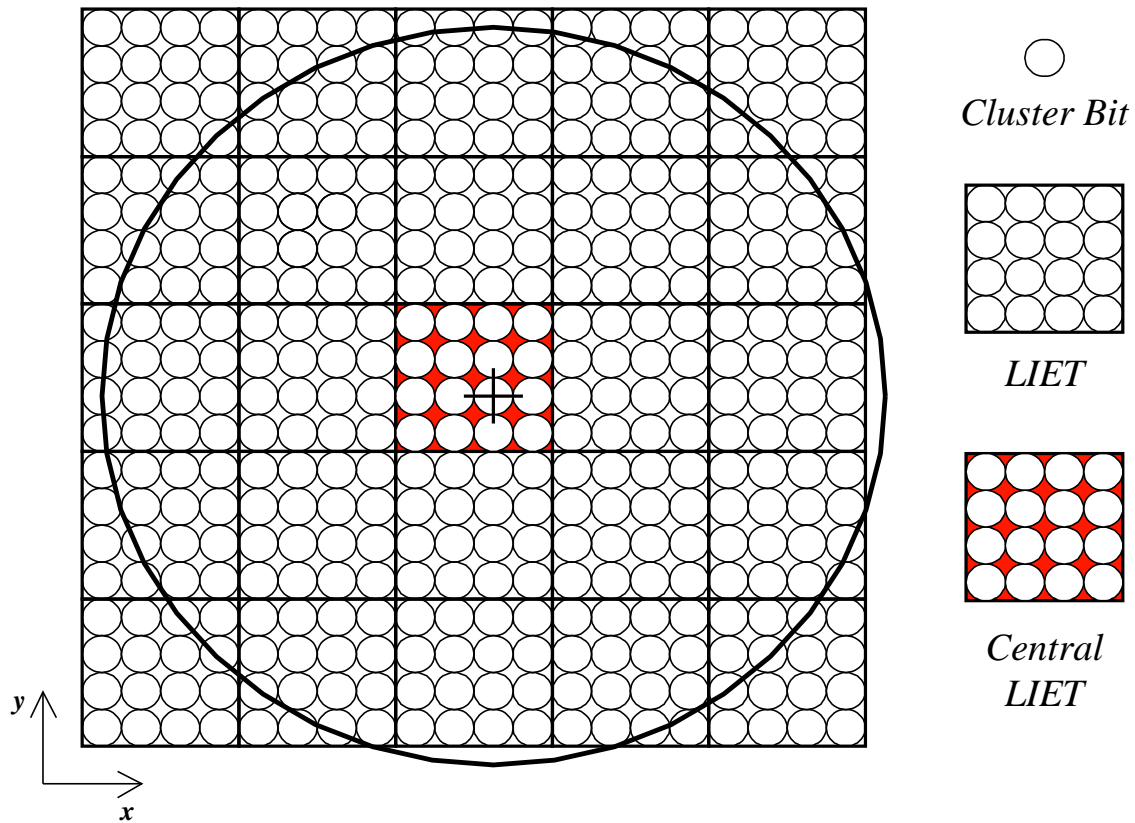


Abbildung 2.12: Dargestellt ist das SpaCal auf Triggerniveau [44]. Es ist der Zusammenhang von Cluster-Bits und LIET-Bereichen zu erkennen. Der zentrale LIET-Bereich ist schraffiert. Das Kreuz kennzeichnet die Position der Strahlachse. Der große Kreis schließt die gesamte SpaCal-Fläche ein.

die 12 GeV überschreitet. Dabei werden nur solche Energiedepositionen berücksichtigt, die vom Flugzeitsystem einem Zeitintervall von etwa 20 ns um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt zugeordnet werden.

Vetotriggerelemente

Die Vetotriggerelemente basieren im wesentlichen auf Informationen des Flugzeitsystems, der Proportionalkammern und der Driftkammern.

- *ToF¹⁰-Trigger*: Der *ToF-Trigger* basiert auf der Messung von Flugzeiten durch im Rückwärts- und Vorwärtsbereich installierte Szintillationsdetektoren. Die gemessenen Flugzeiten werden in Beziehung zu den Strahlkreuzungszeitpunkten gesetzt

¹⁰Time of Flight

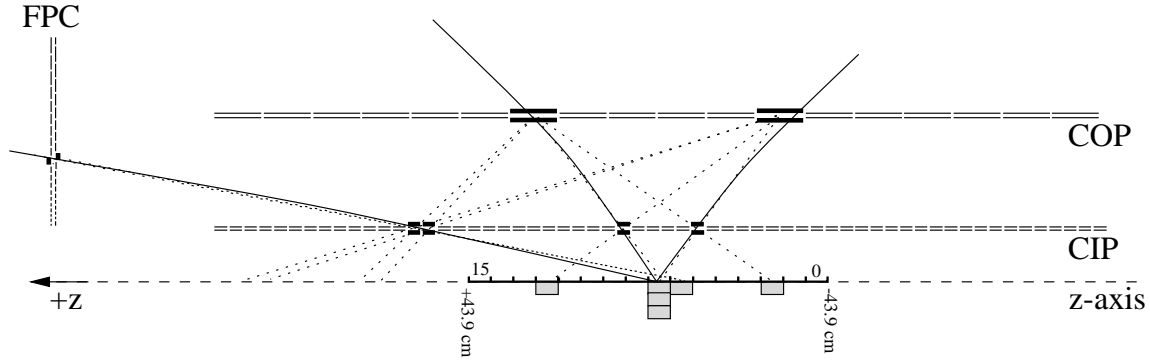


Abbildung 2.13: *rz-Ansicht und die prinzipielle Arbeitsweise des z -Vertex-Triggers [40]. Vier PADs zeigen entlang einer geraden Linie auf die z -Achse und führen zu einem Eintrag im z -Vertex-Histogramm.*

und dienen als Entscheidungskriterium, um strahlinduzierte Untergrundereignisse zu verwerfen. Die Triggerelemente des ToF-Triggers sind aus diesem Grund in den meisten Subtriggern als Veto-Bedingung implementiert.

- *z -Vertex-Trigger:* Eine weitere Möglichkeit, Untergrundereignisse zu unterdrücken, bietet die Analyse des Ursprungs der Teilchenspuren. Der *z -Vertex-Trigger* [40] rekonstruiert die Position des Vertex auf der Grundlage der Spurinformatoren der CIP, der COP und der ersten zwei Proportionalkammerlagen des vorderen Spursystems (FPC). Die Arbeitsweise des *z -Vertex-Triggers* ist in Abbildung 2.13 veranschaulicht. Ein in den Akzeptanzbereich der Proportionalkammern gestreutes Teilchen passiert mindestens vier Kammerlagen. Die Signale von mindestens vier Auslesezellen, die auf einer geraden Verbindungslinie liegen, werden zu Strahlen kombiniert. Durch die Extrapolation der Strahlen wird der Schnittpunkt der Strahlen mit der z -Achse ermittelt. Liegt der Schnittpunkt in einem Bereich von $z = -43.9$ cm bis $z = +43.9$ cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt, so erfolgt ein Eintrag in das 16 Intervalle umfassende z -Vertex-Histogramm. Es wird erwartet, daß das Intervall mit den meisten Einträgen den Vertex enthält. Der auf diese Weise rekonstruierte Vertex und die Anzahl der Einträge im Histogramm werden genutzt, um die Untergrundereignisse zu verwerfen, welche sich durch einen vom nominellen Wechselwirkungspunkt abweichenden Vertex auszeichnen. Zusätzlich ist der Ausschluß von Ereignissen hoher Spurmultiplicität notwendig, um der begrenzten Rekonstruktionszeit der vierten Triggerstufe von $100\,\mu\text{s}$ gerecht zu werden [36].
- *DCR ϕ -Trigger:* Der DCR ϕ -Trigger [41] selektiert Ereignisse mit Spuren, deren minimaler Abstand in der $r\phi$ -Ebene von der nominellen Strahlachse weniger als 2 cm beträgt. Desweiteren bietet der DCR ϕ -Trigger, wie der *z -Vertex-Trigger*, die Möglichkeit, Ereignisse zu verwerfen, die sich durch hohe Spurmultiplicitäten auszeichnen.

Der $DCR\phi$ -Trigger basiert auf den in der zentralen Jetkammern *CJC1* und *CJC2* gefundenen Spurkandidaten. Die Anzahl der vom *DCR ϕ -Trigger* genutzten radialen Drahtlagen wird durch die Auslesezeit und Wechselwirkungsrate begrenzt. Aus diesem Grund werden nur zehn der insgesamt 56 Drahtlagen, sieben der *CJC1* und drei der *CJC2*, genutzt. Insgesamt werden 10000 vordefinierte Signalmustermasken mit den rekonstruierten Spuren verglichen. Dadurch gelingt eine grobe Einteilung anhand der Ladung in Spuren mit kleinem ($\sim 450-800$ GeV) und großem (> 800 GeV) Transversalimpuls.

2.2.3 Ein Triggerelement der zweiten Triggerstufe

Die Ausgangsrate der Subtrigger ist, wie in Unterabschnitt 2.2 beschrieben, durch die Eingangsrate der vierten Triggerstufe begrenzt. Die Ausgangsrate der ersten Triggerstufe zu begrenzen ist Aufgabe des *Autoprescaletools*. Ein Nachteil dieser Methode ist, daß sie zu einer Erhöhung des statistischen Fehlers führt. Basierend auf dieser Methode werden Ereignisse zufällig verworfen, d.h. Ereignisse und Untergrundereignisse gleichmäßig. Intelligenter Methoden können das Signal zu Untergrund Verhältnis verbessern. Auf der *zweiten Triggerstufe* bietet das topologische Triggerelement *SPCL_R30* die Möglichkeit, die Ausgangsrate einiger Subtrigger zu reduzieren ohne eine Erhöhung des statistischen Fehlers zu verursachen.

Das topologische Triggerelement *SPCL_R30* [42, 43, 44] der zweiten Triggerstufe wird in Verbindung mit dem *IET-Trigger* benutzt. Dieses Triggerelement arbeitet auf Grundlage von Cluster-Bit Informationen des *IET-Triggers*. Die Aufgabe dieses Triggerelementes ist es, Ereignisse zu selektieren, welche mindestens eine Energiedeposition außerhalb eines Kreises mit dem Radius $r \simeq 30$ cm um die Symmetrieachse aufweisen. Abbildung 2.14 zeigt die durch das Triggerelement *SPCL_R30* ausgeschlossene Region. Da die Cluster-Bits jeweils einen Abstand von 8.1 cm voneinander besitzen, ist auf Grundlage der Cluster-Bit-Information kein radialer Selektionsschnitt möglich. Der Akzeptanzbereich $r > 30$ cm ist demnach als obere Grenze anzusehen.

Ein weiterer Vorteil des Triggerelementes *SPCL_R30* ist der Ausschluss der sogenannten 'hot spot'-Region [45] in der Nähe der Strahlachse, in der eine verhältnismäßig hohe Rate an Untergrundereignissen auftritt.

2.2.4 Die verwendeten Subtrigger S0, S3 und S9

Diese Arbeit beinhaltet systematische Studien der Subtrigger S0, S3 und S9 basierend auf den Datennahmeperioden 1999 und 2000. Die Zusammensetzung der Subtrigger hat sich in den Datennahmeperioden 1999 mehrfach geändert. Diese Änderungen waren jedoch marginal und führten zu keiner grundsätzlichen Leistungsänderung der Subtrigger. Einen Überblick über den Aufbau der Subtrigger gibt Tabelle 2.3. Die unterschiedliche Zusammensetzung der Subtrigger bewirkt eine vom kinematischen Phasenraum abhängige

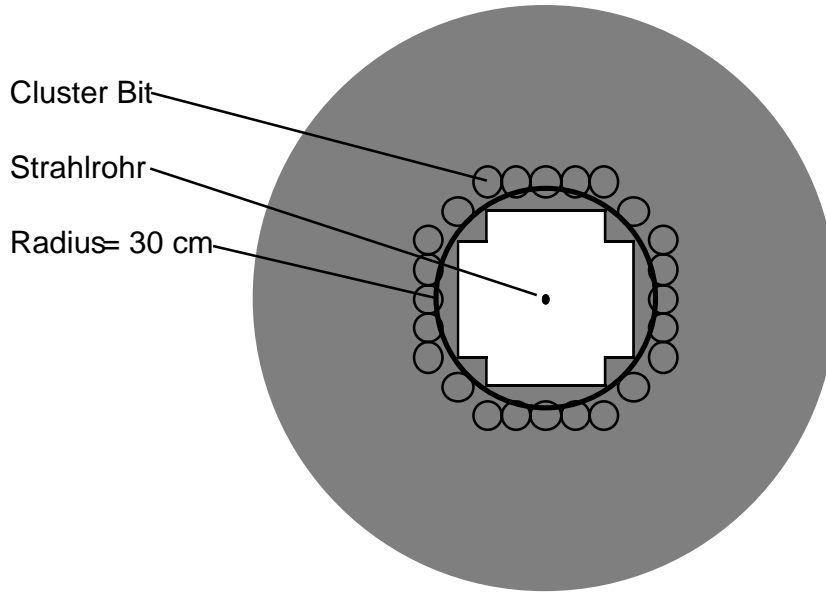


Abbildung 2.14: Die durch das L2TT-Triggerlement ausgeschlossene Region entspricht der weiß dargestellten Fläche. Der große Kreis entspricht dem SpaCal.

	<i>L1-Triggerelemente</i>	<i>L2-Triggerelemente</i>
S0	SPCLe_IET>2 && Vetobedingung(S0)	
S3	SPCLe_IET>2 && SPCLe_ToF_E_2 && Vetobedingung(S3)	SPCL_R30
S9	SPCLe_IET>1 && Vetobedingung(S9)	SPCL_R30

Tabelle 2.3: Aufbau der Subtrigger S0, S3 und S9 aus L1-Triggerelementen und L2-Triggerelementen.

Selektionsrate. Der Akzeptanzbereich in der $r\phi$ -Ebene des Subtrigger S0 ist lediglich durch die zentrale IET-Region eingeschränkt. Dies ermöglicht die Selektion von gestreuten Elektronen mit sehr kleinen Viererimpulsüberträgen Q^2 . Der Akzeptanzbereich des Subtrigger S3 wird hingegen durch die *SPCL_R30*-Bedingung auf den äußeren Bereich des Spacals und damit auf hohe Werte des Viererimpulsübertrages Q^2 beschränkt. Deweiteren ist dieser Subtrigger, bedingt durch die hohe Energieschwelle des Triggerelementes *SPCLe_ToF_E_2*, auf niedrige Werte der kinematischen Variable y beschränkt. Aufgrund der niedrigen Energieschwelle des Triggerelementes *SPCLe_IET>1* ist der Subtrigger S9 sensitiv auf den Bereich hoher Werte der kinematischen Variable y .

Eine Zusammenstellung der für das folgende Kapitel wichtigen Triggerelemente, der Subtrigger S0, S3 und S9, ist im Anhang A zu finden.

3 Die Triggereffizienz

Die Effizienz eines Subtriggers ist ein Maß für seine Leistungsfähigkeit. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Subtrigger Signalereignisse validiert, für deren Selektion er konzipiert wurde.

Um die Triggereffizienz zu bestimmen, benötigt man zunächst eine von dem zu untersuchenden Subtrigger (ST) unabhängig selektierte Ereignismenge. Hierfür werden Subtrigger, sogenannte Referenztrigger (RT), verwendet, die keine Triggererelemente mit dem zu untersuchenden Subtrigger gemeinsam haben. Im Falle der in dieser Arbeit untersuchten Subtrigger S0, S3 und S9 wurden Referenztrigger gewählt, die keine auf dem SpaCal basierenden Triggererelemente enthalten. Die Triggererelemente der Vetobedingungen der zu untersuchenden Subtrigger wurden bei der Wahl der Referenztrigger zunächst nicht berücksichtigt. Einen Überblick über die verwendeten Referenztrigger und deren Zusammensetzung aus Triggererelementen gibt Tabelle 3.1.

Da man die Triggereffizienz für Signalereignisse, wie in Unterabschnitt 1.1.2 gezeigt, zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts benötigt und Untergrundereignisse die Effizienz verfälschen würden, muß ein möglichst reiner Signaldatensatz selektiert werden. Dafür werden im nächsten Schritt aus der Menge der Referenztrigger diejenigen Ereignisse selektiert, die mindestens einen Elektronkandidaten im SpaCal-Kalorimeter besitzen. Der Bruchteil dieser Ereignisse, der auch vom zu untersuchenden Subtrigger selektiert wurde, entspricht der Triggereffizienz ϵ . Diese ist demnach gegeben durch

$$\epsilon = \frac{raw(ST) \&\& acst(RT) \&\& Elektronkandidat}{acst(RT) \&\& Elektronkandidat}. \quad (3.1)$$

Um die Auswirkung der Ratenreduzierung durch das im Unterabschnitt 2.2.1 beschriebene Autoprescaletool nicht als Ineffizienz zu interpretieren, basiert der durch den Subtrigger selektierte Satz von Ereignissen auf den *RAW-Bits* ($raw(ST)$) und der von den Referenztriggern selektierte Satz auf den *ACTUAL-Bits* ($acst(RT)$).

Im folgenden wird gezeigt, wie der statistische Fehler der Triggereffizienz berechnet wird. Hierfür wird Gleichung 3.1 vereinfacht zu

$$\epsilon := \frac{K}{N}. \quad (3.2)$$

Die Anzahl N entspricht hierbei der Ereignismenge, die von den Referenztriggern selektiert wurde, K entspricht der Schnittmenge der von den Referenztriggern und dem Subtrigger selektierten Ereignismengen. Mit Hilfe eines Binomialansatzes erhält man für

den statistischen Fehler folgende Gleichung [46]:

$$\sigma^2 := \frac{(K + 1) \cdot (N - K + 1)}{(N + 2)^2 \cdot (N + 3)}. \quad (3.3)$$

<i>Subtrigger</i>	<i>Triggerelemente</i>
16	Mu_FIEC && FwdMu_Val_Any
20	Mu_BIEC Mu_BOEC && Mu_FIEC Mu_FOEC
21	Mu_BIEC Mu_BOEC && Mu_FIEC Mu_FOEC
23	FwdMu_Val_GT1_SAMOCT FwdMu_Val_GT1_DIFOCT && (Mu_FIEC Mu_FOEC)>1 Mu_2_FIoOEC
24	(Mu_BIEC Mu_BOEC Mu_Bar Mu_FIEC Mu_FOEC)>0 && LAr_Etrans>1)
25	((Mu_BIEC Mu_BOEC Mu_Bar Mu_FIEC Mu_FOEC)>0)&&LAr_Etmiss>1
28	FwdMu_Val_GT1_DIFOCT
29	FwdMu_Val_Any && (Mu_FOEC Mu_Bar Mu_BEC)
46	VLQ_high_OR
47	VLQ_low_AND
64	LAr_Etrans>2 && LAr_IF>1
66	LAr_Emiss>2 && LAr_IF>1
69	eTAG
73	Mu_3_Bar
76	LAr_Etrans>1
77	LAr_Etmiss>1
80	etag_all
96	eTAG && (FNC_Esum>1)
97	eTAG && (FNC_Esum>1)
98	eTAG && (FPS_VER FPS_HOR)
111	VLQ_high_OR
124	VLQ_noise_OR

Tabelle 3.1: Die verwendeten Referenztrigger und ihre Zusammensetzung aus Triggerelementen. Nicht aufgeführt sind die Triggerelemente aus denen die Vetobedingungen der jeweiligen Referenztrigger gebildet werden.

3.1 Ereignisselektion

Beim H1-Experiment werden die Ereignisse in sogenannten Luminositäts-Füllungen gesammelt. Ein Luminositäts-Füllung beginnt mit dem Einfüllen der Elektron- und Proton-Bunche in den HERA-Speicherring und endet, sobald einer der Strahlen verloren geht oder der Luminositätsbetrieb des HERA-Beschleunigers kontrolliert beendet wird.

Bei einer Luminositäts-Füllung unterscheidet man vier Triggerphasen. Hohe Triggerphasen entsprechen Datennahmeabschnitten mit niedriger instantaner Luminosität und damit niedrigen Prescalefaktoren. Eine Luminositäts-Füllung beginnt mit der ersten Triggerphase und endet mit der vierten Triggerphase. Seit Einführung des Autoprescaletools ist es möglich, in der zweiten Triggerphase zu verbleiben und die Prescalefaktoren bei Bedarf an die Strahlbedingungen anzupassen. Die erste Triggerphase zeichnet sich durch hohe Prescalefaktoren und eine hohe Rate an strahlinduzierten Untergrundereignissen aus. Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Arbeit Datennahmeabschnitte der ersten Triggerphase von der Analyse ausgeschlossen. Ferner sind die Luminositäts-Füllungen in sogenannten Luminositäts-Runs eingeteilt. Unter einem Luminositäts-Run wird ein Abschnitt der Datennahme verstanden, in dem sich der Detektorstatus nicht signifikant geändert hat. Abhängig vom vorliegenden Detektorstatus werden die Luminositäts-Runs in drei Kategorien eingeteilt: *good*, *medium* und *poor*.

Als „*Good*“ klassifizierte Runs zeichnen sich dadurch aus, daß alle Subdetektoren, welche grundlegend für die Ereignisrekonstruktion sind, in Betrieb waren. Dies sind im einzelnen die *CJC1* und *CJC2*, das *LAr-Kalorimeter*, das *Myonsystem*, die *BDC*, das *Luminositätssystem*, das *SpaCal*, die *CIZ* und *COZ* und das *Vorwärtsspurkammersystem*.

Um Untergrundereignisse zu verwerfen, wird ein Schnitt auf den rekonstruierten z -Vertex angewandt. Es werden nur solche Ereignisse selektiert, deren z -Vertex in einem Intervall von 30 cm um die mittlere Vertexposition liegt. Ereignisse, für die kein Vertex rekonstruiert werden konnte, werden verworfen.

Im vorangegangenen Abschnitt (siehe Gleichung 3.1) wurde gezeigt, daß im Hinblick auf die Bestimmung der Triggereffizienz eine präzise Identifikation des gestreuten Elektrons notwendig ist. Um eine gute Identifikation des gestreuten Elektrons zu erlangen, wurden Schnitte auf den rekonstruierten Schauerradius und die Energiedeposition in der hadronischen Sektion des SpaCals ausgeführt.

Der Schauerradius wird anhand Gleichung 2.3 bestimmt. Im SpaCal liegt der Radius von Schauern, welche durch Elektronen induziert werden, im Mittel bei 2.8 cm. Der Radius von hadronischen Schauern ist hingegen deutlich größer. Durch einen Schnitt auf einen Schauerradius von $r_{\text{Schauer}} < 4$ cm gelingt eine Separation von Elektronen und Hadronen (siehe Abbildung 3.2). Unter Berücksichtigung der Energiedeposition in der hadronischen Sektion des SpaCals gelingt ein weiterer der Identifikation des gestreuten Elektrons dienender Schnitt. Es wird das Verhältnis f der vom Elektronkandidaten in der hadronischen Sektion des SpaCals deponierten Energie und der in der elektromagnetischen Sektion deponierten Energie gebildet. Es werden Ereignisse verworfen für die f mehr als 0.15 beträgt.

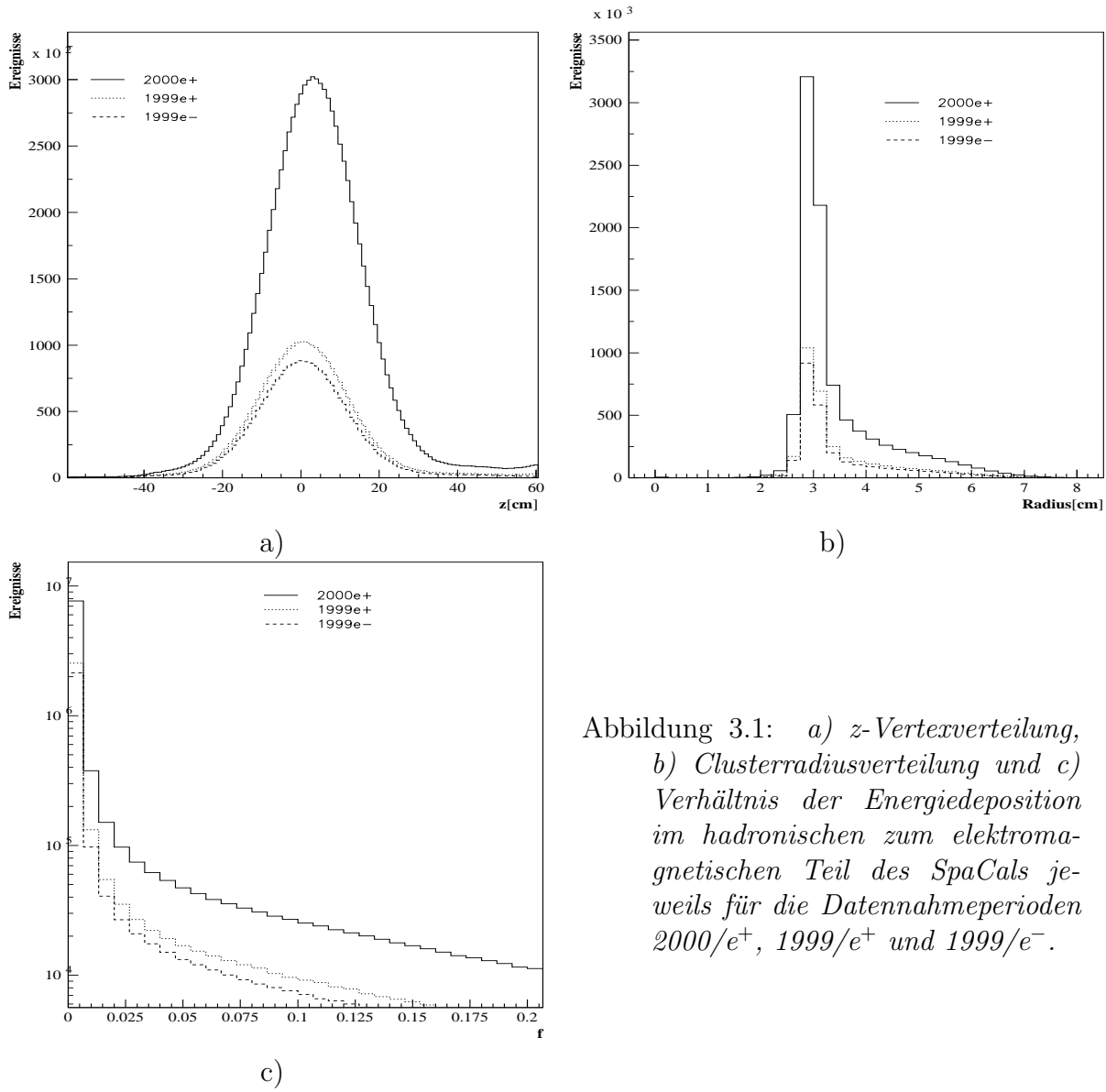


Abbildung 3.1: a) z -Vertexverteilung, b) Clusterradiusverteilung und c) Verhältnis der Energiedeposition im hadronischen zum elektromagnetischen Teil des SpaCals jeweils für die Datennahmeperioden 2000/ e^+ , 1999/ e^+ und 1999/ e^- .

Variable	Selektionsschnitt	Datennahmeperiode
Schauerradius $r_{Schauer}$	$r_{Schauer} \leq 4$ cm	1999/2000
Vertex z_{vtx}	$\ z_{vtx} - 2.5\ $ cm < 30 cm	2000/ e^+
Vertex z_{vtx}	$\ z_{vtx}\ $ < 30 cm	1999/ e^- und e^+
$f = \frac{hadr.Energie}{elem.Energie}$	$f \leq 0.15$	1999/2000

Tabelle 3.2: Selektionsschnitte um Untergrundereignisse zu verwerfen und eine bessere Identifikation Elektronkandidaten zu erlangen für die jeweilige Datennahmeperiode.

<i>Schnitte in der $r\phi$-Ebene</i>		<i>Energieschnitte</i>	
S0	$8.1 \text{ cm} < x < -16.2 \text{ cm}$ $16.2 \text{ cm} < y < -8.1 \text{ cm}$	S0	$E_{1.Ek} > 10 \text{ GeV}$
S3	$r > 30 \text{ cm}$	S3	$E_{1.Ek} > 20 \text{ GeV}$
S9	$r > 30 \text{ cm}$	S9	–

a)
b)

Abbildung 3.2: Tabelle (a) zeigt die Schnitte auf die Akzeptanzbereiche der jeweiligen Subtrigger in der $r\phi$ -Ebene. Diese Schnitte wurden bei den Effizienzstudien in Abhängigkeit von der Energie des ersten Elektronkandidaten angewandt. In der Tabelle (b) sind die Schnitte auf die Energie des ersten Elektronkandidaten angegeben. Diese Schnitte wurden bei den Effizienzstudien in Abhängigkeit vom radialen Abstand r des ersten Elektronkandidaten von der Strahlachse angewandt.

Der in dieser Arbeit verwendete Datensatz wurde in den Jahren 1999 und 2000 aufgezeichnet. Zu Beginn der Datennahmeperiode 1999 wurde die HERA-Maschine mit Elektronen betrieben und dann während des Jahres 1999 auf Positronen umgestellt. Im Jahr 2000 wurde die HERA-Maschine weiterhin mit Positronen betrieben. Die Schnitte auf den z -Vertex, den Clusterradius und die Variable f wurden für die verschiedenen Datennahmeperioden geprüft. Die Verteilungen dieser Variablen für die jeweilige Datennahmeperiode sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Die z -Vertex-Verteilung zeigt, daß der z -Vertex in der Datennahmeperiode 2000 in Bezug auf die nominelle Position um 2.5 cm verschoben war. Diese Verschiebung wurde durch einen entsprechenden Schnitt berücksichtigt.

Tabelle 3.2 gibt eine Übersicht über die angewandten Schnitte für die jeweilige Datennahmeperiode.

3.2 Bestimmung der Triggereffizienz

Im folgenden werden die Triggereffizienzen der Subtrigger S0, S3 und S9 bestimmt. Die Effizienz wurde in Abhängigkeit von der Energie $E_{1.Ek}$ und dem Abstand r zur Strahlachse des zum ersten Elektronkandidaten gehörenden Cluster im SpaCal bestimmt. Im Rahmen der Effizienzstudie in Abhängigkeit von der Energie $E_{1.Ek}$ müssen Schnitte auf die Akzeptanzbereiche der Subtrigger ausgeführt werden. Der Akzeptanzbereich des Subtriggers S0 wird durch das Triggerelement $SPCL_{e_IET} > 2$ bedingt, dieses deckt den gesamten Akzeptanzbereich des SpaCals mit Ausnahme des zentralen IET-Bereiches ab (siehe Abb.2.12). Der Akzeptanzbereich der Subtrigger S3 und S9 wird beschränkt durch das Triggerlement $SPCL_{R30}$ (siehe Abbildung. 2.14). In Tabelle 3.2 a) sind die daraus resultierenden Selektionsschnitte zusammengefaßt.

Zunächst wird exemplarisch für den Subtrigger S0 gezeigt, wie man anhand von Gleichung

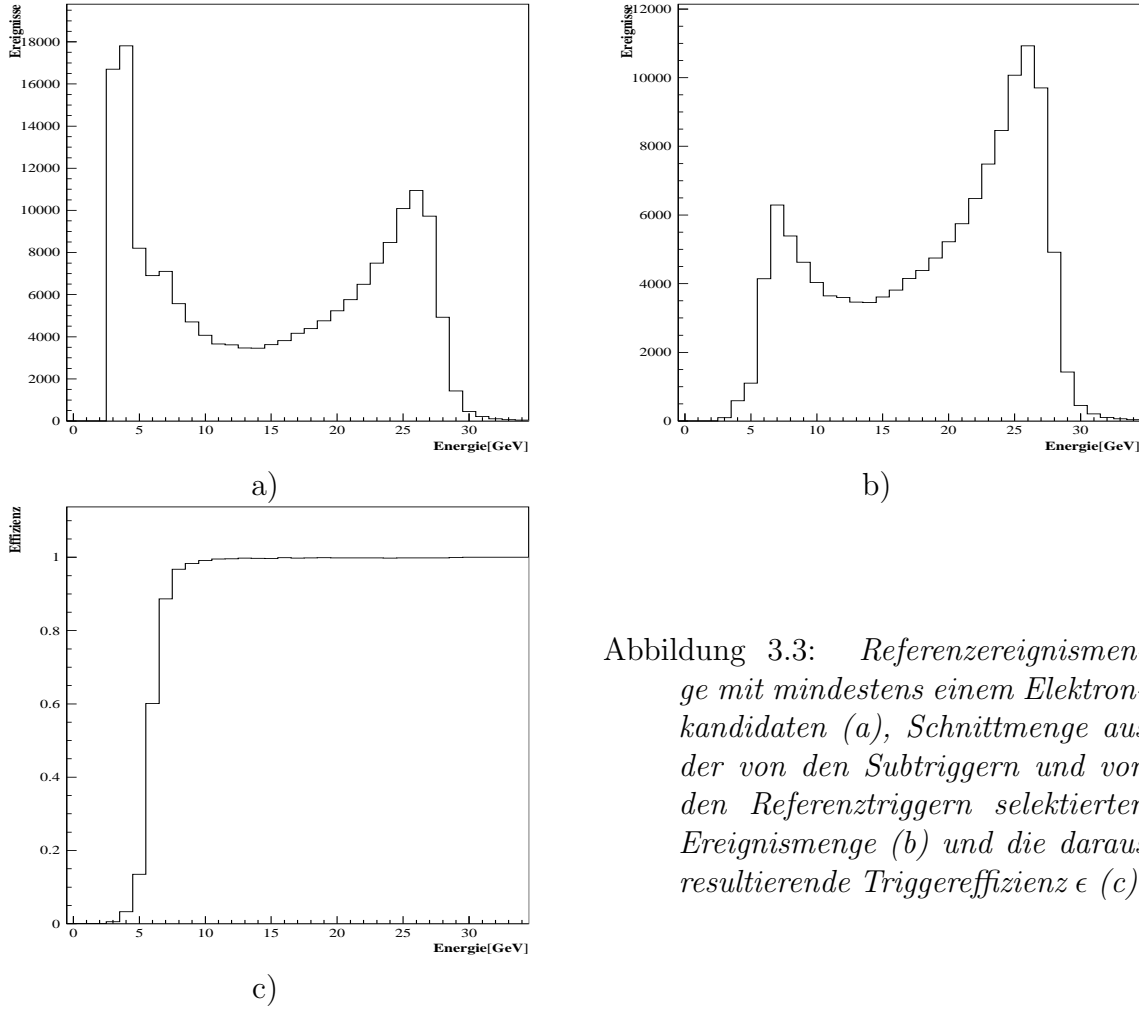


Abbildung 3.3: Referenzereignismenge mit mindestens einem Elektronkandidaten (a), Schnittmenge aus der von den Subtriggern und von den Referenztriggern selektierten Ereignismenge (b) und die daraus resultierende Triggereffizienz ϵ (c).

chung 3.1 und des in Tabelle 3.2 angegebenen Schnittes die Effizienzkurve $\epsilon(E_{1.E_k})$ bestimmt. Das Energiespektrum der von den Referenztriggern selektierten Signalereignisse ist exemplarisch in der Abbildung 3.3 a) dargestellt.

In diesem erkennt man bei 27.5 GeV den für die Energieverteilung gestreuter Elektronen typischen *kinematischen peak* [47]. Desweiteren erkennt man bei 3–10 GeV das sogenannte *Photoproduktionssignal*. In *Photoproduktions*-Ereignissen verläßt das gestreute Elektron den H1-Detektor durch das Strahlrohr. Das Signal wird hervorgerufen von Photonen aus dem hadronischen Endzustand [48]. Nun wird geprüft, welche Ereignisse der Abbildung 3.3 a) auch vom zu untersuchenden Subtrigger selektiert wurden. Diese Ereignismenge ist in der Abbildung 3.3 b) exemplarisch für den Subtrigger S0 dargestellt. Der Bruchteil der Ereignisse aus a), die in b) enthalten, sind entspricht der Triggereffizienz ϵ . Diese zeigt Abbildung 3.3 c).

Die Effizienzkurven der Subtrigger S0, S3 und S9 in Abhängigkeit von der Energie des ersten Elektronkandidaten zeigt Abbildung 3.4. Die Effizienzkurven des Subtriggers

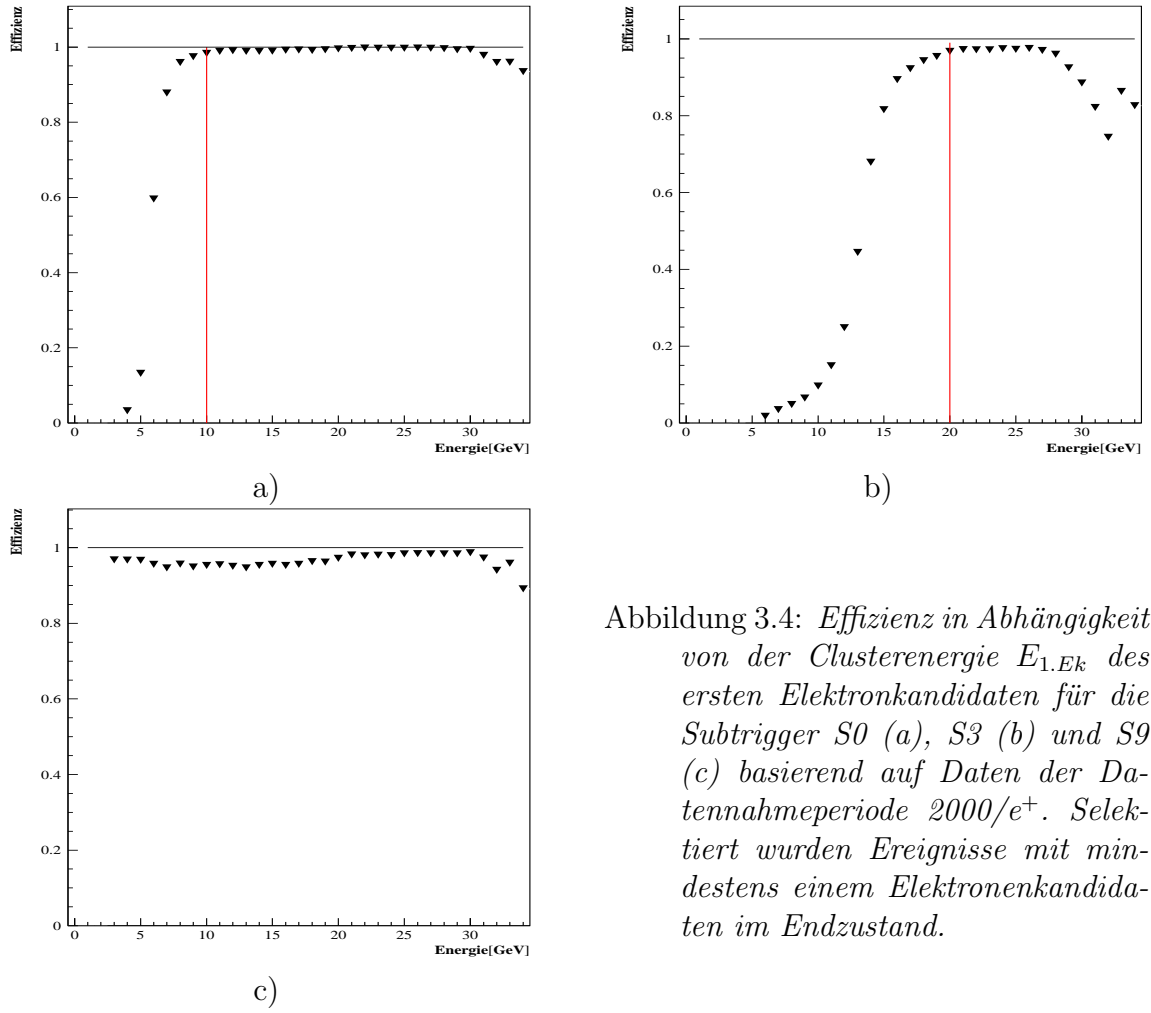


Abbildung 3.4: *Effizienz in Abhängigkeit von der Clusterenergie $E_{1,Ek}$ des ersten Elektronkandidaten für die Subtrigger S0 (a), S3 (b) und S9 (c) basierend auf Daten der Datennahmeperiode 2000/ e^+ . Selektiert wurden Ereignisse mit mindestens einem Elektronenkandidaten im Endzustand.*

S0 zeigt ein durch das Triggerelement $SPCL_{e_IET} > 2$ bedingtes Schwellenverhalten bei 6 GeV. Die Schwelle des Subtrigger S3 bei 12 GeV wird verursacht durch das Triggerelement $SPCL_{e_ToF_E_2}$. Aufgrund eines Energieschnittes von $E > 3$ GeV bei der Produktion des für diese Analyse verwendeten Datensatzes ist ein Schwellenverhalten des Triggerelementes $SPCL_{e_IET} > 1$ beim Subtrigger S9 nicht zu erkennen. Desweiteren ist in Abbildung 3.4 zu erkennen, daß die Effizienzen der Subtrigger S3 und S9 deutlich unter 100 % liegen. Alle drei Subtrigger weisen Ineffizienzen im Bereich hoher Energien ($E > 30$ GeV) auf. Diese Ineffizienz ist beim Subtrigger S3 am deutlichsten ausgeprägt.

Im nächsten Schritt wurden die Effizienzen in Abhängigkeit vom Abstand r des zum ersten Elektronkandidaten gehörenden Clusters im SpaCal zur Strahlachse bestimmt. Um lokale Unterschiede besser identifizieren zu können, wurden für die Bestimmung der Effizienz Ereignisse mit Energien oberhalb der Schwelle des jeweiligen Subtrigger selektiert. Diese Schnitte sind in Tabelle 3.2 b) angegeben und in Abbildung 3.4 eingezeichnet. Die Ergebnisse der radialen Effizienzberechnung der drei Subtrigger sind in Abbildung 3.5 dar-

gestellt. Wie schon bei der vorangegangenen Effizienzbestimmung liegen auch hier die Effizienzen der Subtrigger S3 und S9 deutlich unter 100 %. Die Effizienzkurve des Subtriggers S3 weist eine Ineffizienz in dem Bereich um $r = 60$ cm auf. Dies ist ein Hinweis auf lokale Ineffizienzen der im Subtrigger S3 enthaltenen Triggerelemente. Die Effizienzkurve des Subtriggers S9 weist über den gesamten betrachteten Bereich eine Effizienz von $\epsilon(r) \simeq 97\%$ auf.

Mit den in den folgenden Abschnitten dargestellten Studien werden mögliche Ursachen der Ineffizienzen systematisch untersucht.

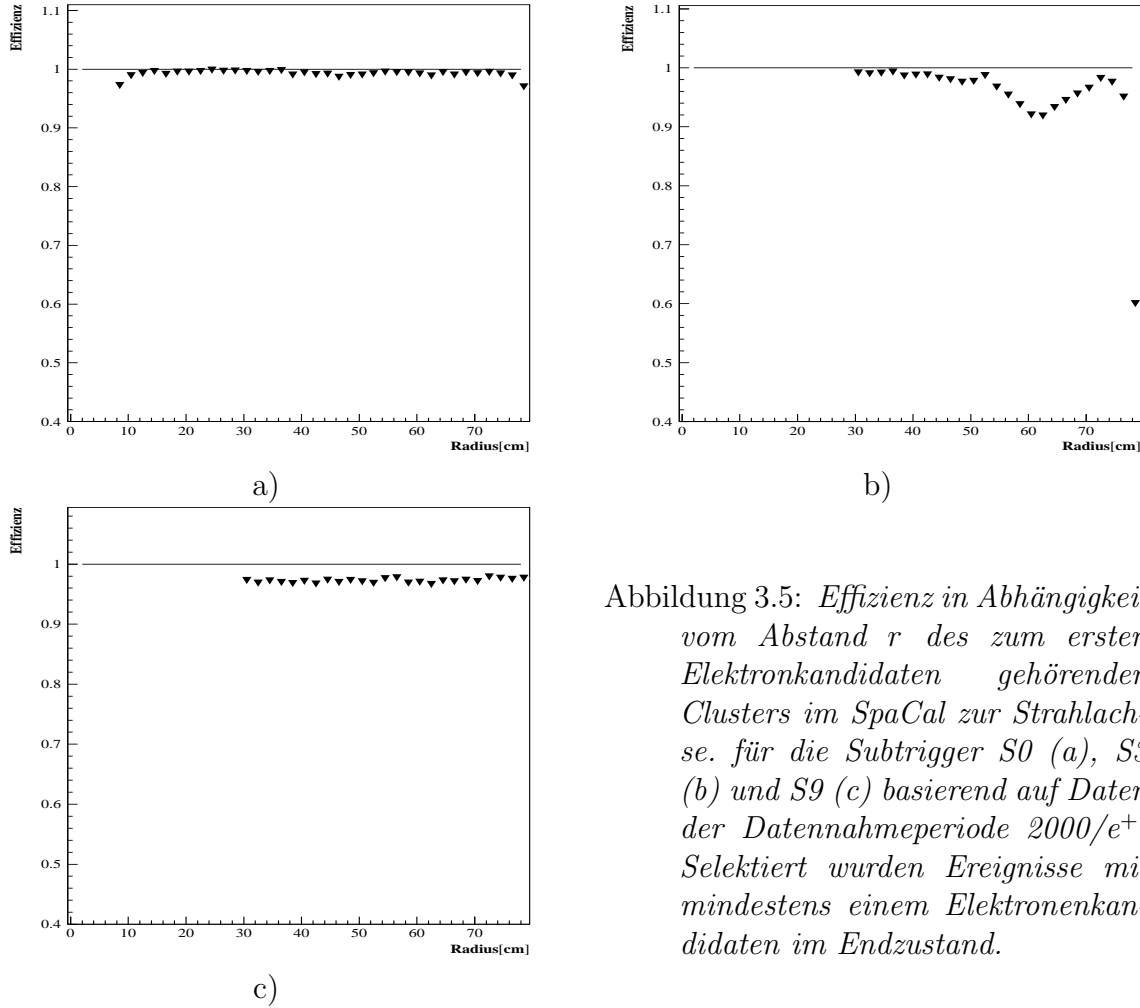


Abbildung 3.5: *Effizienz in Abhängigkeit vom Abstand r des zum ersten Elektronkandidaten gehörenden Clusters im SpaCal zur Strahlachse. für die Subtrigger S0 (a), S3 (b) und S9 (c) basierend auf Daten der Datennahmeperiode 2000/ e^+ . Selektiert wurden Ereignisse mit mindestens einem Elektronenkandidaten im Endzustand.*

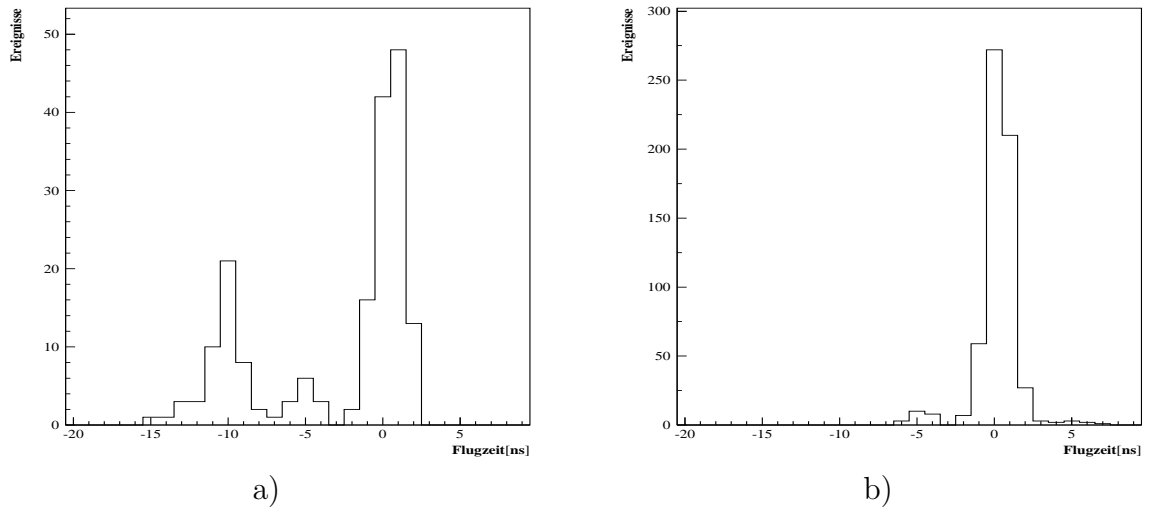


Abbildung 3.6: Dargestellt ist die Flugzeitverteilung der ersten Elektronkandidaten von Ereignissen, die von den Referenztriggern (a) getriggert, wurden und von Ereignissen, die vom Subtrigger S0 getriggert wurden (b). In beiden Fällen wurden Ereignisse selektiert in denen die Energiedeposition mehr als 30 GeV betrug.

3.3 Strahlinduzierter Untergrund

Bei allen drei Subtriggern ist ein Effizienzabfall bei hohen Energien ($E > 30$ GeV) zu beobachten. Im diesem Abschnitt wird gezeigt, daß dieser Effizienzabfall mit der Flugzeit der Elektronkandidaten korreliert ist. Die Flugzeitinformation der Elektronkandidaten wird genutzt um Untergrundereignisse zu verwerfen.

Dem Effizienzabfall können prinzipiell zwei Ursachen zu Grunde liegen: Zum einen könnte eine Ineffizienz bei den Subtriggern vorliegen, zum anderen könnten durch die Referenztrigger Untergrundeignisse selektiert werden, welche in der Ereignismenge der Subtrigger S0, S3 und S9 nicht zu finden sind. Da die Ineffizienz bei allen drei Subtriggern auftritt, besteht alternativ die Möglichkeit, die Ineffizienz bei den Triggerlementen des IET-Triggers zu suchen, da die Triggerelemente des IET-Triggers in allen drei Subtrigger enthalten sind (siehe Tabelle 2.3). Die Effizienzstudien der Triggerlemente des IET-Triggers, welche in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden, zeigen, daß diese weitestgehend mit voller Effizienz arbeiten. Demnach muß dem Effizienzabfall die erste Ursache zugrunde liegen.

Eine Möglichkeit, Untergrundereignisse zu identifizieren, bieten Flugzeitstudien. Aufgrund der guten Zeitauflösung des SpaCals werden im folgenden die auf dem SpaCal basierenden Flugzeitinformationen betrachtet. Im Hinblick auf die in Abbildung 3.4 bei allen drei Subtriggern erkennbaren Ineffizienzen bei hohen Energie wurden Ereignisse mit einer Energiedeposition des ersten Elektronkandidaten von mehr als 30 GeV im SpaCal selektiert. Die erste Ereignismenge entspricht Ereignissen, die von den Referenztriggern

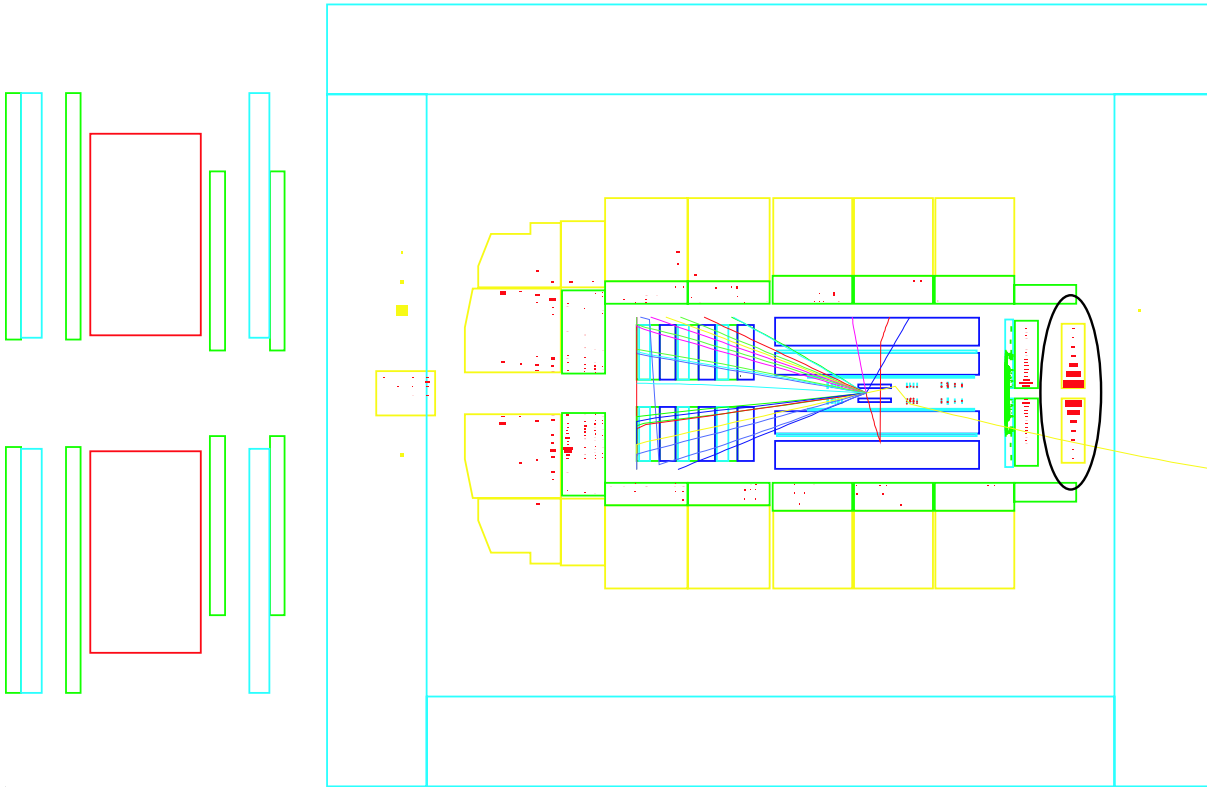


Abbildung 3.7: Ein typisches protoninduziertes Untergrundereignis. Die hadronische Sektion des SpaCals ist eingekreist. Deutlich zu erkennen ist die große Energiedeposition in dieser Sektion.

getriggert wurden, die zweite Ereignismenge basiert auf vom Subtrigger S0 getriggerten Ereignissen. Die Abbildung 3.6 zeigt die Flugzeitverteilungen der ersten Elektronkandidaten beider Ereignismengen. Die dargestellten Flugzeitverteilungen sind normiert auf den Zeitpunkt der Strahlkreuzung am Wechselwirkungspunkt. Elektronkandidaten, die vom Wechselwirkungspunkt stammen, werden zum Zeitpunkt $t = 0$ ns im SpaCal detektiert. Die auf den Referenztriggern basierende Zeitverteilung weist neben den vom Wechselwirkungspunkt stammenden Elektronkandidaten ein weiteres Signal bei -10 ns auf. Elektronkandidaten, die 10 ns vor der eigentlichen Wechselwirkung detektiert werden, sind ein Hinweis auf vom Protonstrahl induzierte Untergrundereignisse.

Vom Protonstrahl induzierte Untergrundereignisse entstehen aufgrund von Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit der Strahlrohrwand oder mit Restgasmolekülen im Strahlrohr [49]. Begünstigt wird die Entstehung der Untergrundereignisse durch den Umstand, daß die Protonen beim Umlauf im HERA-Speicherring das Strahlrohr nicht auf einer scharf begrenzten Bahn durchlaufen, sondern zusätzlich eine transversale Schwingung, die sogenannte Betatronschwingung, um ihren Orbit durchführen [50]. Diese Un-

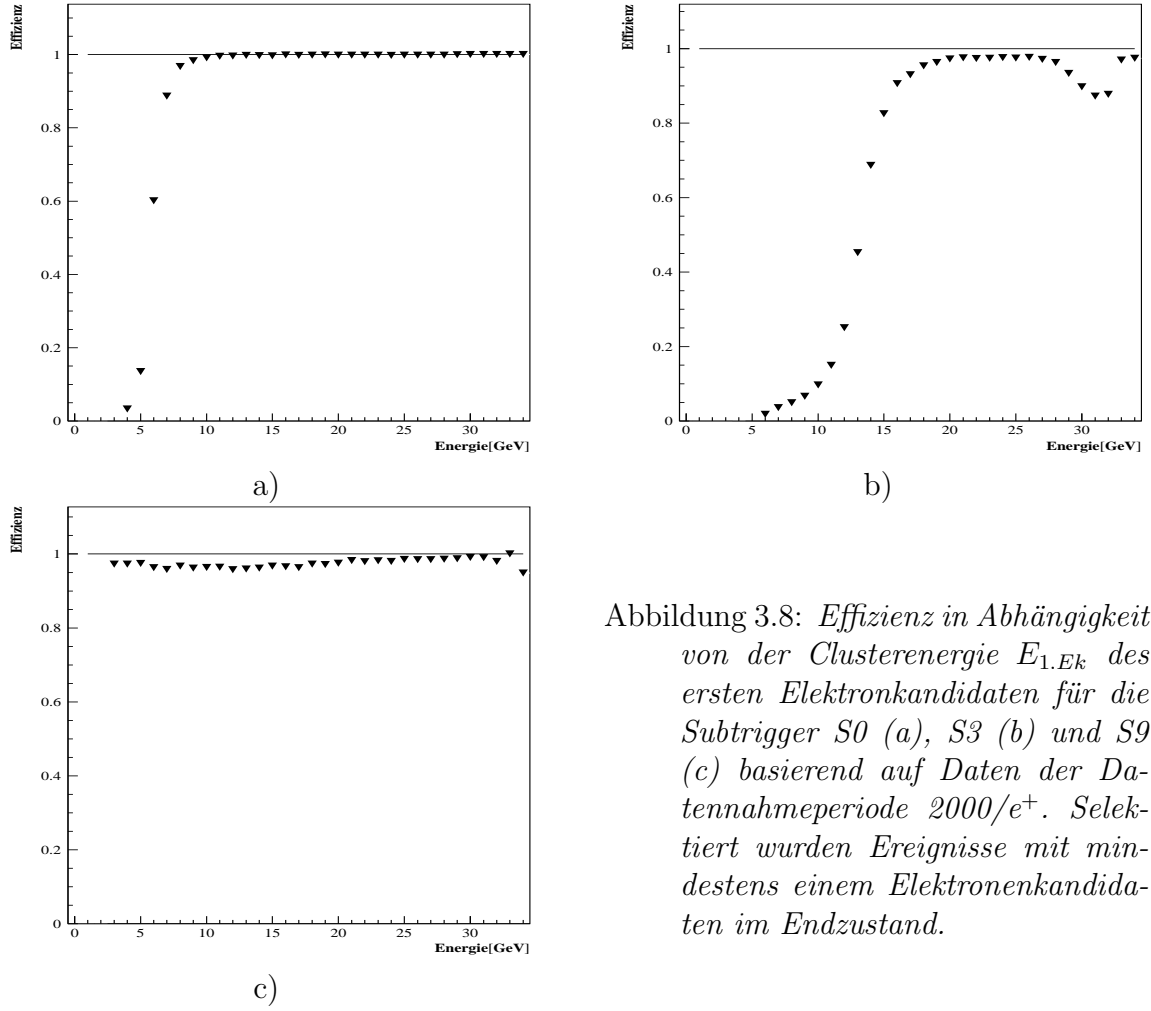


Abbildung 3.8: *Effizienz in Abhängigkeit von der Clusterenergie $E_{1.Ek}$ des ersten Elektronkandidaten für die Subtrigger S0 (a), S3 (b) und S9 (c) basierend auf Daten der Datennahmeperiode 2000/ e^+ . Selektiert wurden Ereignisse mit mindestens einem Elektronenkandidaten im Endzustand.*

tergrundereignisse haben ihren Ursprung außerhalb des Detektorvolumens und gelangen aus der Richtung des Protonenstrahls in das SpaCal. Die zugehörigen Signale werden im SpaCal vor dem nominellen Wechselwirkungszeitpunkt registriert, da die Teilchen eines Elektron-Proton-Streuereignisses um die Flugzeit der Protonen vom SpaCal zum Wechselwirkungspunkt und die Flugzeit der gestreuten Elektronen vom Wechselwirkungspunkt zum SpaCal früher im SpaCal auftreten. Der mittlere Abstand vom Wechselwirkungspunkt zum SpaCal beträgt $z_{SpaCal} = 165$ cm. Die Zeitdifferenz beträgt daher

$$\Delta t = 2 \cdot \frac{z_{SpaCal}}{c} \simeq 10 \text{ ns.} \quad (3.4)$$

Hierbei entspricht c der Lichtgeschwindigkeit¹. Die Ereignisse, welche durch die Referenztrigger in einem Zeitintervall (8 ns – 12 ns) selektiert wurden, entsprechen demnach

¹ $c \simeq 300000 \frac{m}{s}$

protoninduzierten Untergrundereignissen. Um diese Hypothese weiter zu festigen, wurden einzelne Ereignisse betrachtet, für die die Flugzeit der ersten Elektronkandidaten weniger als -10 ns und die Energiedeposition im SpaCal mehr als 30 GeV beträgt. Ein typisches Beispiel eines auf diese Weise selektierten Ereignisses ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Energiedeposition des vom Protonstrahl induzierten Untergrundereignisses in der hadronischen Sektion des SpaCals. Überlagert ist dieses Untergrundereignis von der Signatur einer Elektron-Proton Kollision am Wechselwirkungspunkt. Um derartige Untergrundereignisse zu verwerfen, wird im folgenden ein Schnitt auf die, in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals gemessene Flugzeit der ersten Elektronkandidaten angewandt. Die Effizienzkurven in Abhängigkeit von der Energie des ersten Elektronkandidaten mit einem zusätzlichen Schnitt auf die Flugzeit von $t > -7$ ns sind in Abbildung 3.8 dargestellt. Im Vergleich zu den in Abbildung 3.4 dargestellten Effizienzkurven ist eine deutliche Verbesserung der Effizienz bei hohen Energien zu erkennen. Die Effizienzkurven in Abhängigkeit vom Auftreffort des ersten Elektronkandidaten im

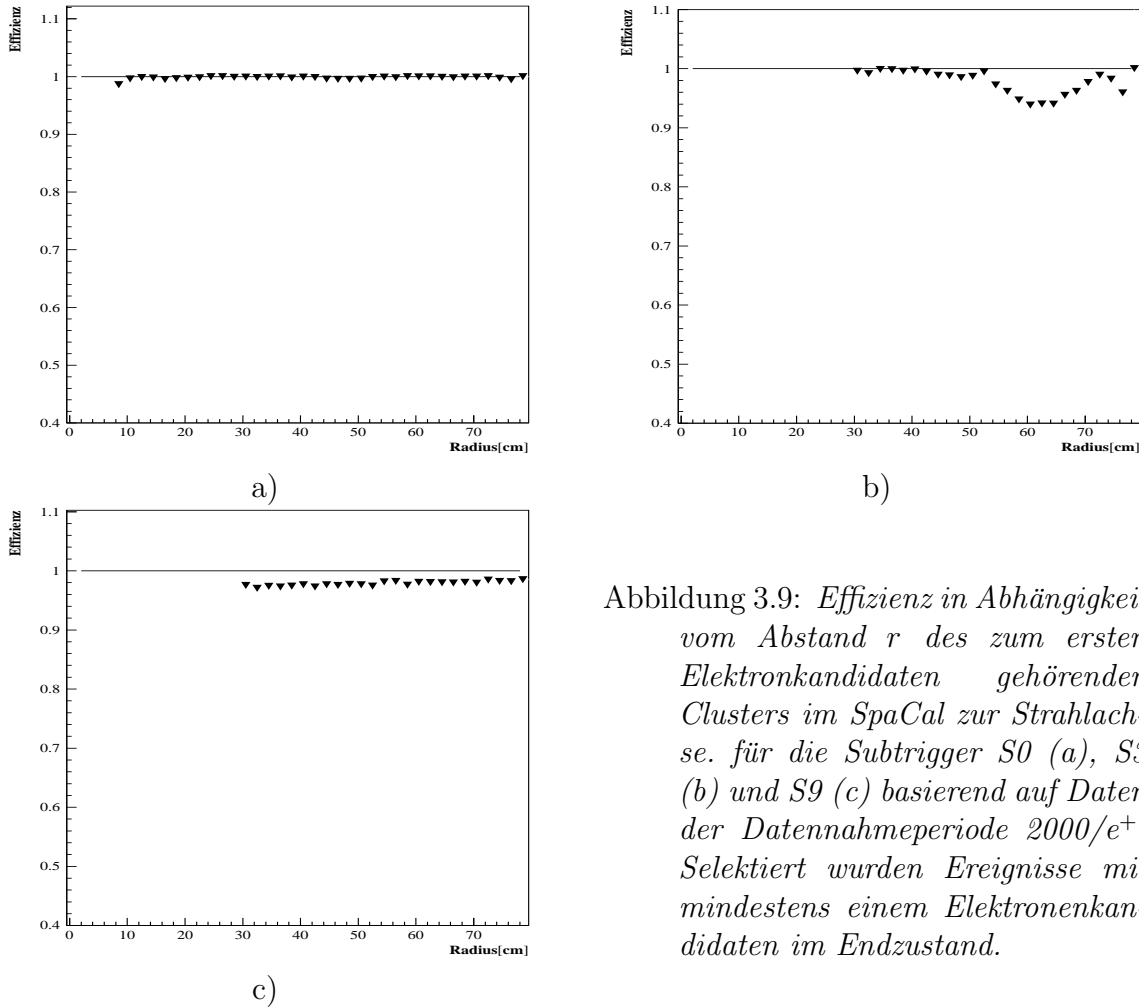


Abbildung 3.9: Effizienz in Abhängigkeit vom Abstand r des zum ersten Elektronkandidaten gehörenden Clusters im SpaCal zur Strahlachse. für die Subtrigger S0 (a), S3 (b) und S9 (c) basierend auf Daten der Datennahmeperiode $2000/e^+$. Selektiert wurden Ereignisse mit mindestens einem Elektronenkandidaten im Endzustand.

SpaCal nach Anwendung des Schnittes auf die Flugzeit sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Im Vergleich zu den in Abbildung 3.5 dargestellten Effizienzkurven ist ein Anstieg der Effizienz über den gesamten betrachteten Bereich zu erkennen.

Der diskutierte Zeitschnitt wird in allen folgenden Effizienzstudien angewandt. Dieser ist im Rahmen der Effizienzstudie erforderlich, da er eine von Untergrundereignissen freie Referenzereignismenge gewährleistet und eine genaue Bestimmung der Effizienz ermöglicht. Die in diesem Abschnitt diskutierte Ineffizienz bei hohen Energien des ersten Elektronkandidaten ist demnach nicht auf eine Ineffizienz der Subtrigger S0, S3 und S9 zurückzuführen. Im Rahmen einer Analyse zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 ist der Zeitschnitt aufgrund der guten Zeitauflösung des *IET-Triggers* nicht zwingend notwendig.

3.4 Zellweise Effizienzstudie

Um die in Abbildung 3.8 und 3.9 auch nach der Anwendung des Zeitschnittes weiterhin erkennbaren Ineffizienzen zu untersuchen, wurde eine Analyse der Effizienz der Triggerelemente des *IET-Triggers* für die einzelnen Auslesezellen des SpaCals durchgeführt. Weiterhin wurde eine zellweise Analyse für das Triggerelement *SPCL_R30* mit dem Ziel durchgeführt, den in Abbildung 2.14 dargestellten Akzeptanzbereich zu verifizieren und dadurch einen präziseren Schnitt als den bisher angewandten Schnitt von $r > 30$ cm zu ermöglichen. Die in Gleichung 3.1 ändert sich im Rahmen der zellweisen Effizienzstudie zu

$$\epsilon = \frac{TE \&\& acst(RTG) \&\& Elektronkandidat}{acst(RTG) \&\& Elektronkandidat}. \quad (3.5)$$

Die Variable TE entspricht dem zu untersuchenden Triggerlement.

Zur eindeutigen Bezeichnung der Auslesezellen unterscheidet man zwei unterschiedliche Nummerierungsschemata. Grundlage des ersten Nummerierungsschemas sind sogenannte *Software Numbers*, durch diese werden die Auslesezellen durch ein Paar von Zahlen aus dem Intervall $[0, 40]$ referenziert. Diese Zahlen geben die Position der Auslesezellen in der xy -Ebene des SpaCals an. Das zweite Nummerierungsschema bedient sich sogenannter *geometrischer Zellnummern*, mit deren Hilfe die Auslesezellen fortlaufend vom Zentrum des SpaCals radial nach außen nummeriert werden. In Abbildung 3.10 werden beide Nummerierungsschemata gegenübergestellt. Im Rahmen dieser Studie wurde die Clusterposition zunächst anhand der in Unterabschnitt 2.1.1 beschriebenen Methode der *logarithmischen Gewichtung* bestimmt. Es hat sich aber gezeigt, daß sich mit dieser Methode physikalisch defekte Auslesezellen nicht eindeutig identifizieren lassen. Diese erscheinen in der zellweisen Effizienzstudie als eingeschränkt funktionsfähig. In Teil a) der Abbildung 3.11 ist die Arbeitsweise der *logarithmischen Gewichtungs*-Methode exemplarisch für einen Cluster dargestellt. In Teil b) ist der gleiche Cluster für den Fall dargestellt, daß eine Auslesezelle defekt ist. In dem gezeigten Beispiel entspricht die defekte Auslesezelle der heißesten Auslesezone des Clusters, d.h. der Clusterschwerpunkt würde sich unter Verwendung der

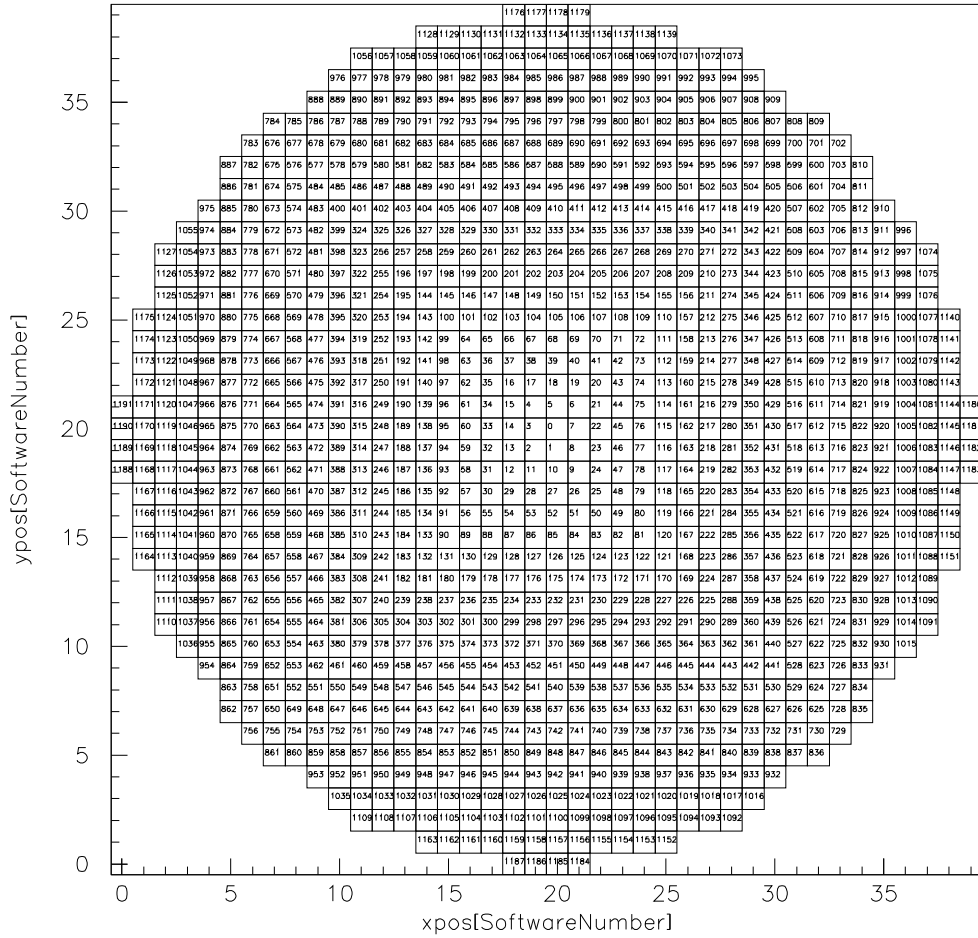


Abbildung 3.10: *Software Nummern und geometrische Zellnummern für die SpaCal-Auslesezellen.*

logarithmischen Gewichtungsmethode wie schon in a) in eben dieser Auslesezeile befinden. Sie würde daher eine eingeschränkte Effizienz aufweisen, obwohl sie defekt ist. Um dies zu vermeiden, wird in der folgenden zellweisen Effizienzstudie die heißeste Auslesezeile als Clusterschwerpunkt verwendet.

Im folgenden wurde die Effizienz aller 1192 Auslesezeilen für die Triggerelementen $SPCL_{e-IET}>1$, $SPCL_{e-IET}>2$ und $SPCL_{e-ToF_E_2}$ und das Triggerelement $SPCL_{R30}$ des topologischen Triggers einzeln bestimmt.

In Abbildung 3.12 ist die Effizienz exemplarisch für die Auslesezeile 116 bzw. 163 als Funktion der Energie des ersten Elektronkandidaten dargestellt. Die Effizienzkurven der einzelnen Auslesezeilen des Triggerelementes $SPCL_{e-IET}>1$ wurden in Abhängigkeit von der Energie des ersten Elektronkandidaten bestimmt. Diese zeigen wie die Effizienzkurven des Subtriggers S9, aufgrund eines Energieschnittes von $E > 3 \text{ GeV}$ bei der Produktion des für diese Analyse verwendeten Datensatzes kein Schwellenverhalten. Demnach kann

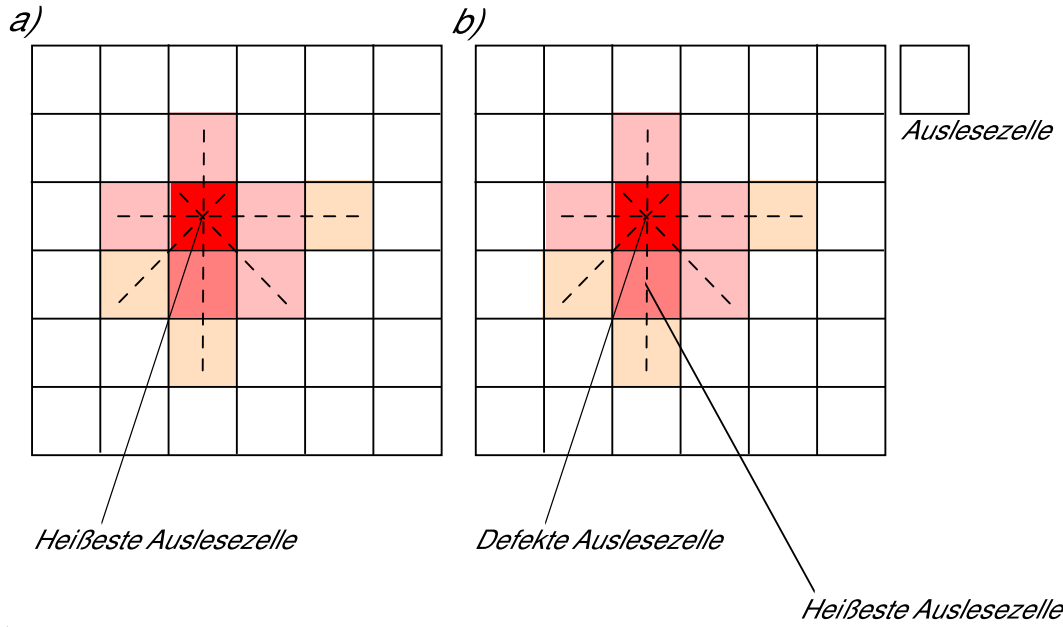


Abbildung 3.11: Dargestellt ist die Funktionsweise der logarithmischen Gewichtungsmethode. Der Schnittpunkt der gestrichelten Linien entspricht dem anhand der logarithmischen Gewichtungsmethode bestimmten Schwerpunkt. In Teil b) ist die heißeste Auslesezone aus a) defekt.

an diese Effizienzkurven eine Konstante angepaßt werden:

$$f_{IET>1}(E_{1.Ek}) = p_1 \quad (3.6)$$

Der Parameter p_1 entspricht der mittleren Effizienz. Teil a) der Abbildung 3.13 zeigt p_1 für alle Auslesezellen des SpaCals. Neben sieben vollständig ineffizienten Auslesezellen (1153, 542, 763, 466, 1149, 602 und 854) weist das Triggerelementes $SPCL_{e-IET>1}$ zwei weitere geringfügig ineffiziente Auslesezellen (253 und 886) auf, deren Effizienz unterhalb von 96% liegt. Daher kann dieses Triggerelement als mögliche Ursache für die in Abbildung 3.8 und 3.9 erkennbaren Ineffizienzen des Subtriggers S9 ausgeschlossen werden.

Die Effizienzkurven der Auslesezellen für das Triggerlement $SPCL_{e-IET>2}$ zeichnen sich durch ein Schwellenverhalten bei 6 GeV aus. Um eine korrekte Beschreibung der Schwelle und des Plateaus der Effizienzkurve zu erhalten, wurde an die Effizienzkurven eine Fermi-Funktion angepasst:

$$f_{IET>2}(E) = \frac{p_1}{e^{\frac{p_2-E}{p_3}} + 1}. \quad (3.7)$$

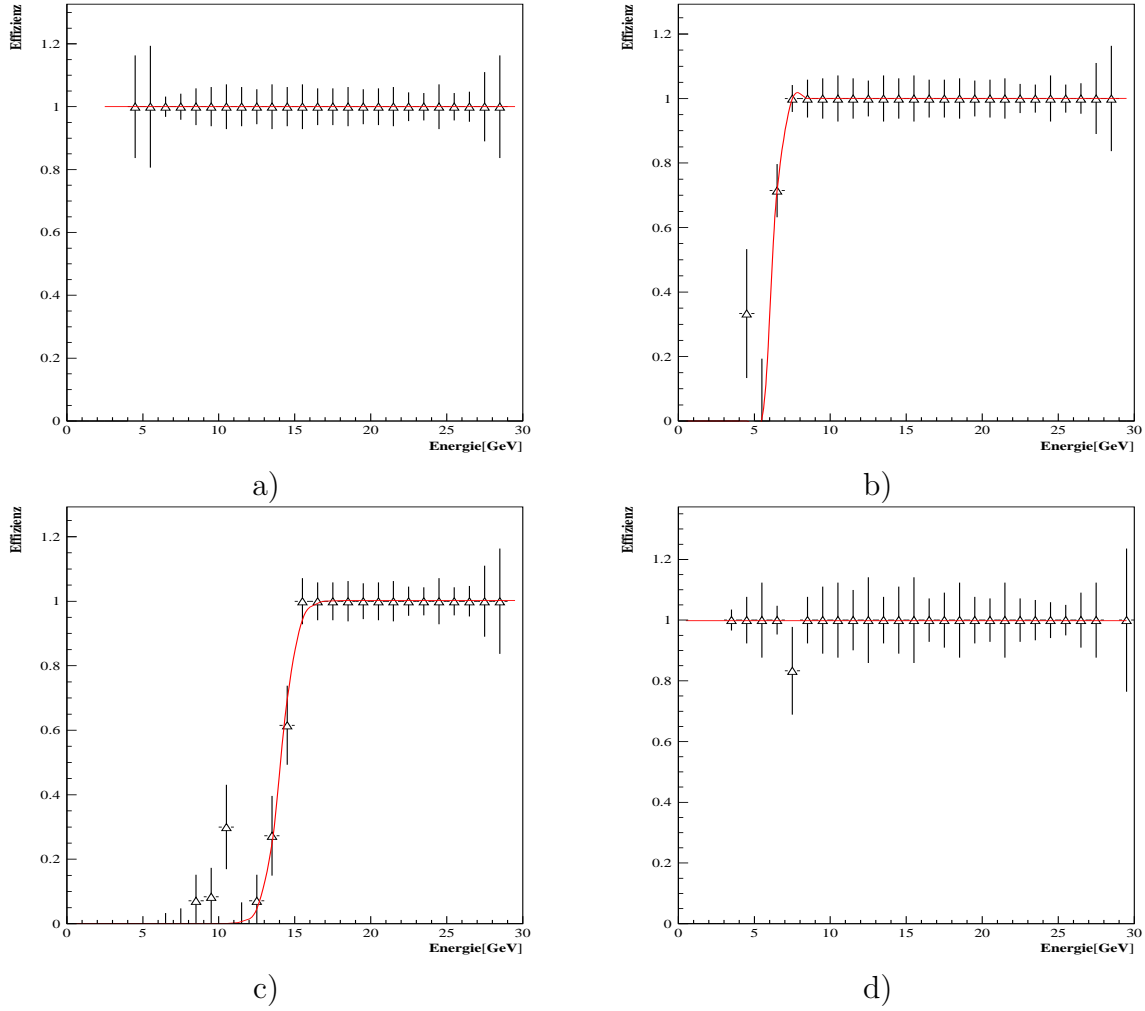


Abbildung 3.12: Zellweise Effizienz in Abhängigkeit von der Energie $E_{1.Ek}$ des ersten Elektronkandidaten. Gezeigt ist die Effizienz am Beispiel der Auslesezone 116 für die Triggerkriterien $SPCL_e_IET > 1$ (a), $SPCL_e_IET > 2$ (b) und $SPCL_e_ToF_E2$ (c). Für die letztere Effizienzkurve wurden nur Ereignisse mit genau einem Elektronkandidaten im Endzustand selektiert. (d) zeigt die Effizienz der Auslesezone 163 für das Triggerkriterium $SPCL_R30$.

Hierbei entspricht der Parameter p_1 der Effizienz im Plateaubereich, p_2 der Position der Schwelle und p_3 der Breite der Schwelle. In Teil b) der Abbildung 3.13 ist der Parameter p_1 für die einzelnen Auslesezellen dargestellt. Neben den sieben vollständig ineffizienten Auslesezellen, welche schon beim Triggerkriterium $SPCL_e_IET > 1$ beobachtet werden konnten, wurden sieben weitere geringfügig ineffiziente Auslesezellen (290, 289, 225, 288, 1090, 886 und 888) identifiziert, deren Effizienz unterhalb von 96% liegt. Angesichts der in Abbildung 3.8 und 3.9 dargestellten Effizienzkurven des Subtriggers S0 entspricht die weitestgehend gute Effizienz der einzelnen Auslesezellen des Triggerkriteriums $SPCL_e_IET > 2$

den Erwartungen.

Das Triggerelement *SPCLe_ToF_E_2* validiert Ereignisse, sobald die Summe aller Energiedepositionen in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals E_{ges} die Schwelle von 12 GeV überschreitet. Für die zellweisen Effizienzstudien wurden Ereignisse mit genau einem Elektronkandidaten im Endzustand ($1Ek$) selektiert. Die Energiesumme entspricht in diesem Fall näherungsweise der Energie des ersten Elektronkandidaten. Dadurch ist gewährleistet, daß die gemessene Energie eindeutig einer Auslesezone zugewiesen werden kann.

In Teil c) der Abbildung 3.12 ist die bei 12 GeV liegende Energieschwelle zu erkennen. Um eine korrekte Beschreibung der Schwelle und des Plateaus der Effizienzkurve zu erhalten, wurde an die Effizienzenkurven eine Fermi-Funktion angepasst:

$$f_{ToF}(E_{(1Ek)}) = \frac{p_1}{e^{\frac{p_2 - E_{(1Ek)}}{p_3}} + 1} \quad (3.8)$$

Das Ergebnis der zellweisen Effizienzstudie für das Triggerelement *SPCLe_ToF_E_2* ist in Abbildung 3.13 c) dargestellt. Es ist ein ineffizienter Bereich bestehend aus 16 Auslesezellen zu erkennen. Dieser befindet sich in einem radialen Abstand von $r \simeq 60$ cm zur Strahlachse. Dies ist in Einklang mit der in Abbildung 3.9 erkennbaren lokalen Ineffizienz des Subtriggers S3.

Die Aufgabe des Triggerelementes *SPCL_R30* ist es, Ereignisse zu selektieren, welche mindestens eine Energiedeposition außerhalb eines Kreises mit dem Radius $r \simeq 30$ cm um das Strahlrohr aufweisen. Um die Effizienz der einzelnen Auslesezellen zu bestimmen, wurden Ereignisse mit genau einem Elektronkandidaten im Endzustand selektiert. In Teil d) der Abbildung 3.12 ist die Effizienzkurve der Auslesezone 163, basierend auf der Selektion durch das Triggerelement *SPCL_R30* dargestellt. Die Effizienzkurve zeigt kein Schwellenverhalten, daher wurde an diese eine Konstante angepaßt:

$$f_{SPCL_R30} = p_1 \quad (3.9)$$

Teil d) der Abbildung 3.13 zeigt p_1 für alle Auslesezellen des SpaCals. Der dick umrandete ineffiziente Bereich entspricht dem in Abbildung 2.14 weiß dargestellten Bereich. In den folgenden Studien wurde der in Abbildung 3.13 dick umrandete Bereich ausgeschlossen, statt wie bisher den unpräziseren Radiuschnitt $r > 30$ cm zu verwenden.

In den folgenden Abschnitten werden die Effizienzen der einzelnen Subtrigger, unter Ausnutzung der in diesem Abschnitt gewonnen Erkenntnisse, erneut bestimmt. Insbesondere wird gezeigt, daß die in Abbildung 3.8 und 3.9 erkennbaren Ineffizienzen des Subtriggers S3 durch die ineffizienten Auslesezellen des Triggerelementes *SPCLe_ToF_E_2* hervorgerufen werden.

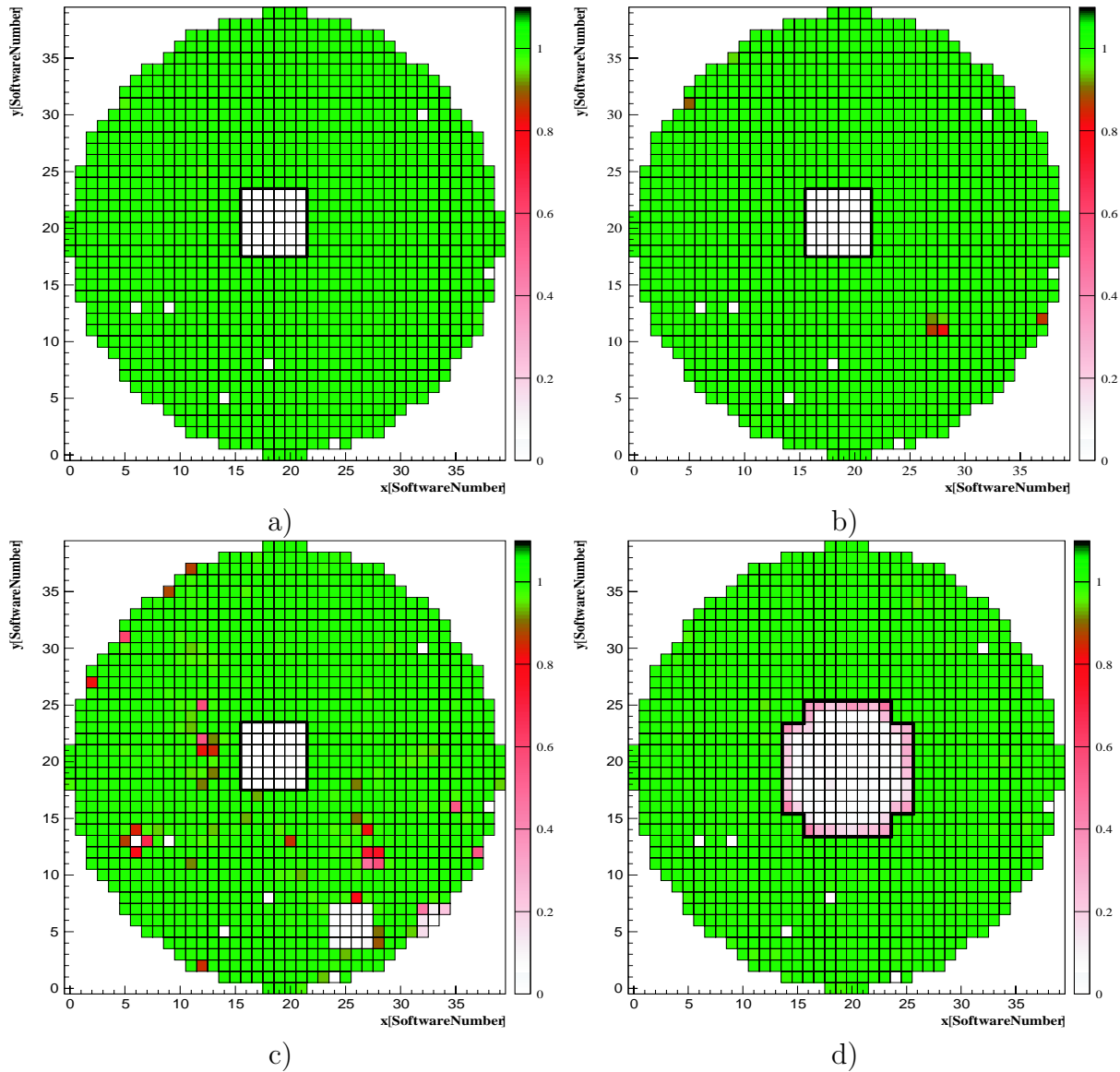
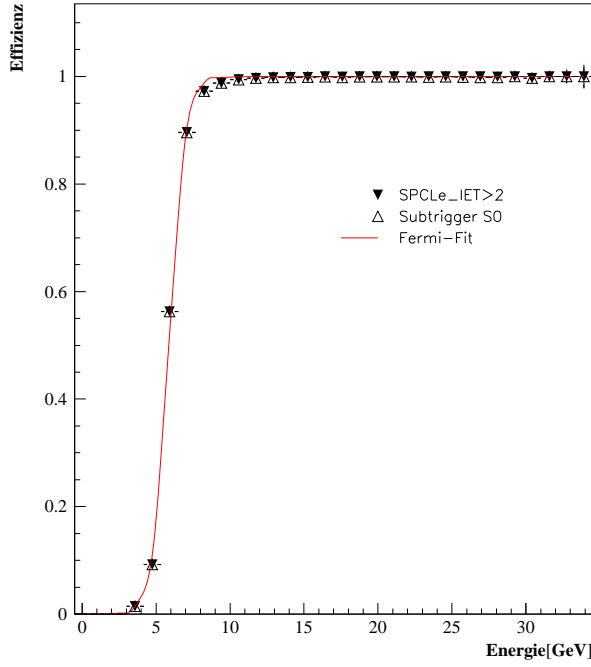


Abbildung 3.13: Dargestellt sind die Effizienzen p_1 der einzelnen Auslesezellen für die Triggerelemente $\text{SPCLe_IET} > 1$ (a), $\text{SPCLe_IET} > 2$ (b), SPCLe_ToF_E_2 (c) und SPCL_R30 (d). Der Farbcode entspricht der Effizienz. Der dick umrandete Bereich in (a), (b) und (c) entspricht dem zentralen LIET-Bereich (siehe Abbildung 2.12). Der dick umrandete Bereich in (d) entspricht dem Akzeptanzbereich des Triggerelementes SPCL_R30 (siehe Abbildung 2.14).



a)

<i>Subtrigger S0</i>	
mittlere Effizienz (p1)	99.8%
Position der Schwelle (p2)	5.87 GeV
Breite der Schwelle (p3)	0.54 GeV

b)

Abbildung 3.14: Effizienzen in Abhängigkeit von der Energie $E_{1.Ek}$ des ersten Elektronkandidaten für den Subtrigger S0 und das Triggerlement $SPCLe_IET>2$ (a). Letztere Effizienzkurve wurde mit einer Fermifunktion angepaßt. (b) zeigt die aus der Fermifunktion extrahierten Parameter.

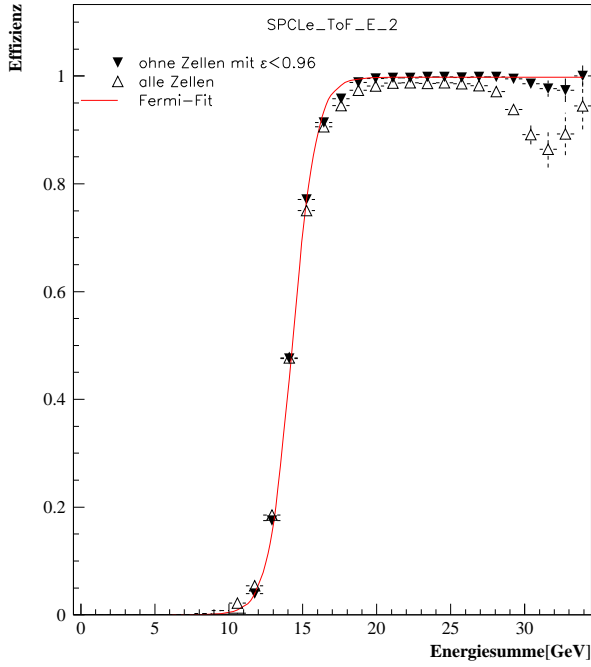
3.5 Der Subtrigger S0

Das wesentliche Triggerelement, aus dem der Subtrigger S0 aufgebaut ist, ist das Triggerlement $SPCLe_IET>2$. Die zellweise Effizienzstudie hat gezeigt, daß die Auslesezellen des Triggerelementes $SPCLe_IET>2$, bis auf wenige Ausnahmen, vollständig effizient sind.

Im folgenden wurde die globale Effizienz des Subtriggers S0 und des Triggerelementes $SPCLe_IET>2$ in Abhängigkeit von der Energie $E_{1.Ek}$ des ersten Elektronkandidaten bestimmt. Hierfür wurden Auslesezellen ausgeschlossen, welche eine Effizienz von weniger als 96% aufweisen. Abbildung 3.14 a) zeigt beide Effizienzkurven. Die Effizienzkurven stimmen genau miteinander überein, daraus kann der Schluß gezogen werden, daß der Einfluß der Vetobedingungen auf die Effizienz des Subtriggers S0 vollständig vernachlässigt werden kann. Die Effizienzkurve des Subtrigger S0 wird demnach durch das Triggerelement $SPCLe_IET>2$ dominiert und ist nur von der Energie des ersten Elektronkandidaten abhängig:

$$\epsilon_{S0}(E_{1.Ek}) = \epsilon_{IET>1}(E_{1.Ek}). \quad (3.10)$$

An die Effizienzkurve des Triggerelementes $SPCLe_IET>2$ wurde eine Fermifunktion angepaßt. Die aus der Anpassung extrahierten Parameter zeigt Tabelle 3.14 b).



a)

<i>SPCLe_ToF_E_2</i>	
mittlere Effizienz (p1)	99.8%
Position der Schwelle (p2)	14.31 GeV
Breite der Schwelle (p3)	0.80 GeV

b)

Abbildung 3.15: Die Effizienz des Triggerelementes *SPCLe_ToF_E_2* in Abhängigkeit von der in der gesamten elektromagnetischen Sektion deponierten Energie E_{ges} (a). Ohne einen Schnitt auf ineffiziente Auslesezellen (offene Dreiecke) und mit einem Schnitt auf ineffiziente Auslesezellen (geschlossene Dreiecke). An letztere Effizienzkurve wurde eine Fermi-Funktion angepaßt. Die Parameter der Fermifunktion sind in der Tabelle zusammengefaßt (b).

3.6 Der Subtrigger S3

Der Subtrigger S3 setzt sich zusammen aus den Triggerelementen *SPCLe_IET>2*, *SPCLe_ToF_E_2* und den Triggerelementen der Vetobedingungen. Die Effizienz des Triggerelementes *SPCLe_IET>2* wurde im vorangegangenen Abschnitt 3.5 bereits behandelt. Es hat sich gezeigt, daß das Triggerelement *SPCLe_IET>2* eine Effizienz von nahezu 100% aufweist. Folglich werden die in Abbildung 3.8 b) und Abbildung 3.9 b) sichtbaren Ineffizienzen durch das Triggerelement *SPCLe_ToF_E_2* und/oder durch die Triggerelemente der Vetobedingungen verursacht.

Der Einfluß der ineffizienten Auslesezellen auf die Effizienz des Triggerelementes *SPCLe_ToF_E_2* ist in Abbildung 3.15 a) dargestellt. Abbildung 3.15 a) zeigt die Effizienz in Abhängigkeit von der Energiesumme E_{ges} aller Elektronkandidaten eines Ereignisses mit und ohne Schnitt auf Auslesezellen mit einer Effizienz von weniger als 96%. Um zu berücksichtigen das, daß Triggerelement *SPCLe_ToF_E_2* abhängig von der gesamten in der elektromagnetischen Sektion deponierten Energie ist, wurden für letztere Effizienz-

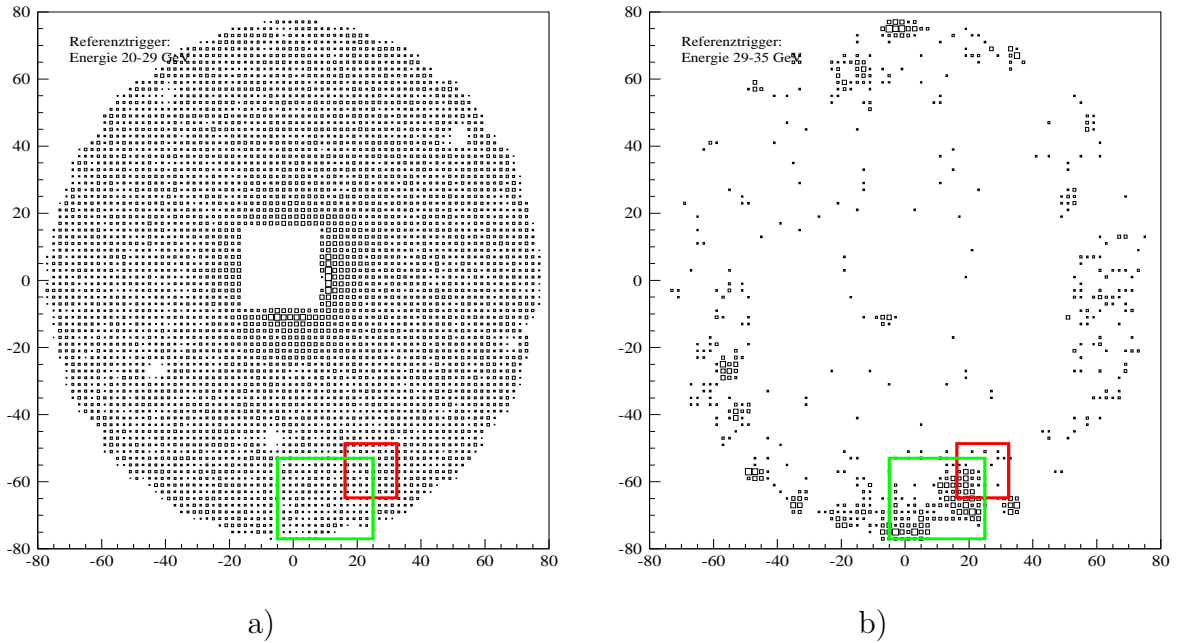


Abbildung 3.16: Teil (a) zeigt den Auftreffort der ersten Elektronkandidaten mit Energien von 20 – 29 GeV innerhalb des SpaCals. Teil (b) zeigt dies für Energien des ersten Elektronkandidaten von 29 – 35 GeV. Das kleine rote Quadrat kennzeichnet den Bereich der ineffizienten Auslesezellen (siehe Abb. 3.13), das große grüne Rechteck markiert den Anomalen-Bereich.

studie Ereignisse selektiert, bei denen sich kein Elektronkandidat in einem ineffizienten Bereich befand. An diese Effizienzkurve wurde eine Fermifunktion angepaßt. Die Parameter der Fermifunktion zeigt Abbildung 3.15 b). Abbildung 3.15 a) zeigt, daß die Ineffizienz des Subtriggers S3 bei 30 GeV (siehe Abbildung 3.8 b)) auf das Triggerelement *SPCLe_ToF_E_2* zurückzuführen ist. Diese Ineffizienz verschwindet nahezu vollständig nach Anwendung des Schnittes auf die ineffizienten Auslesezellen. Auf den ersten Blick ist nicht ersichtlich, weshalb die lokalen Ineffizienzen, speziell bei 60 cm, mit der Ineffizienz bei 30 GeV korreliert sind. Diese Korrelation der räumlichen und energieabhängigen Ineffizienz wird im nächsten Schritt untersucht. Dazu wird die Verteilung des Auftreffpunktes der ersten Elektronkandidaten in der $r\phi$ -Ebene des SpaCals für die von den Referenztriggern selektierten Ereignisse für zwei Energiebereiche betrachtet. Dies ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Der ineffiziente Bereich der 16 Auslesezellen in einem radialen Abstand von 60 cm zur Strahlachse, welcher durch das Triggerelement *SPCLe_ToF_E_2* verursacht wird, ist durch das kleine rote Quadrat gekennzeichnet.

In Teil a) der Abbildung 3.16 ist der Auftreffpunkt der ersten Elektronkandidaten für Energien von 20 – 29 GeV, in Teil b) für Energien von 29 – 35 GeV dargestellt. Wie aufgrund von Teil a) der Abbildung 3.3 zu erwarten ist, erkennt man in Abbildung 3.16 b) im Vergleich zu Abbildung 3.16 a) einen deutlichen Rückgang der Statistik. Neben

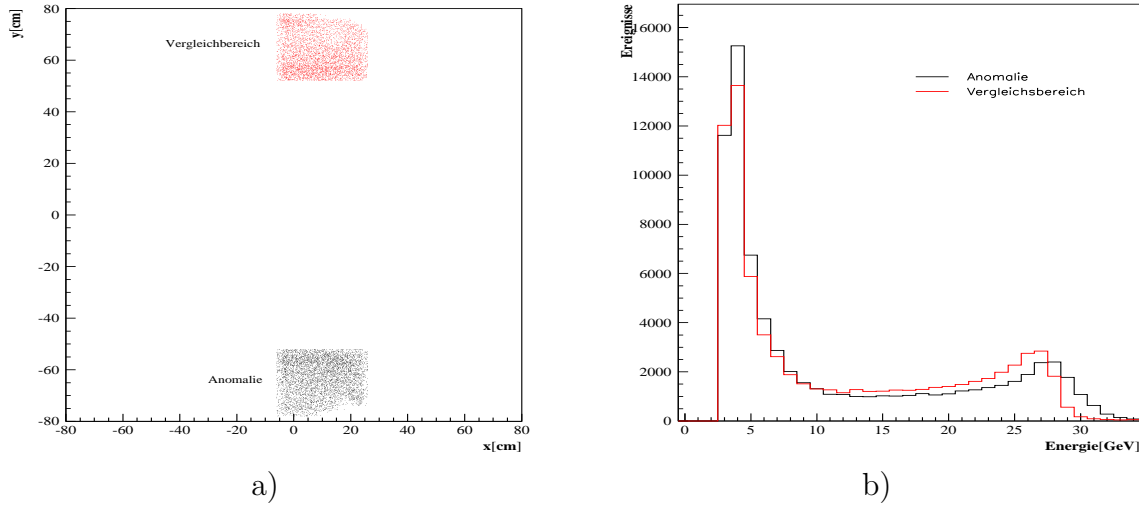


Abbildung 3.17: (a) zeigt die Bereiche die miteinander verglichen werden. (b) zeigt die Energieverteilungen der ersten Elektronkandidaten beider Bereiche.

dem erwarteten Rückgang der Statistik ist eine ungewöhnlich Anhäufung von Ereignissen im unteren Bereich des SpaCals zu erkennen (großes grünes Rechteck). Diese Anomalie überlappt mit dem Bereich der 16 ineffizienten Auslesezellen des Subtriggers S3 (siehe Abbildung 3.13 c)). Diese Anomalie ist der Grund für den in Abbildung 3.15 a) erkennbaren Effizienzabfall im Bereich hoher Energien des gestreuten Elektrons.

Im folgenden wird der anomale Bereich weiter untersucht. Hierfür wird die Energieverteilung des ersten Elektronkandidaten innerhalb des Bereiches der Anomalie mit einem Bereich verglichen, in dem dieses Problem nicht auftritt. Als Vergleichsbereich wurde eine Region des SpaCals gewählt, in der die Kinematik der Ereignisse denen der Anomalie entspricht. Dies ist im linken Teil von Abbildung 3.17 dargestellt. Im rechten Teil der Abbildung 3.17 sind die Energieverteilungen der gestreuten Elektronen in beiden Bereichen dargestellt. Die Energieverteilung im anomalen Bereich zeichnet sich dadurch aus, daß sie zu größeren Energien hin verschoben ist. Die Verteilung ist wahrscheinlich auf eine Fehlkalibration zurückzuführen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht wurde.

Unter Berücksichtigung der Ergebnisse dieses Abschnitts und der Abschnitte 3.4 und 3.5, kann die Effizienz des Subtriggers S3 zusammenfassend durch die Fermi-Funktionen der Triggerelemente $SPCL_{e_IET>2}$ und $SPACLe_ToF_E_2$ und die zellweise Effizienz des Triggerelementes $SPCL_{e_R30}$ beschrieben werden:

$$\epsilon_{S3} = \epsilon_{IET>2}(E_{1.Cl}) \cdot \epsilon_{IET_ToF}(E_{ges}) \cdot \epsilon_{SPCL_R30}(r). \quad (3.11)$$

Die Effizienz des Subtriggers S3 ist demnach abhängig von drei unterschiedlichen Variablen.

3.7 Der Subtrigger S9

Im Gegensatz zum Subtrigger S3 weist der Subtrigger S9 keine lokalen Ineffizienzen auf. Die Abbildungen 3.8 c) und 3.9 c) zeigen, daß sich die Ineffizienzen des Subtriggers S9 in der Energie sowie Radius abhängigen Effizienzstudie über den gesamten betrachteten Phasenraum erstrecken. Die zellweise Analyse des Triggerelementes $SPCL_{e_IET} > 1$ (siehe Abbildung 3.13) hat gezeigt, daß die beobachtete Ineffizienz des Subtriggers S9 nicht durch dieses Triggerlement verursacht wird. Demzufolge müssen die Ineffizienzen den Triggerelementen der Vetobedingungen zugrunde liegen. Die Trigger, aus denen die Vetobedingungen des Subtriggers S9 gebildet werden, sind in Tabelle 3.3 angegeben.

$L1$	$Vetobedingungen$	$L2$
$SPCL_{e_IET} > 1$	DCR ϕ -Trigger ToF-Trigger z-Vertex-Trigger FwdRay-Trigger	$SPCL_R30$

Tabelle 3.3: *Trigger, aus denen die Vetobedingungen des Subtriggers S9 gebildet werden.*

Eine detaillierte Effizienzstudie der einzelnen Vetotriggerelemente hat gezeigt, daß die Triggerelemente des $DCR\phi$ -Triggers und des ToF -Triggers volle Effizienz aufweisen. Diese können demnach als Verursacher der Ineffizienz ausgeschlossen werden. Die Ineffizienzen werden demzufolge von den Triggerelementen des z -Vertex-Triggers und dem $FwdRay$ -Trigger verursacht. In Tabelle 3.4 ist die logische Verknüpfung der betreffenden Triggerelemente wie sie im Subtrigger S9 vorliegen, angegeben.

$Subtrigger$	$Vetobedingungen$	$Abkürzung$
S9	$(zVtx_mul < 7) \&\& (zVtx_T0 FwdRay_T0)$	$zVtx$

Tabelle 3.4: *Die Triggerelemente aus denen die Vetobedingungen des Subtriggers S9 gebildet werden. Nicht angegeben sind die volleffizienten, auf dem DCR ϕ -Trigger und ToF-Trigger basierenden Triggerelemente. Das Symbol $||$ entspricht der logischen Oder-Verknüpfung.*

Die Triggerelemente $zVtx_T0$ und $zVtx_mul < 7$ basieren auf dem z -Vertex-Trigger. Diese validieren Ereignisse, welche mindestens ein Eintrag im z -Vertex Histogramm aufweisen. Durch das Triggerelement $zVtx_mul < 7$ werden zusätzlich Ereignisse mit mehr als 4095 Einträgen im z -Vertex Histogramm, d.h. Ereignisse mit hohen Spurmultiplicitäten, verworfen. Das Triggerelement $FwdRay_T0$ basiert auf dem Vorwärtsspurkammersystem. Durch diese Bedingung werden Ereignisse mit mindestens einer Spur im Vorwärtsspurkammersystem validiert.

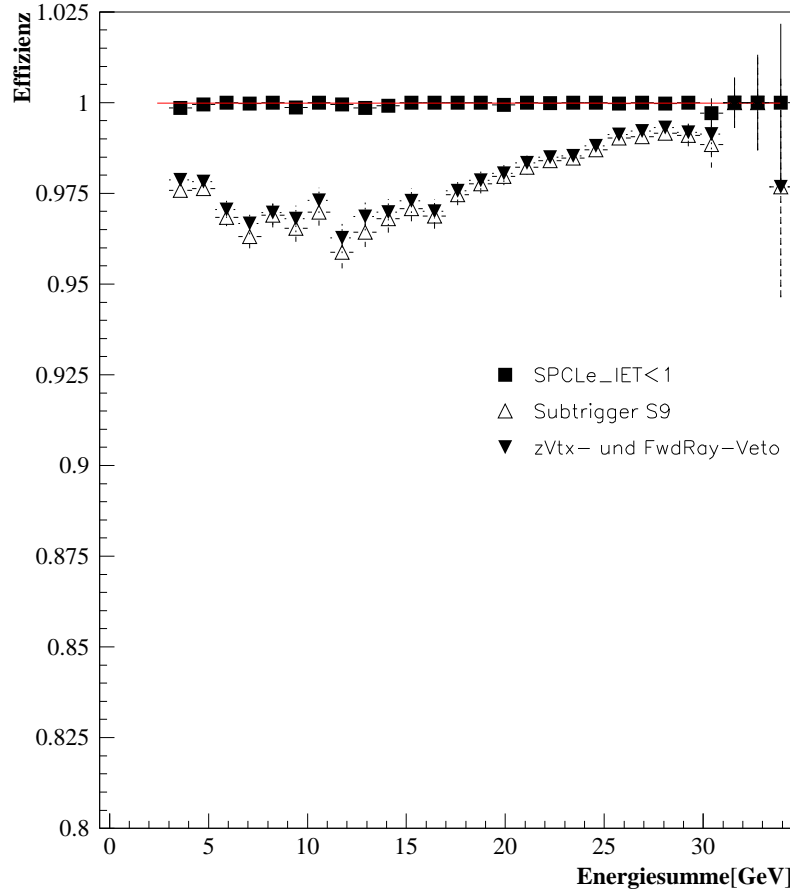


Abbildung 3.18: Dargestellt ist die Effizienz des Subtriggers S9, des Triggerelementes $SPCLe_{IET} > 1$ und der Vetobedingungen ($zVtx_mul < 7$) & ($zVtx_T0 || FwdRay_T0$) in Abhängigkeit von der Energie $E_{1.Ek}$ des ersten Elektronkandidaten.

Die Abbildung 3.18 zeigt die Effizienzen des Subtriggers S9, des Triggerelementes $SPCLe_{IET} > 1$ und der Vetobedingung $zVtx$ in Abhängigkeit von der Energie des ersten Elektronkandidaten. Die mittlere Effizienz des Triggerelementes $SPCLe_{IET} > 1$ liegt wie erwartet bei $\epsilon \simeq 1$. Die Effizienzkurve des Subtriggers S9 wird dominiert durch die Vetobedingung $zVtx$. Die dieser Effizienzbestimmung zugrunde liegende Referenzereignismenge wurde anhand der in Tabelle 3.1 angegebenen Referenztrigger selektiert. Zu Beginn von Kapitel 3 wurde darauf hingewiesen, daß diese Referenztrigger ausgewählt wurden, um eine unabhängige Referenzereignismenge bezüglich der Triggerlemente des IET -Triggers zu erlangen. Teilweise enthalten diese Referenztrigger in den Vetobedingungen Triggerlemente, die auf dem z -Vertex-Trigger basieren. Um eine vollständig unabhängige Referenzereignismenge bezüglich des z -Vertex-Trigger zu erhalten, wird im folgenden der Subtrigger S0 als Referenztrigger verwendet.

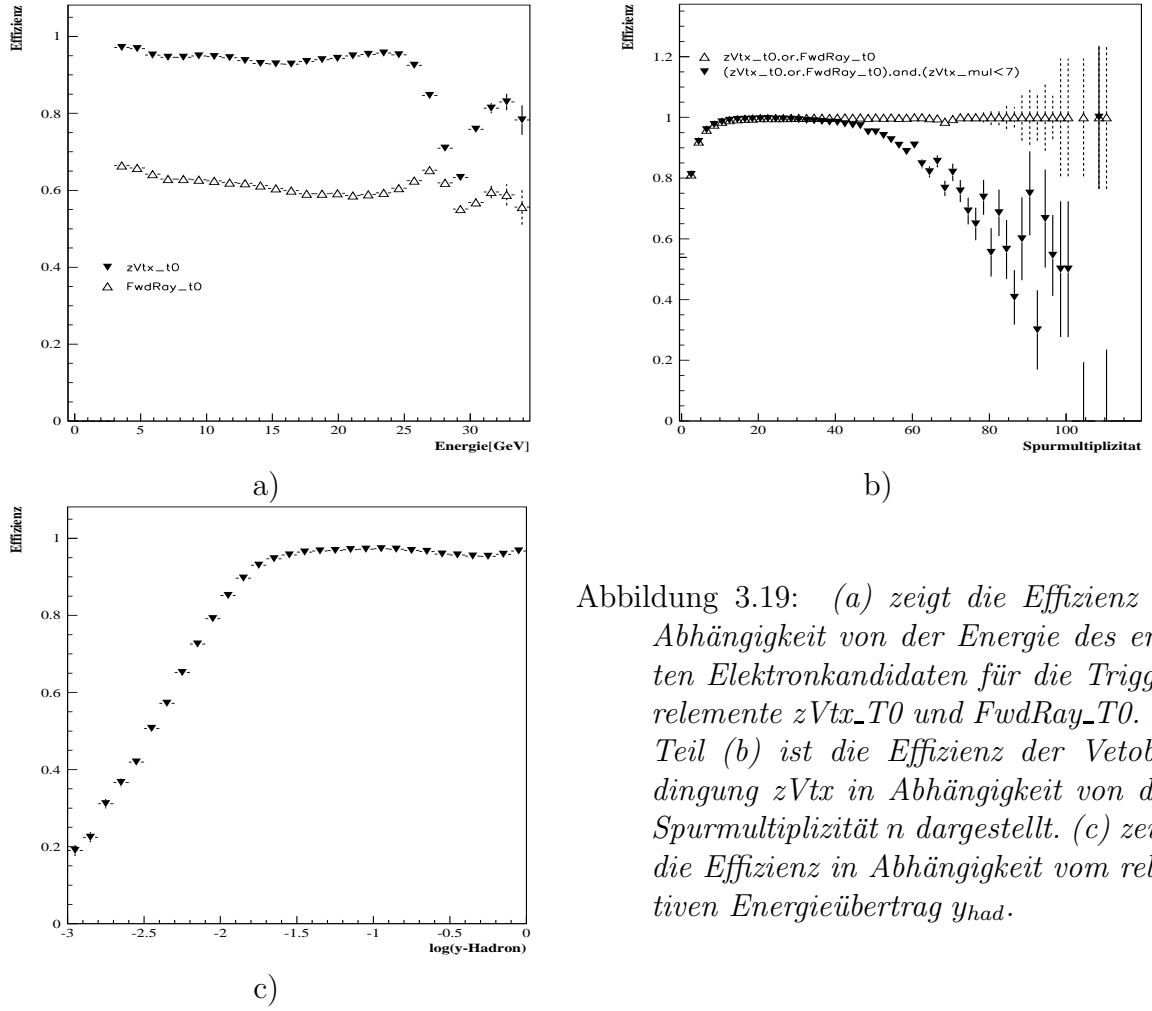


Abbildung 3.19: (a) zeigt die Effizienz in Abhängigkeit von der Energie des ersten Elektronkandidaten für die Triggerrelemente $zVtx_T0$ und $FwdRay_T0$. In Teil (b) ist die Effizienz der Vetobedingung $zVtx$ in Abhängigkeit von der Spurmultiplicität n dargestellt. (c) zeigt die Effizienz in Abhängigkeit vom relativen Energieübertrag y_{had} .

Im folgenden wird der Einfluß, der einzelnen Triggerrelemente aus denen die Vetobedingung $zVtx$ gebildet wird, untersucht. Die Abbildung 3.19 a) zeigt die Effizienz der Triggerrelemente $zVtx_T0$ und $FwdRay_T0$ in Abhängigkeit von der Energie des ersten Elektronkandidaten. Der Abbildung kann entnommen werden, daß der Einfluß des Triggerrelementes $FwdRay_T0$ auf die Effizienz der Vetobedingung $zVtx$ vernachlässigt werden kann. Dieses Triggerrelement wird daher in den folgenden Betrachtungen nicht weiter berücksichtigt.

Die Vetobedingung $zVtx$ ist abhängig von der Anzahl der gefunden Spuren, es ist daher zweckmäßig die Effizienz in Abhängigkeit von der Spurmultiplicität zu bestimmen. Die Effizienzkurve in Abhängigkeit von der Spurmultiplicität n ist in der Abbildung 3.19 b) dargestellt. Der Effizienzabfall im Bereich kleiner Spurmultiplicitäten $n < 10$ wird durch das Triggerrelement $zVtx_T0$, der Effizienzabfall im Bereich großer Spurmultiplicitäten $n > 40$ wird durch das Triggerrelement $zVtx_mul < 7$ verursacht.

Die kinematische Variable y_{had} beschreibt den relativen Energieübertrag vom Elektron

auf das Proton. Im Gegensatz zu der in Abschnitt 1.1 eingeführten Variablen y_e wird diese anhand des hadronischen Endzustandes rekonstruiert. Bei großen Werten von y_{had} bricht das Proton auf. In diesem Fall erwartet man eine größere hadronischen Aktivität im Detektor. Die Effizienz der Vetobedingung $zVtx$ sollte also mit steigendem y_{had} zunehmen. Wie Abbildung 3.19 c) zu entnehmen ist, ist dies tatsächlich der Fall.

Unter Berücksichtigung der Ergebnisse dieses Abschnitts und des Abschnittes 3.4, kann die Effizienz des Subtriggers S9 zusammenfassend durch die Effizienzkurven der Trigger-elemente $SPCLe_{IET>1}$ die Effizienz der Vetobedingung $zVtx$ und die zellweise Effizienz des Trigger-elementes $SPCLe_{R30}$ beschrieben werden: Zusammenfassend kann die Effizienz des Subtriggers S9 beschrieben durch

$$\epsilon_{S9} = \epsilon_{IET>1}(E_{1.Ek}) \cdot \epsilon_{zVtx}(y_{had}) \cdot \epsilon_{zVtx}(n) \cdot \epsilon_{SPCL-R30}(r). \quad (3.12)$$

Die Effizienz des Subtriggers S9 ist demnach abhängig von vier unterschiedlichen Variablen.

3.8 Implementierung der Ergebnisse in H1Phan

Um die Ergebnisse dieser Arbeit für zukünftige Analysen zur Verfügung zu stellen, wurde sie in das offizielle H1-Softwarepaket *H1Phan* implementiert.

In Abschnitt 3.4 wurde die zellweise Effizienzstudie für die Trigger-elemente $SPCLe_{IET>1}$, $SPCLe_{IET>2}$ und $SPCLe_{ToF_E_2}$ für die Datennahmeperiode 2000/e⁺ dargestellt. Im Zuge dieser Arbeit wurde eine separate zellweise Effizienzstudie für die Datennahmeperioden 1999/e⁻ und 1999/e⁺ durchgeführt. Diese zeigte Unterschiede bezüglich der Anzahl der ineffizienten Auslesezellen in der jeweiligen Datennahmeperiode. Die vollständig ineffizienten Auslesezellen wurden genauer untersucht. Hierbei hat sich gezeigt, daß in einige Auslesezellen keine Energie deponiert wurde. Die Ausnahme bildet die Auslesezeile 854. In Abbildung 3.20 ist die Flugzeitverteilung dieser Auslesezeile dargestellt. Die Flugzeitverteilung dieser Auslesezeile, weist nur Einträge bei -30 ns auf. In den zellweisen Effizienzstudien tritt diese Auslesezeile aufgrund des Selektionsschnittes auf die Flugzeit als vollständig ineffizient auf.

Die Schnitte auf die physikalisch defekten Auslesezellen wurden innerhalb der Routinen ifidu99.F und ifidu00.F des Analysepaketes *H1Phan* implementiert. Desweiteren hat die zellweise Studie des Trigger-elementes $SPCLe_{ToF_E_2}$ gezeigt, daß die Ineffizienz in dem Bereich $24 \leq xpos \leq 27$ und $4 \leq ypos \leq 7$ (siehe Teil c) der Abbildung 3.13) auch in der Datennahmeperiode 1999/e⁺ auftrat. $xpos$ und $ypos$ entsprechen den in Abschnitt 3.4 eingeführten *Software Numbers*. Die Schnitte auf diesen Bereich wurden innerhalb der Routinen ifidu99po_tof.F und ifidu00_tof.F des Analysepaketes *H1Phan* implementiert. Einen Überblick über diese Schnitte gibt Tabelle 3.5.

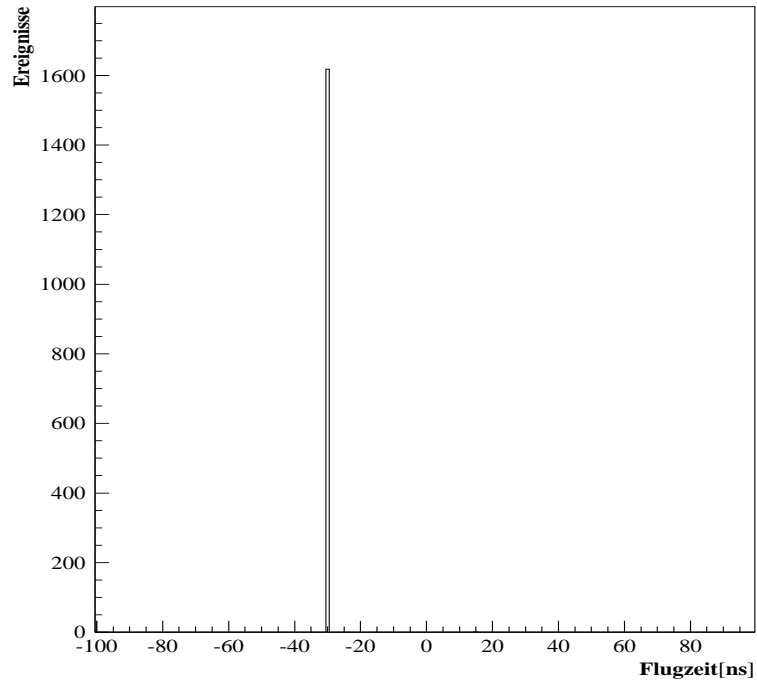


Abbildung 3.20: Dargestellt ist die Flugzeitverteilung für Elektronkandidaten die in der Auslesezeile 854 die meiste Energie deponieren.

<i>Routine</i>	<i>Datennahmeperiode</i>	<i>defekte Auslesezeilen</i>	<i>ineffiziente Auslesezeilen</i>
ifidu99.F	1999/ e^+e^-	466, 542	
ifidu00.F	2000/ e^+	466, 542, 602	
ifidu99po_tof.F	1999/ e^+		630, 631, 632, 633
			735, 736, 737, 738
			841, 842, 843, 844
			935, 936, 937, 938
ifidu00_tof.F	2000/ e^+		630, 631, 632, 633
			735, 736, 737, 738
			841, 842, 843, 844
			935, 936, 937, 938

Tabelle 3.5: Überblick über die in H1Phan implementierten Schnitte der jeweiligen Datennahmeperiode.

4 Ereignisgewichtung

Die Ausgangsrate der Subtrigger S0, S3 und S9 ist aufgrund der hohen Raten tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuereignisse verhältnismäßig hoch. Daher sind die Subtrigger mit Prescalefaktoren versehen. Der Bruchteil der Ereignisse innerhalb eines Runs, der gespeichert wird, wird von den in diesem Run vorliegenden Prescalefaktoren festgelegt. Im Rahmen einer Analyse der Protonstrukturfunktion F_2 muß mit Hilfe einer Ereignisgewichtung auf den Bruchteil der Ereignisse korrigiert werden, die aufgrund des Prescalelling verworfen wurden. Die korrigierte Ereignismenge wird Summe der Ereignisgewichte W genannt. Würde man im Rahmen dieser Analyse lediglich einen Subtrigger verwenden, so wäre die Berechnung der Summe der Ereignisgewichte trivial. W entspricht in diesem Fall der Summen über die getriggerten Ereignisse mit dem zum jeweiligen Zeitpunkt vorliegenden Prescalefaktor als Gewicht. Bezeichnet j den Run, d_j den Prescalefaktor innerhalb des Runs und a_{ij} *actual* Subtrigger Bit des Ereignisses i im Run j , so erhält man die Summe der Gewichte mit folgender Gleichung:

$$W = \sum_{i,j} a_{ij} \cdot d_j. \quad (4.1)$$

Unter der Annahme das die Menge der *actual* Subtrigger Bits Poisson-verteilt sind, erhält man für den statistischen Fehler σ_W mit Hilfe der Gaußsche Fehlerfortpflanzung folgende Gleichung:

$$\sigma_W = \sqrt{\sum_{i,j} a_{ij} \cdot d_j^2}. \quad (4.2)$$

Wird mehr als ein Subtrigger verwendet, können sich die Phasenräume der einzelnen Subtrigger überschneiden. In diesem Fall stellt sich die Frage, mit welchem Faktor die Ereignisse im gemeinsamen Phasenraum gewichtet werden. Bei H1 kommen zwei Methoden der Ereignisgewichtung zum Einsatz, eine wird hauptsächlich von der nElan-Arbeitsgruppe verwendet, die andere folgt der H1-internen Veröffentlichung [51]. Die Methoden werden im folgenden vereinfacht als nElan-Methode und H.Rick-Methode bezeichnet. Beide Methoden basieren auf grundsätzlich verschiedenen Ansätzen und beschreiben die Ereignisgewichtung für n Subtrigger.

4.1 Gewichtungsmethoden

Bevor auf die Methoden im einzelnen eingegangen wird, werden zwei fiktive Subtrigger S_1 und S_2 eingeführt. Anhand dieser zwei Subtrigger werden im folgenden die beiden

Methoden beschrieben. Die durch die Subtrigger S_1 und S_2 getriggerten Ereignisse werden zunächst wie in Teil a) der Abbildung dargestellt in disjunkte Ereignismengen eingeteilt. Die *actual-Bits* der Subtrigger S_1 und S_2 werden mit a_1 und a_2 und die *raw-Bits* mit r_1 und r_2 bezeichnet. Im folgenden werden die in Teil b) von Abbildung 4.1 eingeführten Abkürzungen A bis E für die disjunkten Ereignismengen verwendet. Des weiteren sollen sich die Prescalefaktoren d_1 und d_2 der Subtrigger S_1 und S_2 wie folgt verhalten: $d_1 < d_2$.

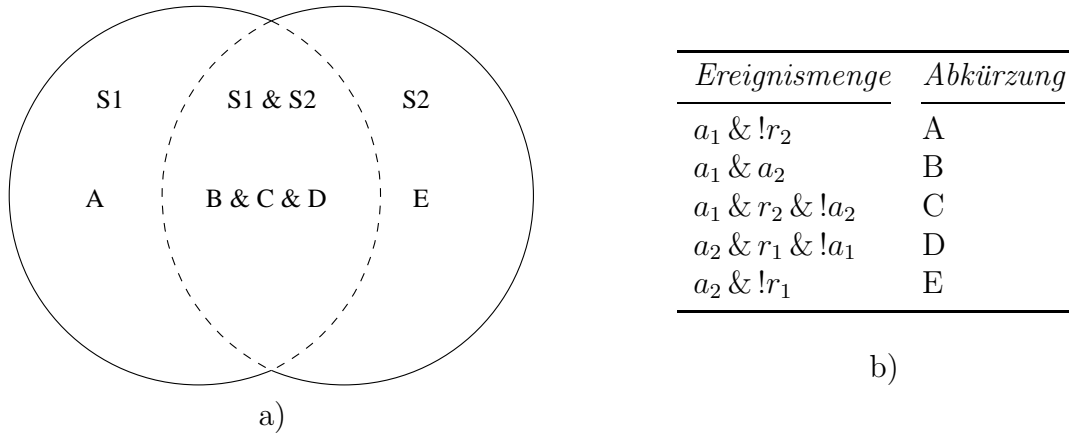


Abbildung 4.1: Links sind die Phasenräume der Subtrigger S_1 und S_2 graphisch durch Kreise dargestellt. Der gemeinsame Phasenraum $S_1 \cap S_2$ wird von der gestrichelte Linie umschlossen. In der rechten Tabelle sind die Abkürzungen A bis E für die disjunkten Ereignismengen angegeben.

4.1.1 Die nElan-Methode

Im Fall der nElan-Methode wird jedem Subtrigger eine unterschiedliche Priorität zugewiesen. Die größte Priorität erhält der Subtrigger mit dem kleinsten Prescalefaktor. Sukzessive erhalten die Subtrigger mit größeren Prescalefaktoren kleinere Prioritäten. Einem Subtrigger die größte Priorität zuzuweisen bedeutet, daß alle Ereignisse, die im Phasenraum dieses Subtriggers enthalten sind, mit dem Prescalefaktor dieses Subtriggers gewichtet werden. Dies geschieht unabhängig davon, ob das Ereignis im Phasenraum eines weiteren Subtriggers enthalten ist. Ist ein Ereignis nicht im Phasenraum des Subtriggers mit der größten Priorität enthalten, wird stufenweise geprüft, ob es im Phasenraum eines Subtriggers mit kleinerer Priorität enthalten ist. Ist dies der Fall, wird es mit dem entsprechenden Prescalefaktor gewichtet, unabhängig davon ob es im Phasenraum eines Subtriggers mit noch niedrigerer Priorität enthalten ist.

Am Beispiel der im vorangegangenen Abschnitt eingeführten Subtrigger besitzt der Subtrigger S_1 im Vergleich zum Subtrigger S_2 einen kleineren Prescalefaktor. Dem Subtrigger S_1 wird somit eine größere Priorität zugewiesen (symbolisch: $S_1 \rightarrow S_2$). Die Ereignisse im Phasenraum des Subtriggers S_1 umfassen die Ereignismengen A, B und C.

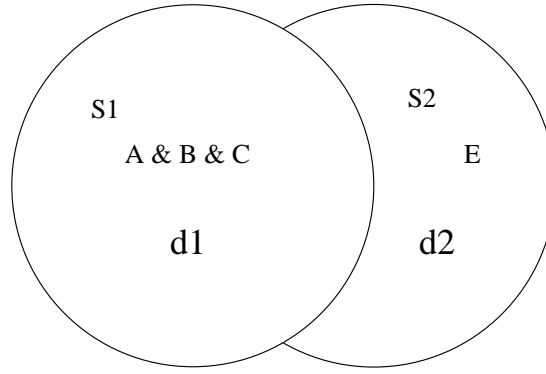


Abbildung 4.2: Aufteilung der Phasenräume am Beispiel der Subtrigger S_1 und S_2 , basierend auf der $nElan$ -Methode. Der Subtrigger S_1 besitzt einen kleineren Prescalefaktor und damit die größere Priorität.

Diese Ereignisse werden mit dem Prescalefaktor d_1 gewichtet. Ereignisse, die nicht im Phasenraum des Subtriggers S_1 enthalten sind, aber im Phasenraum des Subtriggers S_2 enthalten sind, entsprechen der Ereignismenge E und werden mit dem Prescalefaktor d_2 gewichtet. Die Ereignisse der Menge D werden nicht für die Analyse berücksichtigt.

Die Summe der Ereignisgewichte $W_{nElan}(S_1 \rightarrow S_2)$ ist demnach durch die folgende Gleichung gegeben:

$$W_{nElan}(S_1 \rightarrow S_2) = \sum_j (A + B + C)_j \cdot d_{1j} + E_j \cdot d_{2j} \quad (4.3)$$

Eine schematische Darstellung der Gleichung 4.3 für einen Run zeigt Abbildung 4.2. Die Kreise symbolisieren die unterschiedlichen Phasenräume, die dem jeweiligen Subtrigger zugeteilt werden. Unter der Annahme das die Ereignismengen A , B , C und E Poissonverteilt sind, erhält man für den statistischen Fehler σ_W wird mit Hilfe der Gaußsche Fehlerfortpflanzung folgende Gleichung:

$$\sigma_{W_{nElan}}(S_1 \rightarrow S_2) = \sqrt{\sum_j (A + B + C)_j \cdot d_{1j}^2 + E_j \cdot d_{2j}^2} \quad (4.4)$$

Durch die Prioritätenzuweisung wird erreicht, daß eine maximale Ereignismenge mit dem kleinsten Prescalefaktor gewichtet wird. Der statistische Fehler σ_W der Summe der Ereignisgewichte wird dadurch minimal gehalten (siehe Gleichung 4.4). Als eine Folge der Prioritätenzuweisung nehmen, im Gegensatz zu der im nächsten Abschnitt beschriebenen H.Rick-Methode, nicht alle Ereignismengen an der Berechnung der Summe der Ereignisgewichte teil.

4.1.2 Die H.Rick-Methode

Im Gegensatz zur $nElan$ -Methode werden im Rahmen der H.Rick-Methode alle Subtrigger gleichwertig behandelt. Ereignisse, die im gemeinsamen Phasenräumen der Subtrigger

enthalten sind, werden mit einem mittleren Ereignisgewicht berücksichtigt. Das mittlere Ereignisgewicht wird aus den Prescalefaktoren der Subtrigger gebildet, die den gemeinsamen Phasenraum aufspannen. Dadurch wird erreicht, daß alle Ereignismengen in die Berechnung der Summe der Ereignisgewichte eingehen.

Die H.Rick-Methode wird nun am Beispiel der beiden Subtrigger S_1 und S_2 beschrieben. In Teil a) der Abbildung 4.3 ist die Aufteilung der Phasenräume dargestellt.

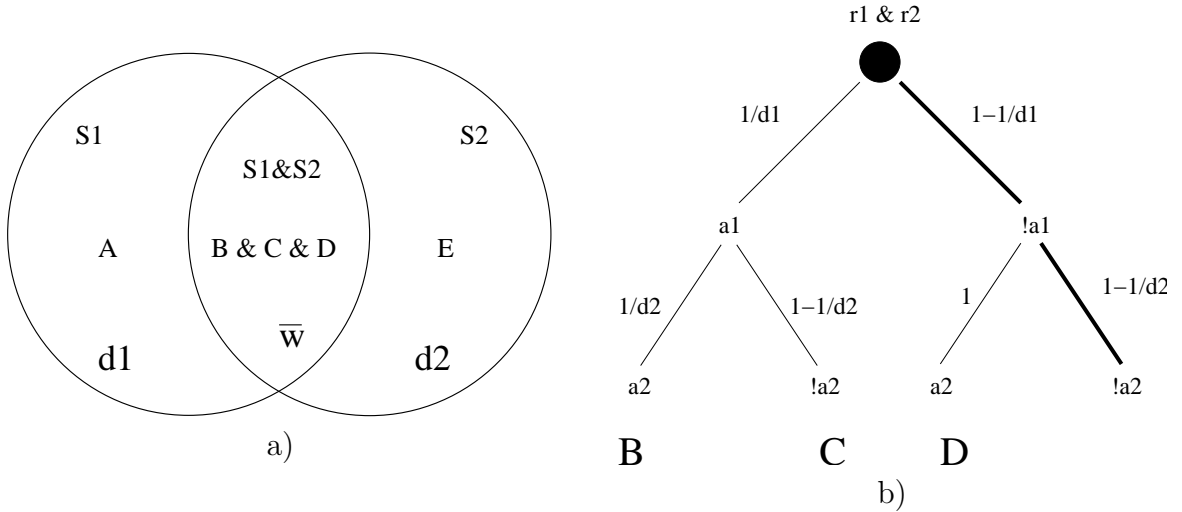


Abbildung 4.3: Aufteilung der Phasenräume, basierend auf der H.Rick-Methode am Beispiel der beiden Subtrigger S_1 und S_2 (a). Teil (b) zeigt den Wahrscheinlichkeitsbaum für die drei möglichen Ereignismengen B, C und D. Der Wahrscheinlichkeitsast für den Fall, daß ein Ereignis nicht im gemeinsamen Phasenraum enthalten ist, ist dick eingezeichnet.

Im Unterschied zur nElan-Methode gehen in die Berechnung der Summe der Ereignisgewichte alle Ereignismengen A bis E ein. Die Schnittmenge (B+C+D) wird mit einem mittleren Gewicht \bar{w} gewichtet. Um das mittlere Gewicht zu berechnen, wird zunächst die Wahrscheinlichkeit P berechnet, daß ein Ereignis im gemeinsamen Phasenraum (S_1 & S_2) enthalten ist. In Teil b) der Abbildung 4.3 ist der Wahrscheinlichkeitsbaum für die Ereignismengen des Phasenraumes (S_1 & S_2) dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit $!P$, daß in einem Ereignis keines der beiden *actual-Bits* gesetzt ist und das Ereignis damit nicht im Phasenraum (S_1 & S_2) enthalten ist, entspricht in Teil b) der Abbildung 4.3 dem dick gedruckten Wahrscheinlichkeitsast und wird wie folgt berechnet:

$$!P = \left(1 - \frac{1}{d_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{d_2}\right). \quad (4.5)$$

Die Wahrscheinlichkeit P , daß ein Ereignis im Phasenraum (S_1 & S_2) enthalten ist, entspricht in Teil b) der Abbildung 4.3 den drei verbleibenden Wahrscheinlichkeitsästen. Man

erhält P demnach durch die Gleichung:

$$P = 1 - !P. \quad (4.6)$$

Das mittlere Gewicht \bar{w} entspricht dem Kehrwert der Wahrscheinlichkeit P :

$$\bar{w} = \frac{1}{P} \quad (4.7)$$

Die Summe der Ereignisgewichte $W_{H.Rick}$ ist gegeben durch die folgenden Gleichung:

$$W_{H.Rick} = \sum_j A_j \cdot d_{1j} + (B + C + D)_j \cdot \bar{w}_j + E_j \cdot d_{2j}. \quad (4.8)$$

Unter der Annahme das die Ereignismengen A, B, C, D und E Poisson-verteilt sind, erhält man für den statistischen Fehler $\sigma_{W_{H.Rick}}$ wird mit Hilfe der Gaußsche Fehlerfortpflanzung die folgende Gleichung:

$$\sigma_{W_{H.Rick}} = \sqrt{\sum_j A_j \cdot d_{1j}^2 + (B + C + D)_j \cdot \bar{w}_j^2 + E_j \cdot d_{2j}^2}. \quad (4.9)$$

Im folgenden Unterabschnitt wird gezeigt, daß die H.Rick- und nElan-Methode vom mathematischen Standpunkt aus die gleichen Summen der Ereignisgewichte W liefern. In den darauf folgenden Abschnitten wird die Konsistenz der beiden Methoden anhand der gemessenen Ereignisse der Datennahmeperiode 2000/e⁺ geprüft.

4.1.3 Konsistenz der nElan- und H.Rick-Methode

Die in diesem Abschnitt diskutierten Betrachtungen gelten unter der Annahme, daß die Berechnung der einzelnen Prescalefaktoren unabhängig voneinander geschieht. Die Gleichungen 4.3 und 4.8 zeigen, daß der grundlegende Unterschied zwischen der H.Rick- und nElan-Methode aus der unterschiedlichen Behandlung der Ereignismengen des gemeinsamen Phasenraumes der beiden Subtrigger herrührt. Für die Differenz ΔW der Summe der Ereignisgewichte der nElan- und H.Rick-Methode gilt:

$$\Delta W = W_{nElan}(S_1 \rightarrow S_2) - W_{H.Rick} \quad (4.10)$$

$$= \sum_j (B + C)_j \cdot d_{1j} - (B + C + D)_j \cdot \bar{w}_j \quad (4.11)$$

Für den Fall, daß beide Methoden konsistent sind, gilt:

$$\Delta W = 0. \quad (4.12)$$

Um diese Beziehung zu beweisen, wird zunächst die Anzahl der Ereignisse in den Mengen C und D durch die Anzahl der Ereignisse der Menge B ausgedrückt:

$$C = B \cdot d_2 - B \quad (4.13)$$

$$D = B \cdot d_1 - B \quad (4.14)$$

Die Gleichungen 4.13 gilt, da die Mengen C und B bereits durch den Subtrigger S_1 akzeptiert sind und S_2 keinen Einfluß mehr darauf hat, ob die Ereignisse akzeptiert werden. Demnach sollten B und C zusammen die Menge $r_1 \& a_1$ ergeben, die sich aus $a_2 \& a_1$ durch einfache Multiplikation mit dem Prescalefaktor d_2 ergibt. Entsprechendes gilt für die Betrachtung der Mengen B und D. Setzt man Gleichung 4.13 und 4.14 in Gleichung 4.11 ein, so kann gezeigt werden, daß Beziehung 4.12 erfüllt ist. Beide Methoden stimmen demnach theoretisch in der Summe der Ereignisgewichte miteinander überein. In die Berechnung der Summe der Ereignisgewichte im Rahmen der H.Rick-Methode geht eine größere Anzahl von Ereignis ein als im Rahmen der nElan-Methode (siehe Gleichung 4.11). Daraus und aus der Konsistenz beider Methoden kann der Schluß gezogen werden, daß das gemittelte Ereignisgewicht \bar{w} kleiner ist als der kleinste Prescalefaktor. Am Beispiel der Subtrigger S_1 und S_2 folgt daraus, daß folgende Beziehung erfüllt sein muß:

$$\bar{w} < d_1 \quad (4.15)$$

Setzt man für \bar{w} die Prescalefaktoren d_1 und d_2 ein, so kann diese Beziehung bewiesen werden.

Setzt man die Gleichungen 4.4, 4.9 und 4.12 in Beziehung und berücksichtigt dabei, daß das gemittelte Ereignisgewicht \bar{w} kleiner ist als der kleinste Prescalefaktor, so kann geschlossen werden, daß der statistische Fehler der Summe der Ereignisgewichte berechnet nach der H.Rick-Methode immer kleiner ist als der statistische Fehler der Summe der Ereignisgewichte berechnet nach der nElan-Methode.

Im folgenden wird die nElan-Methode auf ihre Konsistenz geprüft. Hierfür wird die in Abschnitt 4.1.1 beschriebene Prioritätenzuweisung umgekehrt. Im Fall der beiden Subtrigger S_1 und S_2 wird nun dem Subtrigger S_2 die höhere Priorität ($S_2 \rightarrow S_1$) zugewiesen. Die Summe der Ereignisgewichte $W(S_2 \rightarrow S_1)$ dieser Kombination der Subtrigger S_1 und S_2 ist dann wie folgt definiert:

$$W(S_2 \rightarrow S_1) = \sum_{i,j} A_{ij} \cdot d_{1j} + (B_i + D_i + E_i)_j \cdot d_{2j} \quad (4.16)$$

Bildet man die Differenz der Summe der Ereignisgewichte für beide Prioritätenfolgen, so erhält man:

$$\Delta W = W_{nElan}(S_1 \rightarrow S_2) - W(S_2 \rightarrow S_1) \quad (4.17)$$

$$= \sum_{i,j} (B_i + C_i)_j \cdot d_{1j} - (B_i + D_i)_j \cdot d_{2j} \quad (4.18)$$

Setzt man in Gleichung 4.18 die Beziehungen 4.13 und 4.14 ein, so kann auch hier gezeigt werden, daß die Gleichung $\Delta W = 0$ erfüllt ist.

4.2 Test der nElan-Methoden auf Grundlage der Datennahmeperiode 2000/e⁺

In diesem Abschnitt wird die nElan-Methode anhand der Ereignisse aus der Datennahmeperiode 2000/e⁺ und der Subtrigger S0 und S9 getestet. Die Summe der Ereignisgewichte wird für zwei Kombinationen dieser Subtrigger bestimmt. Die erste Kombination entspricht der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Prioritätenzuweisung nach der nElan-Methode, d.h. der Subtrigger mit dem kleinsten Prescalefaktor erhält die größte Priorität. Bei der zweiten Kombination wird die Prioritätenzuweisung umgekehrt, in diesem Fall wird stattdessen dem Subtrigger mit dem größten Prescalefaktor die höchste Priorität zugeteilt. Anhand beider Kombinationen werden die Summen der Ereignisgewichte berechnet und miteinander verglichen. Im vorangegangenen Abschnitt 4.1.3 wurde gezeigt, daß die beiden Kombinationen im Rahmen des statistischen Fehlers miteinander übereinstimmen sollten.

Zunächst wird angenommen, daß der Subtrigger S9 den kleineren Prescalefaktor besitzt. Diese Annahme wird später verifiziert. In der ersten Kombination wird demzufolge dem Subtrigger S9 die höhere Priorität zugeteilt. Die Summe der Ereignisgewichte dieser Kombination pro Run j wird im folgenden mit $W_j(S9 \rightarrow S0)$ bezeichnet. Die Summe der Ereignisgewichte für die Kombination, bei der dem Subtrigger S0 die höhere Priorität zugeteilt wird, wird mit $W_j(S0 \rightarrow S9)$ bezeichnet. Die entsprechenden disjunkten Ereignismengen sind im Teil a) der Abbildung 4.4 dargestellt. Die Abkürzungen A bis E für die Ereignismengen sind in Teil b) der Abbildung 4.4 angegeben. Die Differenz ΔW_j der Summen der Ereignisgewichte der unterschiedlichen Kombinationen der Subtrigger pro Run j entspricht der folgenden Gleichung:

$$\Delta W_j = W_j(S9 \rightarrow S0) - W_j(S0 \rightarrow S9) \quad (4.19)$$

$$= C_j \cdot d_{jS9} + B_j \cdot (d_{jS9} - d_{jS0}) - D_j \cdot d_{jS0} \quad (4.20)$$

d_{jS9} entspricht dem Prescalefaktor des Subtriggers S9 und d_{jS0} entspricht dem Prescalefaktor des Subtrigger S0 im Run j . Für den Fall, daß beide Prescalefaktoren den Wert eins haben ($d_{jS9} = d_{jS0} = 1$), erhält man die Beziehung $C = D = 0$. Gleichung 4.20 zeigt, daß in diesem Fall die Differenz ΔW_j per Definition gleich null ist. Aus diesem Grund wurden im folgenden nur Runs betrachtet, in denen beide Prescalefaktoren größer als eins sind.

Im nächsten Schritt wurde die Annahme $d_{jS9} < d_{jS0}$ geprüft. Hierfür wurde die relative Differenz f_j der Prescalefaktoren der Subtriggers S0 und S9 bestimmt

$$f_j = \frac{d_{jS0} - d_{jS9}}{d_{jS0} + d_{jS9}}. \quad (4.21)$$

In Abbildung 4.4 c) ist die Variable f_j in Abhängigkeit von den selektierten Runs j aufgetragen. Die Abbildung bestätigt die Annahme, daß der Prescalefaktor des Subtriggers S9 immer kleiner ist als der Prescalefaktor des Subtriggers S0.

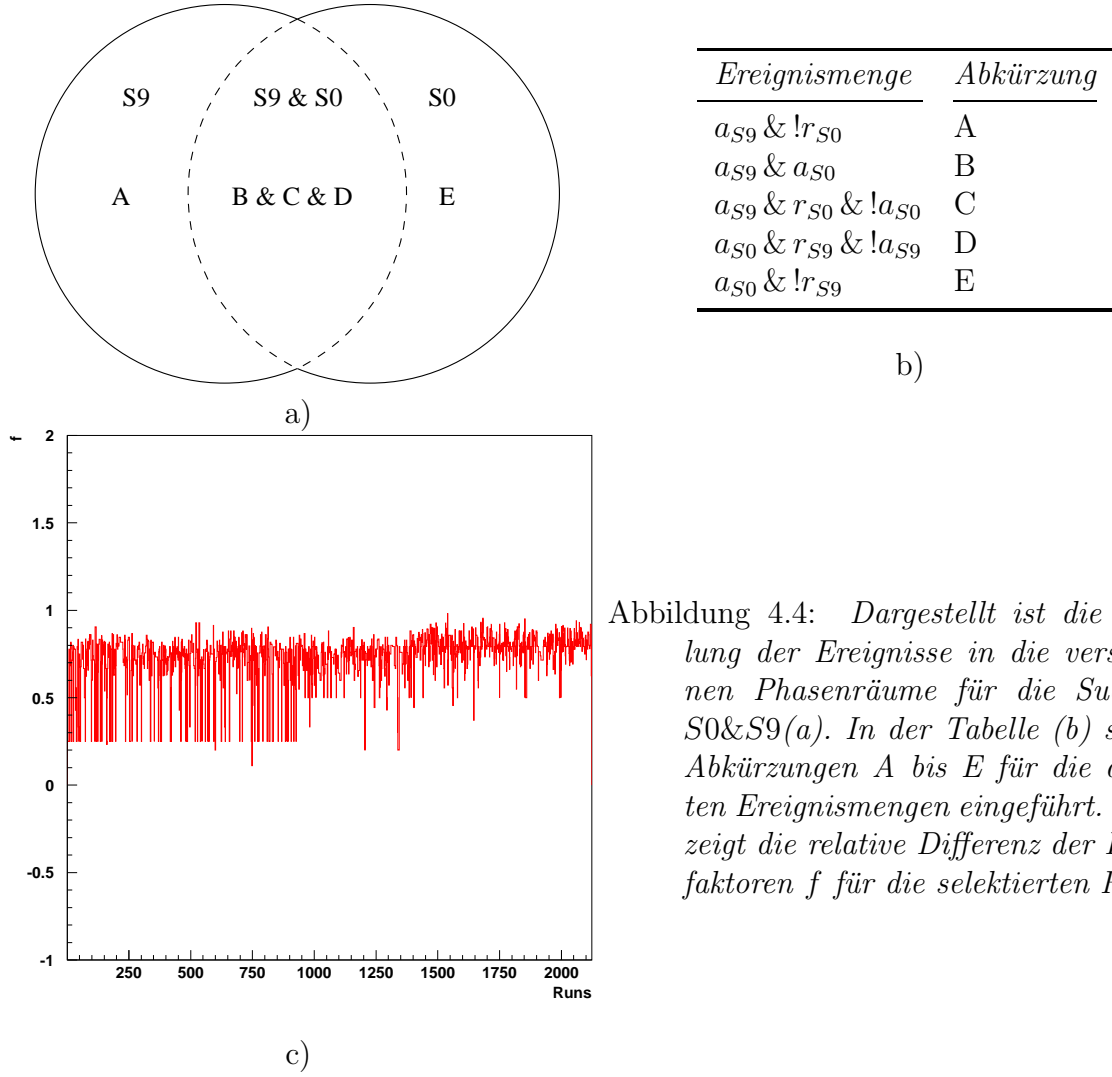


Abbildung 4.4: Dargestellt ist die Aufteilung der Ereignisse in die verschiedenen Phasenräume für die Subtrigger S0&S9(a). In der Tabelle (b) sind die Abkürzungen A bis E für die disjunkten Ereignismengen eingeführt. Teil (c) zeigt die relative Differenz der Prescal-faktoren f für die selektierten Runs j .

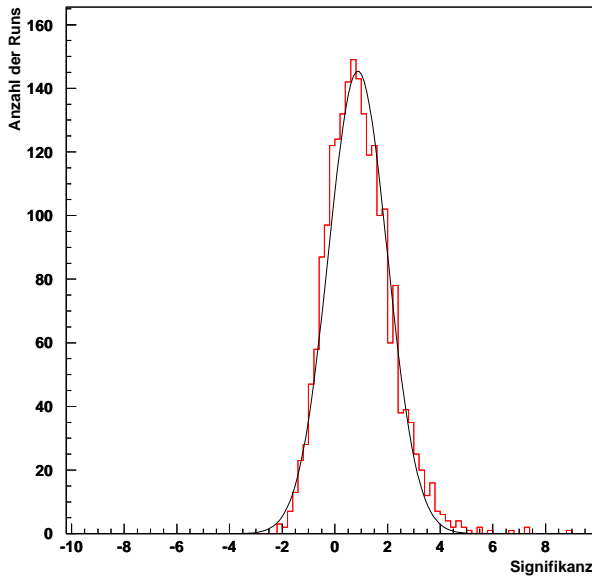
Im nächsten Schritt wird der statistische Fehler der Differenz ΔW_j mit Hilfe der Gaußschen-Fehlerfortpflanzung berechnet:

$$\sigma_{\Delta W_j} = \sqrt{\sum_i C_{ij} \cdot d_{jS9}^2 + D_{ij} \cdot d_{jS0}^2 + B_{ij} \cdot (d_{jS9} - d_{jS0})^2}. \quad (4.22)$$

Mit dessen Hilfe läßt sich die Signifikanz S_j ableiten:

$$S_j = \frac{\Delta W_j}{\sigma_{\Delta W_j}}. \quad (4.23)$$

In Abbildung 4.5 ist die Verteilung der Signifikanz S_j dargestellt. An die Verteilung wurde eine Gauß-Funktion angepaßt. Aufgrund der theoretischen Überlegungen in Abschnitt



a)

$S(nElan, S0 \rightarrow S9)$	
Maximum	145.4 ± 4.2
Mittelwert	0.87 ± 0.03
Breite	1.12 ± 0.02

b)

Abbildung 4.5: In (a) ist die Signifikanz S (siehe Gleichung 4.23) für die Differenz $\Delta W_j = W_{j_{nElan}}(S9 \rightarrow S0) - W_j(S0 \rightarrow S9)$ dargestellt. In der Tabelle (b) sind die Parameter der Gaußfunktion zusammengefaßt.

4.1.3 erwartet man, daß der Mittelwert der Gaußverteilung bei null liegt. Die Abweichung um nahezu ein Sigma vom Erwartungswert wird in Abschnitt 4.4 diskutiert. Zunächst wird im folgenden Abschnitt die nElan-Methode mit der H.Rick-Methode verglichen.

4.3 Vergleich der nElan- mit der H.Rick-Methode auf Grundlage der Datennahmeperiode 2000/e⁺

In diesem Abschnitt wird die H.Rick-Methode mit der nElan-Methode verglichen. Wie im vorangegangenen Abschnitt werden hierfür von den Subtriggern S9 und S0 getriggerte Ereignisse aus der Datennahmeperiode 2000/e⁺ betrachtet. Es wird die Summe der Ereignisgewichte basierend auf der H.Rick-Methode $W_{j_{H.Rick}}$ mit der Summe der Ereignisgewichte $W_{j_{nElan}}(S9 \rightarrow S0)$ und $W_j(S0 \rightarrow S9)$ für jeden Run j verglichen.

Anhand der in Abbildung 4.4 a) und b) eingeführten Abkürzungen A bis E erhält man für die Summe der Ereignisgewichte $W_{j_{H.Rick}}$ der H.Rick-Methode:

$$W_{j_{H.Rick}} = \sum_i A_{ij} \cdot d_{j_{S9}} + (B_i + C_i + D_i)_j \cdot \bar{w}_j + E_{ij} \cdot d_{j_{S0}} \quad (4.24)$$

Für die Differenz der Summe der Ereignisgewichte $W_{j_{H.Rick}}$ und den unterschiedlichen

Kombinationen $W_{j_{nElan}}(S9 \rightarrow S0)$ und $W_j(S0 \rightarrow S9)$ erhält man:

$$\Delta W_{j_1} = W_{j_{H.Rick}} - W_{j_{nElan}}(S9 \rightarrow S0) \quad (4.25)$$

$$= \sum_i D_{ij} \cdot \bar{w}_j + (B_{ij} + C_{ij}) \cdot (\bar{w}_j - d_{j_{S9}}) \quad (4.26)$$

bzw.

$$\Delta W_{j_2} = W_{j_{H.Rick}} - W_j(S0 \rightarrow S9) \quad (4.27)$$

$$= \sum_i C_{ij} \cdot \bar{w}_j + (B_{ij} + D_{ij}) \cdot (\bar{w}_j - d_{j_{S0}}) \quad (4.28)$$

Unter der Annahme das die Ereignismengen B, C und D Poisson-verteilt sind, erhält man für die statistischen Fehler $\sigma_{\Delta W_{j_1}}$ und $\sigma_{\Delta W_{j_2}}$ mit Hilfe der Gaußsche Fehlerfortpflanzung folgende Gleichungen:

$$\sigma_{\Delta W_{j_1}} = \sqrt{\sum_i D_{ij} \cdot \bar{w}_j^2 + (B_{ij} + C_{ij}) \cdot (\bar{w}_j - d_{j_{S9}})^2} \quad (4.29)$$

und

$$\sigma_{\Delta W_{j_2}} = \sqrt{\sum_i C_{ij} \cdot \bar{w}_j^2 + (B_{ij} + D_{ij}) \cdot (\bar{w}_j - d_{j_{S0}})^2}. \quad (4.30)$$

Die zugehörigen Signifikanzen S_{j_1} und S_{j_2} sind dann gegeben durch die Gleichungen:

$$S_{j_1} = \frac{\Delta W_{j_1}}{\sigma_{\Delta W_{j_1}}}, \quad S_{j_2} = \frac{\Delta W_{j_2}}{\sigma_{\Delta W_{j_2}}} \quad (4.31)$$

In Abbildung 4.6 sind die Signifikanzen S_{j_1} und S_{j_2} dargestellt. Nach den in Abschnitt 4.1.3 diskutierten theoretischen Überlegungen erwartet man, daß in beiden Fällen der Mittelwert der Verteilungen bei null liegt. Wie im Fall der Abbildung 4.5 a) ist in den beiden Abbildungen 4.6 eine Verschiebung nahezu um ein Sigma von der Erwartung zu erkennen. Dieser Verschiebung muß ein systematischer Fehler zugrunde liegen, der bisher nicht berücksichtigt wurde. Im folgenden Abschnitt wird eine mögliche Ursache dieser systematischen Abweichung untersucht.

4.4 Diskussion der systematischen Abweichung der Signifikanzverteilungen

Die systematischen Abweichungen vom Mittelwert null in den Signifikanzverteilungen (siehe Abbildungen 4.5 und 4.6) könnten durch einen Aspekt des Prescaling verursacht werden, der im folgenden näher erläutert wird. Besitzt ein Subtrigger k in dem Run j den Prescalefaktor d_j , so wird bei jedem d_j -ten Ereignis i , das die Selektionskritrien des

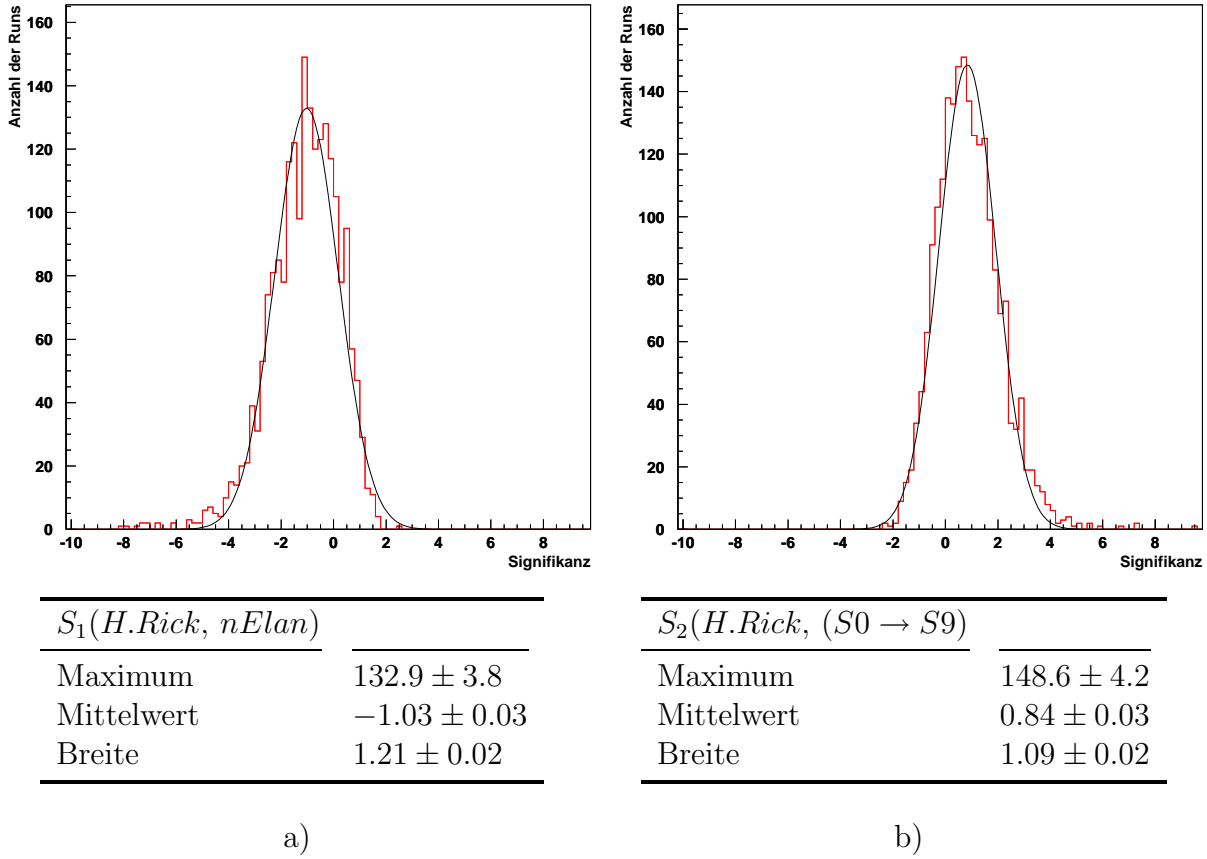


Abbildung 4.6: In (a) ist die Signifikanz S_1 für die Differenz $\Delta W_1 = W_{H.Rick} - W_{nElan}(S9 \rightarrow S0)$, in (b) ist die Signifikanz S_2 für die Differenz $\Delta W_2 = W_{H.Rick} - W(S0 \rightarrow S9)$ dargestellt. Die Parameter der jeweiligen Gaußfunktion sind in den Tabellen unter den Signifikanzverteilungen zusammengefaßt.

Subtriggers erfüllt das *actual-Bit* a_{ij} gesetzt. Dies ist durch einen Zähler pro Subtrigger realisiert, der am Anfang jedes Runs auf Null steht und bei jedem Ereignis, das die Selektionskriterien des Subtriggers erfüllt und somit das *raw-Bit* gesetzt hat, um eins erhöht wird. Erreicht der Zählerstand den Prescalefaktor d_j , wird das *actual-Bit* gesetzt und der Zähler auf Null gesetzt.

Anhand eines Beispiels wird gezeigt, daß das Abzählen der Ereignisse durch das Autoprescaletool im Rahmen der Ereignisgewichtung zu einer Unterschätzung der wahren Ereignismenge führen kann. Diese Unterschätzung tritt immer dann auf, wenn die Gesamtzahl der Ereignisse innerhalb eines Runs, die die Selektionskriterien des Subtriggers erfüllen, kein Vielfaches des Prescalefaktors ist.

Besitzt der Subtrigger k im Run j einen Prescalefaktor $d_j = 5$ und enthält der betreffenden Run 14 Ereignisse, die die Selektionskriterien des Subtriggers erfüllen, dann wird das *actual-Bit* einmal beim fünften und ein weiteres mal beim zehnten Ereignis ge-

setzt. Im Rahmen der Ereignisgewichtung wird nun die Anzahl der *actual-Bits* mit dem Prescalefaktor multipliziert. Die Summe der Ereignisgewichte ist in diesem Fall zehn und unterscheidet sich von der Anzahl der tatsächlichen Ereignismenge um vier Ereignisse. Der maximale Fehler σ_{sys} , der durch das Unterschätzen der wahren Ereignismenge aufgrund des Prescaling entsteht, beträgt:

$$\sigma_{sys} = d_j - 1 \quad (4.32)$$

Das Unterschätzen der Ereignisse durch das Prescaling ist also um so stärker ausgeprägt ist, je größer der Prescalefaktor ist. Qualitativ läßt sich dadurch die Verschiebung in den Abbildungen 4.5 und 4.6 erklären. Der Abbildung 4.5 kann entnommen werden, daß die Summe der Ereignisgewichte in der Triggerkombination $S0 \rightarrow S9$ im Mittel kleiner ist als die Summe der Ereignisgewichte in der Triggerkombination $(S9 \rightarrow S0)_{nElan}$. Der Fehler durch das Unterschätzen der Ereignisse durch das Prescaling wird sich in der Triggerkombination $(S9 \rightarrow S0)$ stärker ausprägen, da in dieser Kombination mehr Ereignisse mit dem größeren Prescalefaktor gewichtet werden. Den Abbildungen 4.5 und 4.6 kann entnommen werden, daß im Mittel folgende Beziehung erfüllt ist:

$$W(S0 \rightarrow S9) < W_{H.Rick} < W_{nElan}(S9 \rightarrow S0). \quad (4.33)$$

Der Fehler, der durch das Abschneiden der Ereignisse durch Prescaling entsteht, wäre in der H.Rick-Methode demnach kleiner als in der Triggerkombination $(S0 \rightarrow S9)$ und größer als in der Kombination $(S9 \rightarrow S0)$. Dies ist qualitativ nachvollziehbar, wenn man berücksichtigt, daß man im Rahmen der H.Rick-Methode beide Subtrigger gleichwertig behandelt werden und sich dadurch ein mittlerer, durch das Prescaling verursachter Fehler ergibt.

Im folgenden wird quantitativ untersucht, ob der systematische Fehler durch das Abschneiden der Ereignisse am Runende für die Unterschiede zwischen den Gewichtungsmethoden verantwortlich sein kann. Hierfür werden die von den Subtriggern S0 und S9 getriggerten Ereignisse aus der Datennahmeperiode 2000/e⁺ betrachtet. Im Abschnitt 4.1.3 wurde gezeigt, daß man anhand der gemessenen Anzahl der Ereignisse der Menge B die Anzahl der Ereignisse der Mengen C und D berechnen kann. Im folgenden wurden die Abweichungen ΔC und ΔD der berechneten Ereignisse von der gemessenen Anzahl der Ereignisse in den Mengen C und D (siehe Teil b) der Abbildung 4.4) betrachtet. Die Abweichungen werden dabei wie folgt berechnet:

$$\Delta C_j = B_j(d_{js0} - 1) - C_j, \quad \Delta D_j = B_j(d_{js9} - 1) - D_j \quad (4.34)$$

Den statistischen Fehler $\sigma_{\Delta C_j}$ und $\sigma_{\Delta D_j}$ erhält man nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung wie folgt:

$$\sigma_{\Delta C_j} = \sqrt{B_j(d_{js0} - 1)^2 + C_j}, \quad \sigma_{\Delta D_j} = \sqrt{B_j(d_{js9} - 1)^2 + D_j} \quad (4.35)$$

Durch Division erhält man aus den Gleichungen 4.34 und 4.35 die Signifikanzen $S_{\Delta C_j}$ und $S_{\Delta D_j}$. Die Verteilung der Signifikanzen $S_{\Delta C_j}$ und $S_{\Delta D_j}$ sind in der Abbildung 4.7 a) und

b) dargestellt. Würde sich die Anzahl der Ereignisse der gemessenen und vorhergesagten Mengen nur durch statistische Schwankungen unterscheiden, dann würden beide Signifikanzverteilungen einer Gaußverteilung mit einem Mittelwert bei null entsprechen. Die Verteilungen weichen jedoch ein stark von einem Mittelwert bei null ab. Wenn das Verhalten der Signifikanzverteilungen durch das Abschneiden der Ereignisse durch das Prescaling verursacht wird, sollten sich der Mittelwert der Verteilungen der null annähern, wenn man Runs verwirft, in denen die Subtrigger mit hohen Prescalefaktoren versehen sind.

Die Verteilungen der Signifikanzen $S_{\Delta C}$ und $S_{\Delta D}$ nach Beschränkung auf Runs in denen beide Prescalefaktoren kleiner 20 sind, sind im Teil c) und d) der Abbildung 4.7 dargestellt. Diese zeigen im Vergleich zu den im Teil a) und b) dargestellten Verteilungen eine deutliche Annäherung an das erwartete gaußförmiges Verhalten. Da der Schnitt auf Runs mit hohen Prescalefaktoren mit einem Rückgang der Statistik verbunden ist, ist es schwierig eine eindeutige Aussage darüber zu treffen, ob der Rückgang der Statistik in dem Bereich von minus zehn bis minus drei Sigma, in Teil c) der Abbildung 4.7, tatsächlich mit dem angewandten Schnitt korreliert ist. Um eine eindeutigere Aussage treffen zu können wurde der prozentuale Anteil dieses Bereiches zur gesamten Menge ermittelt. In Teil a) der Abbildung 4.7 beträgt dieser Anteil 14% in Teil c) der Abbildung 4.7 beträgt dieser Anteil nur noch 2%. Dies ist ein Hinweis darauf, daß das Verhalten der Verteilungen mit dem Fehler σ_{sys} in Verbindung gebracht werden kann. Des weiteren erkennt man in Teil d) der Abbildung 4.7 das die Verschiebung, in Teil b) und d) der Abbildung 4.7, nicht mit Runs mit hohen Prescalefaktoren in Verbindung gebracht werden kann. Dies ist ein Hinweis darauf, daß im Rahmen der Ereignisgewichtung, neben dem hier diskutierten systematischen Fehler σ_{sys} weitere Effekte berücksichtigt werden müssten.

Abschließend kann gesagt werden, daß die Inkonsistenz der beiden Methoden mit dem hier diskutierten systematischen Fehler σ_{sys} korreliert ist. Insbesondere der Teil d) der Abbildung 4.7 zeigt jedoch, daß dies nicht der einzige Grund für die Inkonsistenz sein kann. Weitere mögliche Fehlerquellen, die im Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht untersucht wurden, sind der Einfluß des topologischen Triggerelementes *SPCL_R30* des Subtriggers S9 auf dem zweiten Triggerlevel und die Effizienzen der Subtrigger.

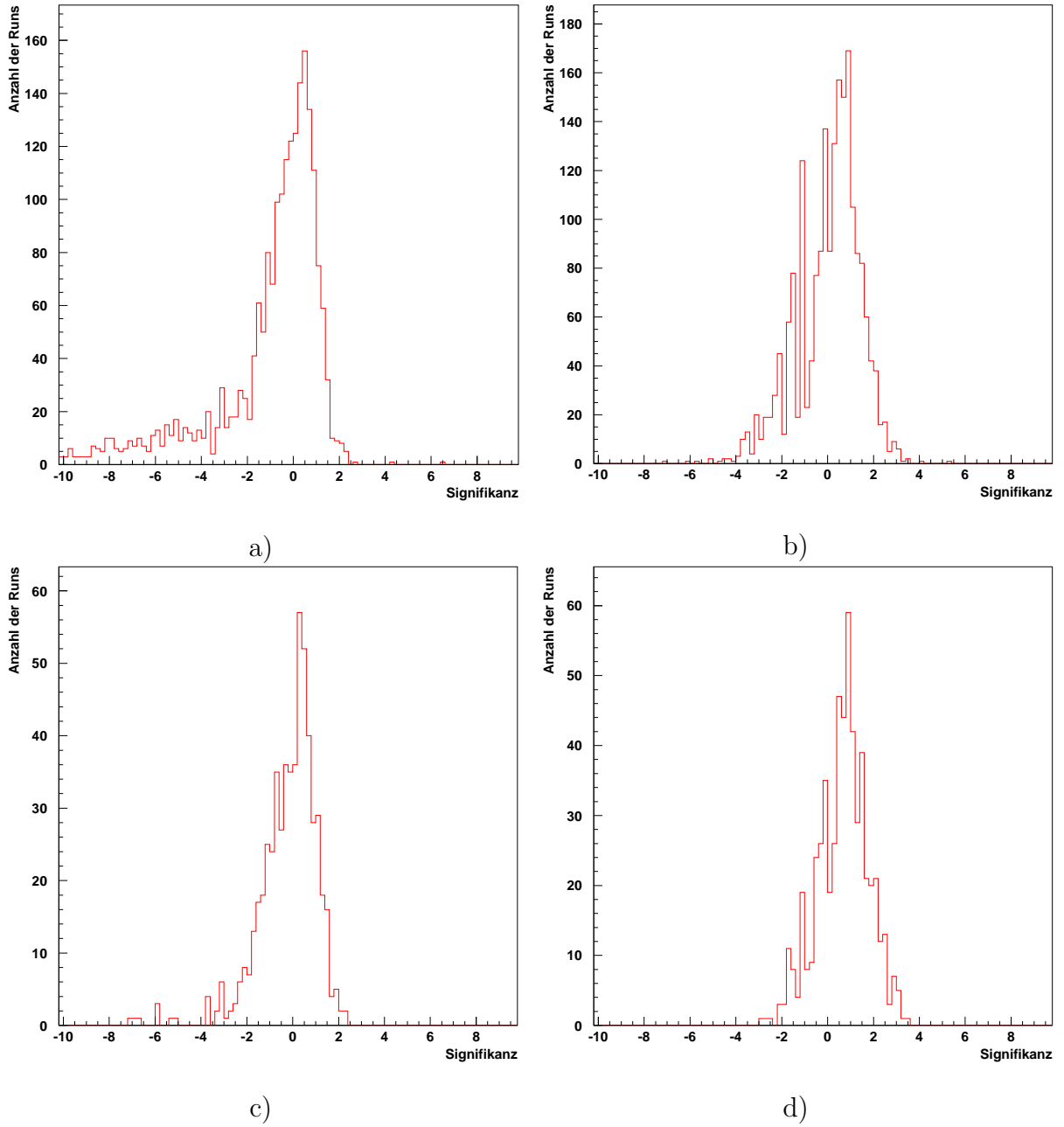


Abbildung 4.7: In (a) ist die Abweichung ΔC von der berechneten Anzahl der Ereignisse der Menge C und der gemessenen Anzahl der Ereignisse der Menge C dargestellt. In (b) ist ΔD dargestellt. Teil (c) zeigt die Abweichung ΔC und (d) die Abweichung ΔD nach Beschränkung auf Runs in denen beide Prescalefaktoren kleiner 20 sind.

Zusammenfassung

Gegenwärtig wird am H1-Experiment eine Messung der Protonstrukturfunktion F_2 angestrebt, deren Ziel es ist, die existierenden Analysen um einen Faktor zwei bezüglich der Präzision zu übertreffen. Die Messung basiert auf Elektron-Proton-Streuereignissen mit kleinen Impulsüberträgen Q^2 des gestreuten Elektrons. Das gestreute Elektron wird in diesem Fall im rückwärtigen Kalorimeter des H1-Experimentes nachgewiesen. Die betreffenden Ereignisse werden daher durch auf dieser Detektorkomponente basierende Triggerbedingungen selektiert. Um Untergrundereignisse zu unterdrücken, werden diese Triggerbedingungen mit sogenannten Vetobedingungen kombiniert; diese Kombinationen werden Subtrigger genannt. Aufgrund der endlichen Bandbreite des H1-Experimentes sind die jeweiligen Subtrigger mit Untersetzungsfaktoren versehen, die den Bruchteil der getriggerten Ereignisse, der gespeichert wird, festlegen. Mit Hilfe der Ereignisgewichtung wird auf den Bruchteil der Ereignisse korrigiert, die aufgrund der Untersetzungsfaktoren verworfen werden. Am H1-Experiment kommen hierfür zwei Methoden zum Einsatz, die auf grundsätzlich verschiedenen Ansätzen basieren. Die korrigierte Anzahl der Ereignisse und die Effizienz der Subtrigger gehen als direkte Faktoren in die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes ein.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Effizienz der Subtrigger und die Methoden der Ereignisgewichtung studiert. Im Rahmen der Effizienzstudie konnten bei den auf dem rückwärtigen Kalorimeter basierenden Triggerbedingungen räumlich ineffiziente Bereiche identifiziert werden. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß einige dieser ineffizienten Bereiche auf physikalisch defekte Zellen des rückwärtigen Kalorimeters zurückzuführen sind. Die Ergebnisse dieser Studien wurden in ein offizielles Analysepaket implementiert und stehen somit der H1-Kollaboration für weitere Physikanalysen zur Verfügung. Weitere Ineffizienzen der Subtrigger konnten den Vetobedingungen zugeschrieben werden. Es wurde gezeigt, daß nach Ausschluß der ineffizienten Bereiche und bei Berücksichtigung der Ineffizienzen der Vetobedingungen die Effizienz der Subtrigger bei nahezu 100% liegt.

Im Rahmen der Studie der Ereignisgewichtungsmethoden konnte gezeigt werden, daß beide Methoden vom mathematischen Standpunkt aus konsistent sind, jedoch Unterschiede aufweisen, wenn sie mit den Ereignissen der Datennahmeperiode 2000 getestet werden. Diese Abweichung wurde systematisch untersucht. Es hat sich gezeigt, daß die Abweichung mit Datennahmeabschnitten korreliert ist, in denen die verwendeten Subtrigger mit hohen Untersetzungsfaktoren versehen waren. Dieses Resultat kann durch einfache semiquantitative Modellannahmen plausibel gemacht werden. Weiterhin wurde gezeigt, daß diese Korrelation nicht vollständig ausreicht, um die Abweichung zwischen den beiden Methoden zu erklären.

A Ausgewählte Triggerelemente der Subtrigger S0, S3 und S9

A.1 Triggerelemente des L1-Systems

IET-Trigger

- $SPCL_{e-IET} > n$ (mit $n=0,1,2$): Dieses Triggerelement fordert, daß die innerhalb eines CLuster-Bits deponierte Energie eine bestimmte Schwelle überschreitet. Die Cluster-Bits des zentralen LIET-Bereiches werden von diesem Triggerelement nicht berücksichtigt.
- $SPCL_{e-ToF_E_2}$: Dieses Triggerelement fordert, daß die gesamte im elektromagnetischen Teil des SpaCals deponierte Energie 12 GeV überschritten hat. Dabei werden nur Energiedepositionen berücksichtigt, welche vom Flugzeitsystem in einem Zeitintervall von etwa 20 ns um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt zugeordnet werden.

A.2 Vetobedingungen

zVertex-Trigger

- $zVtx_T0$: Dieses Triggerelement validiert, wenn mindestens ein Eintrag im zVertex-Histogramm vorliegt.
- $zVtx_mul < 7$: Um die Bedingung dieses Triggerelementes zu erfüllen muß mindestens ein Eintrag und weniger als 4095 Einträge im zVertex-Histogramm vorliegen.

FwdRay-Trigger

- $FwdRay_T0$: Die Bedingung dieses Triggerelementes ist erfüllt, wenn mindestens eine Spur im vorwärtigen Spurkammersystem gefunden wird.

A.3 Triggerelement des L2-Systems

Topologischer-Trigger (L2)

- $SPCL_R30$: Dieses Triggerelement wird in Verbindung mit dem IET-Trigger verwendet. Es validiert Ereignisse, welche mindestens eine Energiedeposition außerhalb eines Kreises mit dem Radius $r \simeq 30$ cm um die Symmetrieachse aufweisen.

Literaturverzeichnis

- [1] H. GEIGER AND E. MARSDEN, *On a Diffuse Reflection of the alpha-particles*, Proceedings of the Royal Society **A** (1909), 82.-495.
- [2] E. RUTHERFORD, *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*, Philosophical Magazine Series 6 **21** (1911), 669.-688.
- [3] W. HEISENBERG, *Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen*, Zeitschrift für Physik **33** (1925), 879.
- [4] R. HOFSTADTER, *Electron Scattering and Nuclear Structure*, Rev. Mod. Phys. **28** (1956), 214.
- [5] R. P. FEYNMAN, *Very High-Energy Collisions Of Hadrons*, Phys. Rev. **23** (1969), 1415.
- [6] M. GELL-MANN, *A Schematic Model Of Baryons And Mesons*, Phys. Lett. **8** (1964), 214.
- [7] J. D. BJORKEN AND E. A. PASCHOS, *Inelastic Electron Proton and Gamma Proton Scattering, and the Structure of The Nucleon*, Phys. Rev. **185** (1969), 1975.
- [8] H1 COLLABORATION, *Evidence for a Narrow Anti-Charmed Baryon State*, Phys. Lett. **B588** (2004), 17.
- [9] J. D. BJORKEN, *Asymptotic Sum Rules At Infinite Momentum*, Phys. Rev. **179** (1969), 1547.
- [10] J. M. BUTTERWORTH AND T. CARLI, *QCD uncertainties at LHC and the Implications of HERA*, Proceedings of the DIS'2004
- [11] G. ALTARELLI AND G. PARISI, *Asymptotic Freedom In Parton Language*, Nucl. Phys. B **126** (1977), 298.
- [12] C. ADLOFF ET AL., *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA*, Eur. Phys. J. C **30** (2003), 1-32.
- [13] H1 COLLABORATION, I. ABT et al., *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997), 310. und 384.

-
- [14] M. TLUCZYKONT, *Z-Kalibration der zentralen Spurkammer des H1-Detektors bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1999).
 - [15] C. ISSEVER, K. BORRAS, D. WEGENER *An Improved Weighting Algorithm to Achieve Software Compensation in a Fine Grained LaR Calorimeter*, DESY 04-127
 - [16] C. ISSEVER, *Entwicklung eines alternativen Gewichtsverfahrens für das H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996).
 - [17] H1 SPACAL GROUP, R.-D. APPUHN ET AL., *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997), 397.
 - [18] E. TZAMARIUDAKI, *Performance of the H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*
 - [19] R. PÖSCHL, *Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtigung großer Einschlußwinkel der Primärteilchen*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996).
 - [20] H1 SPACAL GROUP, R. D. APPUHN et al., *Hadronic response and e/π separation with the H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A **382** (1996), 395.
 - [21] F. GARCZAREK, *Nachweis von Positronen und Hadronen im H1-Spaghetti-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2000).
 - [22] T. DECKERS, *Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen in Bleifluorid- und Spaghetti-Kalorimetern*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993).
 - [23] H. HUTTER, *Teststrahl-Untersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter für den H1-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1995).
 - [24] S. 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 (1998).
 - [25] H1 COLLABORATION, *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA (1996)*, ICHEP' 96, pa17-026
 - [26] N. GOGITIDZE UND S. LEVONIAN, *An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data (1996)*, Internal Note, H1-02/96-471
 - [27] J. C. BIZOT ET AL., *Strategy Studies for the H1 Topological L2-Trigger (L2TT)*, Internal Note, H1-01/97-508.

- [28] J. K. KÖHNE ET AL., *Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA* Nucl. Instrum. Meth. A **389** (1997) 128.
- [29] J. NAUMANN, *Entwicklung und Test der dritten H1-Triggerstufe*, Dissertation, Universität Dortmund (2003).
- [30] A. JUNG, *Inbetriebnahme der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers fuer das H1-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2004).
- [31] H1 COLLABORATION, *A Fast Track Trigger with High Resolution for H1*, Internal Note, H1-06/99-573
- [32] H1 COLLABORATION, *Addendum to proposal „A Fast Track Trigger with High Resolution for H1“*, Internal Note, H1-09/99-576
- [33] H.-C. SCHULTZ-COULON ET AL., *A General Scheme for Optimization of Trigger Rates in an Experiment with Limited Bandwidth* IEEE Trans. Nucl. Sci. **46** (1999) 915.
- [34] C. WISSING ET AL., *The H1 ToF system in 1996 and 1997* Internal Note H1-01/98-533.
- [35] C. WISSING, *Bestimmung der Charakteristika des Flugzeitsystems des H1-Detektors zur Messung Strahluntergrundes* Diplomarbeit, Universität Dortmund (1998).
- [36] K. KRÜGER, *persönliche Mitteilung*.
- [37] V. BOUDRY ET AL., *The Inclusive Electron Trigger for the SpaCal: Design and CERN-Test Results (1995)*, Internal Note H1-03/95-430.
- [38] D. HOFFMANN, *Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor* Dissertation, Universität Hamburg (2000).
- [39] O. BEHRENDT, *Entwicklung von Algorithmen zur Identifikation von Vektormesonen-Ereignissen mit dem neuen H1-Spurtrigger*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2002).
- [40] H. BECK ET AL., *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger (1996)*, Internal Note H1-05/96-479.
- [41] J. RIELBERGER, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers (1995)*, Internal Note H1-01/95-419.
- [42] J. C. BIZOT ET AL., *Status of Simulation for a Topological Level 2 Trigger (1992)*, Internal Note H1-02/92-212.

- [43] J. C. BIZOT ET AL., *Hardware Study for a Topological Level 2 Trigger (1992)*, Internal Note H1-09/92-240.
- [44] J. C. BIZOT ET AL., *SpaCal-Based L2TT Trigger Elements (1998)*, Internal Note H1-04/98-538.
- [45] J. MERKEL, *Systematische Studien zur Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren von H1 für die Protonstrukturfunktionsmessung*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2005).
- [46] K. WACKER, *persönliche Mitteilung*
- [47] J. STIEWE, *HERA (and Non - HERA) Kinematics for Pedestrians (2004)*, Version 1.11, Universität Heidelberg (2004), 36.
- [48] A. LEVY, *Low- x physics at HERA (1996)*, DESY-97-013, 37.
- [49] D.P. JOHNSON, *Beam-gas background at HERA (1987)*, Internal Note H1-07/87-65.
- [50] K. WILLE, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen (1992)*, Teubner-Verlag, Stuttgart 1992.
- [51] H. RICK ET AL., *Calculating Event Weights in Case of Downscaling on Trigger Levels 1-4 (1997)*, Internal Note H1-04/97-517.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Wegener, der es mir ermöglicht hat meine Diplomarbeit innerhalb einer internationalen Forschungskollaboration zu erstellen und dies mit einem Aufenthalt in der „besten Stadt der Welt“ zu verbinden.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H.-C. Schultz-Coulon, der neben Herrn Prof. Dr. D. Wegener den Weg, den ich bisher beschrieben habe, maßgeblich beeinflußt hat.

Während der anderthalb Jahre, in denen diese Arbeit entstand, waren zwei weitere Menschen von unschätzbarem Wert für mich. Dies waren Frau Dr. Katja Krüger und Herr Dr. Victor Lendermann. Ich danke beiden für ihre stets offene Tür bei physikalischen Fragen und für die vielen ergebnisreichen Diskussionen, die dabei entstanden. Frau Dr. Katja Krüger danke ich für die sorgfältige Auseinandersetzung mit meinem Manuskript. Herrn Victor Lenderman bin ich für die vorbildliche Betreuung während des Sommerstudentenprogramms zu großem Dank verpflichtet.

Ich danke Frau Andrea Vargas, die stets eine äußerst angenehme Büro- und Diskussionspartnerin für mich war. Zusammen mit Herrn Olaf Behrendt hat Frau Andrea Vargas für eine freundliche Betreuung während meiner gesamten Diplomarbeitszeit gesorgt. Dabei haben beide es immer wieder verstanden mich von Selbstzweifeln zu befreien. Besonders die endlosen Unterhaltungen mit Herrn Olaf Behrendt, zu fortgeschrittener Stunde, während der Zeit des Zusammenschreibens, holten mich oftmals aus dem Reich der Resignation. Daß diese Arbeit nun in lesbarer Form vorliegt, ist ihm zu verdanken.

Allen anderen Mitgliedern des Lehrstuhls EV der Universität Dortmund, die auf die eine oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle danken. Dies sind Herr M.-O. Bönig, Herr Dr. C. Wissing, Herr M. Domke, Herr Dr. K. Wacker und Frau E. Lorenz.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen sechs Mitbewohnern. Sie sorgten für die nötige Zerstreuung außerhalb und innerhalb des DESY's. Zahllose Kickerspiele werden wir hoffentlich auch noch in Zukunft bestreiten. Jeder hat durch seinen speziellen Charakter das Leben in unserer WG geprägt.

Der Andy. Der den gesamten Laden am Laufen gehalten hat. Ohne ihn würden der Schornsteinfeger und die Müllabfuhr wohl immer noch auf ihr Geld warten.

Der Dirk. Genie und Wahnsinn liegen oftmals dicht beisammen. Er ist der unangefochtene Programmiergott, Kickerkönig und Partylöwe.

Der Jesko. Ein Vorbild in Sachen Ordnung, Disziplin und Schabernack.

Der Jörg. Die gute Seele. Auf ihn kann man sich wirklich immer verlassen.

Der Stephan. Ein Extremsportler in der Kategorie Leben.

Und der Moritz. Der wohl talentierteste einheimische Chinakoch.

Der größte Dank gebührt allerdings meinen Eltern, meinem kleinen Bruder David und meiner großen Schwester Beate, für ihre Unterstützung und ihr Verständnis.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung unter der Projektnummer 05H14BEA/6 gefördert.