

Simulation des
Z-Kammer-Trigger
beim H1-Detektor

Diplomarbeit von Kristof Beiglböck

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg
Juni 1993

Inhalt

Übersicht	1
1 Physik bei HERA	2
1.1 Das Proton	4
1.2 Das Standardmodell	4
1.3 Beschreibung der tiefinelastischen Streuung	5
1.4 Beobachtbare Prozesse bei HERA	7
2 Der Detektor H1	10
2.1 Die zentralen Spurdetektoren	13
2.1.1 Drahtkammern	14
Funktionsweise	14
Die Driftkammern	15
Die Proportionalkammern	16
2.1.2 Szintillatoren	16
3 Der H1-Trigger	18
3.1 Erwarteter Untergrund bei HERA	18
Wechselwirkungen im Strahlrohr	18
Synchrotron Strahlung	19
Kosmische Strahlung	20
3.2 Erwartete Physikrate bei HERA	21
3.3 Das H1-Triggerkonzept	22
3.3.1 Die vier Verarbeitungsstufen des Triggersystems	22
3.4 Die einzelnen Trigger des Central Trackers	26
3.4.1 Der Time of Flight Szintillatortrigger	26
3.4.2 Der Proportionalkammer Z-Vertex-Trigger	26
3.4.3 Die Driftkammer-Spurtrigger	27
3.4.4 Der DC- $R\phi$ -Trigger	29
3.4.5 Der Z-Kammer-Trigger	31
Die Erstellung der Masken	35
4 Die Simulationen	38
4.1 Der Datenfluß bei H1	38
4.1.1 Programmierstandards bei H1	39
4.2 Der Z-Kammer-Trigger	40
4.2.1 Das σ_{hard} -Kriterium	41
4.2.2 Das Σ_{bgrd} -Kriterium	43
4.2.3 Das Verhältnis $\sigma_{hard}/\Sigma_{bgrd}$	44
4.2.4 Die Gewichtung von Σ_{bgrd}	46
4.3 Weitere Triggerkombinationen	47
4.3.1 Verknüpfung der Z-Vertex-Histogramme	48
4.3.2 Ein R- ϕ -Z-Trigger	49
Zusammenfassung	52
A Der Triggeradapter	54
Literaturverzeichnis	58

Abbildungen

1.1	Elastische und Inelastische Elektron-Proton-Streuung.	2
1.2	Der HERA Ring.	3
1.3	Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung.	6
1.4	Kinematischer Bereich von HERA	7
1.5	HERA Prozesse niedrigster Ordnung.	8
1.6	Die Photon-Gluon-Fusion.	9
2.1	Der Detektor H1.	10
2.2	Die Ereignistopologie bei HERA.	11
2.3	Das Central Tracking System.	13
2.4	Bauweise der CJC1+2.	14
2.5	Bauweise der CIZ.	15
2.6	Bauweise der Proportionalkammern.	16
3.1	Ein typisches Strahl-Wand-Ereignis in der Spurdetektoren.	19
3.2	Teilchenkollisionen in der Natur	20
3.3	Das H1 Triggersystem.	24
3.4	Vertexrekonstruktion durch Bildung eines Histogrammes	27
3.5	Zwei Triggerroads des $R\phi$ -Triggers	30
3.6	Geometrie der Z-Kammern.	31
3.7	Primärmasken des Z-Kammer-Triggers.	32
3.8	Prinzipielle Logik des Z-Kammer-Triggers.	33
3.9	Vertexrekonstruktion des Z-Kammer-Triggers.	35
4.1	Der Datenfluß bei H1	38
4.2	Hardware Signifikanz Verteilung	42
4.3	Hardware Signifikanz gegen upstream background	43
4.4	Trennung von Physik und Untergrund durch eine Gerade.	44
4.5	Mögliche Realisation des Triggercuts.	45
4.6	Interne Triggerverknüpfungen.	47
4.7	Verknüpfung der Histogramme	48
4.8	Ein $b\bar{b}$ Ereignis in RZ und $R\phi$ Ansicht	49
4.9	Eines von drei nicht erkannten Strahl-Wand-Ereignissen	51

Tabellen

1.1	Die vier Wechselwirkungen.	5
2.1	Einige Parameter des Detektors H1.	17
2.2	Einige Parameter der HERA-Anlage.	17
3.1	Erwartete Physikraten	21
3.2	Einzeltrigger	22
3.3	H1-Trigger Stufen:	23
4.1	Einstellungen des Z-Kammer-Triggers	41
4.2	Triggerbedingung $\sigma_{hard} > 1.3$	42
4.3	Die Triggerraten des Z-Kammer-Triggers.	46
4.4	Verknüpfungen mit dem Z-Vertex Trigger.	49
4.5	Verknüpfungen mit dem DC- $R\phi$ -Trigger.	50

ich danke meinen eltern für alles was ich bin

Übersicht

In der Hochenergie- oder Teilchenphysik sucht man nach den elementaren, nicht weiter zerlegbaren Bestandteilen der Materie. Mit HERA werden durch Elektronen-Protonen-Streuexperimente die Bestandteile des Protons, die sogenannten Partonen untersucht. Im **ersten Kapitel** wird ein Überblick heutiger Vorstellungen über den Protonenaufbau aus Quarks und Gluonen, sowie über dessen Beschreibung im Rahmen des Standardmodells gegeben. Weiterhin werden die Größen zur Beschreibung eines Streuprozesses definiert und mögliche Streuprozesse aufgeführt, die man bei HERA durch die Detektoren H1 und ZEUS zu beobachten erhofft. Einige für die vorliegende Arbeit relevante Prozesse werden hervorgehoben.

Die unterschiedlichen Bewegungsenergien der Protonen (820 GeV) und Elektronen (30 GeV) führen zu einer asymmetrischen Verteilung der Teilchen, welche aus einer Kollision hervorgehen und damit auch der Nachweisgeräte. Bei dem Detektor H1 lassen sie sich in die drei Aufgabenbereiche Spurrekonstruktion, Energiebestimmung und Myonenidentifizierung einteilen. Im **zweiten Kapitel** wird das Zusammenspiel aller Detektorkomponenten skizziert. Insbesondere wird die Funktionsweise der zentralen Spurdetektoren in allen Kapiteln erläutert. Sie bilden die Grundlage für diese Arbeit.

Die große Rate von 10.4 Millionen Elektron-Proton-Kollisionen pro Sekunde bei HERA erzeugt eine so große Menge von Signalen, daß sie unmöglich von Computern bewältigt werden kann. Die Abspeicherungsgeschwindigkeit des DESY-Großrechners begrenzt die Zahl der Ereignisse auf fünf pro Sekunde. Im **dritten Kapitel** wird das H1-Triggersystem beschrieben. Es hat die Aufgabe mit Hilfe von Logikschaltungen, die durch sehr schnelle elektronische Bauteile realisiert werden, einfache Ereignistopologien zu erkennen und zu entscheiden, ob die Abspeicherung eines Ereignisses für spätere Analysen gerechtfertigt ist. Es werden die sogenannten Untergrundereignisse beschrieben, deren Abspeicherung nicht erwünscht ist. Sie werden bei HERA sehr viel häufiger als die der interessanten Ereignisse auftreten.

Der Z-Kammer-Trigger hat die Aufgabe durch Spurrekonstruktionen geladener Teilchen nach $2.3\mu\text{s}$ zu entscheiden, ob ein Ereignis in der Wechselwirkungszone des Detektors stattgefunden hat. Die Klassifizierung jedes Ereignisses in zwei Koordinaten wird detailliert behandelt. Im **vierten Kapitel** wird durch Simulationen des Z-Kammer-Trigger schrittweise dessen Entwicklung und Effizienz untersucht. Nach einer Optimierung des Z-Kammer-Trigger wird eine weitere Verbesserung durch unterschiedliche Verknüpfungen mit den anderen Triggern der zentralen Spurdetektoren simuliert. Die wichtigsten Ergebnisse werden schließlich in der **Zusammenfassung** noch einmal dargestellt.

Im **Anhang** wird der Triggeradapter des Z-Kammer-Trigger beschrieben. Der Triggeradapter greift die relevanten Drahtsignale von dem Detektor ab, diskriminiert sie gegen elektrisches Rauschen und liefert der Triggerelektronik einheitliche Logiksignale. Die Schaltung wurde im Rahmen der Diplomarbeit zunächst auf einer Lochplatine aufgebaut und getestet. Später wurde mit einem CAD¹-System die Platine für den Triggeradapter entworfen.

¹Computer Aided Design

1. Physik bei HERA

Schon im Jahre 1911 "tastete" Ernest Rutherford mit einem gebündeltem Strahl von α -Teilchen eine Goldfolie ab. Anhand der Streuwinkel, die die Teilchen beim Durchdringen der Folie durch elastische Streuung erfuhren, konnte er Rückschlüsse auf die innere Struktur des Goldes ziehen. Er legte mit diesem *Streuexperiment* den Grundstein für die Elementarteilchenphysik. Bis heute verdanken wir den bei weitem größten Teil unseres Wissens über die subatomare Struktur der Materie ähnlichen Streuversuchen. Unter Ausnutzung neuester Techniken¹ änderten sich im Wesentlichen die Art und Energie der beteiligten Teilchen. Durch Steigerung der kinetischen Energie werden aufgrund der Wellennatur der Materie durch immer kleinere de Broglie Wellen, ähnlich wie bei einem Lichtmikroskop, feinere Einzelheiten "sichtbar". Während noch bei Rutherford die Struktur der Goldatome durch Ablenkung von α -Teilchen untersucht wurde, werden heute die kollidierenden Teilchen selbst zum Gegenstand der Untersuchung.

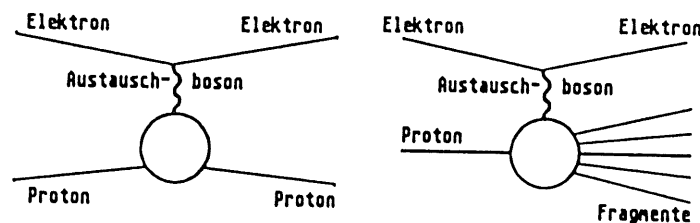


Abbildung 1.1: Elastische und Inelastische Elektron-Proton-Streuung. Bei der elastischen Streuung bleiben die einlaufenden Teilchen erhalten. Bei der inelastischen Streuung zerplatzt das Proton in viele Fragmente.[Sell91]

Bei HERA werden Elektronen und Protonen mit hoher kinetischer Energie aufeinander gelenkt. Bei dem Aufeinandertreffen kommt es bei der *elastischen* Streuung lediglich zum Austausch von Energie und Impuls zwischen den Teilchen, während es durch eine *tiefinelastische* Streuung² zu Wechselwirkungen der Elektronen mit den inneren Teilen des Protons, den *Partonen*, kommt. Wird durch das einlaufende Elektron ein Parton herausgeschlagen, so fragmentiert ("zerplatzt") das Proton in seine elementaren Bestandteile. Die Fragmente werden dadurch für sehr kurze Zeit aus dem Verbund isoliert, setzen sich aber gleich wieder zu den stabilen Teilchen der Materie zusammen. Durch das Experiment erhofft man sich ein besseres Verständnis elementarer Naturgesetze, die erst durch eine Fragmentation zum Vorschein kommen und so in der Natur nicht systematisch untersucht werden könnten.

¹Nur durch supraleitende Magnete ist es bei HERA möglich die Protonen in der vorgegebenen Kreisbahn zu speichern.

²engl.: Deep inelastic scattering - DIS

Die produzierten Teilchen können angeregte Zwischenzustände, sog. *Resonanzen*, oder virtuelle Teilchen sein, die weiter wechselwirken müssen um den Austausch von Quantenzahlen zu bewerkstelligen. Diese Umwandlungen gehen allerdings so schnell vor sich, daß sie, im Detektormaßstab gesehen, praktisch noch direkt am Kollisionort abgeschlossen sind. Nur die stabilen Endzustände sind als reale Teilchen beobachtbar. Für diese Entstehungs- und Zerfallsvorgänge oder *Fragmentationen* gibt es mehrere Modelle mit verschiedenen Vorhersagen der beobachtbaren Topologien. Durch den Vergleich mit dem Experiment erhofft man sich von HERA ein besseres Verständnis über den inneren Aufbau des Protons, welcher durch die *Protonenstrukturfunktion* beschrieben wird. Die Elektron-Proton- oder e-p-Wechselwirkung gilt heute als eines der fruchtbarsten Gebiete für die Erforschung der Struktur der Materie.

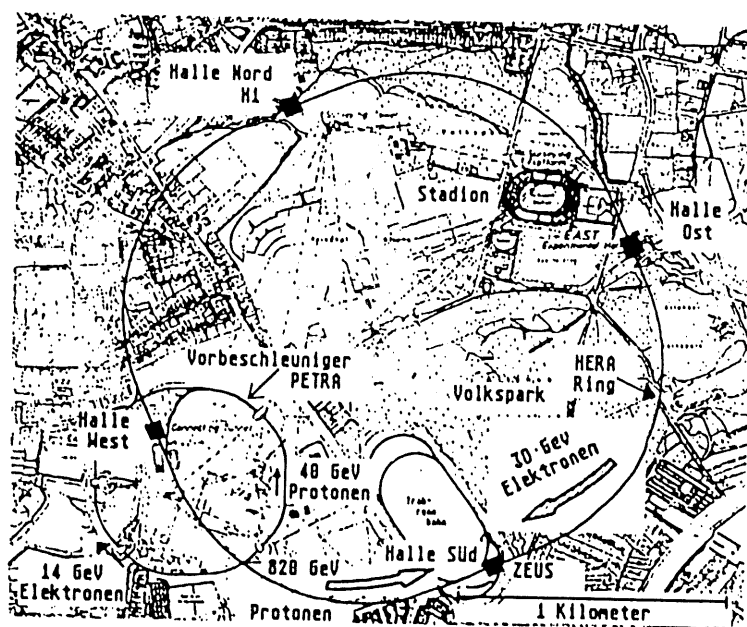


Abbildung 1.2: Der HERA Ring. Durch den Vergleich mit dem Volksparkstadion und der Trabrennbahn werden die Ausmaße des Ringes in der Stadt Hamburg deutlich. Der kleinere PETRA Ring, an dem früher e^+e^- Kollisionen studiert wurden, dient heute als Vorbeschleuniger für HERA. [DESY91]

Bei HERA wird die im Schwerpunktsystem verfügbare Energie dadurch entscheidend erhöht, daß unter großem technischem Aufwand beide Kollisionsteilchen in getrennten Ringen nahezu auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden, und dann frontal miteinander kollidieren. Die Beschleunigerringe sind übereinander in einem etwa 6,3 km langen Tunnel untergebracht. In dem einem Ring werden etwa acht Zentimeter lange Pakete (*bunches*) von je 10^{10} Elektronen [Phy88] beschleunigt und erreichen unter hohem Energieverlust durch Synchrotronstrahlung eine Energie von etwa 30 GeV. In dem anderen Ring sollen etwa fünfzehn Zentimeter lange Pakete mit je 10^{11} Protonen eine Energie von 820 GeV erreichen³. Schließlich werden die Teilchenpakete durch Ablenkung von ihrer Bahn in zwei Wechselwirkungszone mit einer

³Die angegebenen Werte wurden bis heute noch nicht erreicht, da besonders die Fokussierung der Protonen nur durch lange Experimentierphasen optimiert werden kann.

Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ zur Kollision gebracht. Die Kollisionsteilchen werden dann in den beiden Detektoren H1 und ZEUS nachgewiesen. Um die gleiche Schwerpunktenergie bei einem ruhendem Proton (*fixed target*) zu erreichen, müßte das Elektron eine Energie von $E_e = s/2m_p c^2 \simeq 52 \text{ TeV} = 52.000 \text{ GeV}$ erreichen! Das entspricht einer Wellenlänge von $\lambda = hc/E_e \simeq 2.5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}$. Die Auflösung des "Mikroskops" HERA ist also mehr als vier Größenordnungen kleiner als der Protonenradius.

Die Intensität der wechselwirkenden Strahlen wird in einer Größe, der *Luminosität*, angegeben. Sie beinhaltet Teilchenzahl und Querschnitt beider Strahlen und die Umrundungsfrequenz der Teilchen. Der angestrebte Wert bei HERA beträgt $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [TPH86]. Der Wirkungsquerschnitt ist eine wichtige *meßbare Größe*, die den Vergleich zwischen Experiment und Theorie erlaubt. Durch Multiplikation der Luminosität mit dem Wirkungsquerschnitt eines Prozesses erhält man die erwartete Anzahl von Reaktionen pro Zeiteinheit. Einige seltene Reaktionen werden beispielsweise nur wenige Male pro Jahr erwartet, während die unerwünschten Untergrundereignisse (s. Kap. 3.1) im *kHz*-Bereich erwartet werden.

1.1 Das Proton

Aus Experimenten Anfang der sechziger Jahre bei DESY und am Stanford Linear Accelerator SLAC weiß man heute, daß das Proton ein ausgedehntes Teilchen mit einem Radius von circa $0.8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ist. 1969 entdeckte man in Stanford, daß es aus drei *Quarks* besteht, die aber nur einen Bruchteil des Protons besetzen. Diese drei *Valenzquarks* (*uud*) werden nach heutigen Vorstellungen durch ständigen Austausch von *Gluonen*, den Feldbosonen der starken Wechselwirkung, zusammengehalten. Im Gegensatz zu den anderen Wechselwirkungen steigt bei der starken Kraft die Anziehung mit wachsendem Abstand, und nur zwei unmittelbar benachbarte Quarks können als frei angesehen werden. Man bezeichnet das als *asymptotische Freiheit*. Entfernen sich zwei Quarks voneinander, so wächst die potentielle Energie oder das *Farbfeld* zwischen ihnen. Die Gluonen bzw. das Farbfeld selbst kann sich in ein Quark-Antiquark-Paar verwandeln. Diese neuen Paare tauschen wiederum Gluonen aus. Daher ist es (bisher) auch nicht möglich, Quarks isoliert zu betrachten. Insgesamt spricht man oft von dem Proton als drei Valenzquarks in einem "See" von weiteren virtuellen Quarks, Antiquarks und Gluonen. In dem *string*-Modell stellt man sich das Farbfeld zwischen den Quarks in Form von Bändern (*strings*) vor, die bei zu großem Abstand in zwei weitere Bänder zerreißen.

1.2 Das Standardmodell

Außer nach elementaren Teilchen der Materie sucht man auch nach den elementaren Kräften zwischen ihnen. Das Standardmodell, eine der erfolgreichsten Theorien, ist eine geschlossene Beschreibung aller physikalischen Vorgänge außer der Gravitation. Es genügen dazu drei Wechselwirkungen zwischen sechs Quarks und sechs Leptonen. Einige hundert bis heute gefundener "Elementarteilchen" können aus Quarks aufgebaut werden.

Alle drei Wechselwirkungen werden im gleichen Formalismus durch die jeweilige *lokale Eichtheorie* beschrieben. Die elektromagnetische Kraft wird durch den Austausch von masselosen Photonen in der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben - die schwache Kraft durch den Austausch der Feldbosonen Z^0 und W^\pm . Beide Theorien konnten erfolgreich zu der elektroschwachen Theorie zusammengefaßt werden. Die Teilchen Z^0 und W^\pm konnten 1983 bei den

theoretisch vorhergesagten hohen Massen⁴ experimentell nachgewiesen werden. Die starke Kraft wird, wie bereits erwähnt, durch den Austausch von Gluonen im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) erklärt [Hal84]. Im Gegensatz zu dem Photon, das nur in einer Form existiert, gibt es acht verschiedene Gluonen. Sie tragen, wie auch die Quarks Farbladungen.

Wechselwirkung	Ladung	Bindeteilchen	Kopplungs- konstante α	Reichweite [cm]
stark	Farbe	Gluon	< 0 bis 10	10^{-13}
elektromagnetisch	elektrische -	Photon	10^{-2}	∞
schwach	schwache -	Z^0, W^\pm	10^{-14}	$10^{-15}?$
Gravitation	Masse	Graviton	10^{-41}	∞

Tabelle 1.1: Die vier Wechselwirkungen. [Per87]

Das Standardmodell läßt allerdings noch viele Fragen offen. Es enthält noch etwa zwanzig freie Parameter, die nur experimentell bestimmt werden können. Auch der Protonengehalt an Quarks und Gluonen konnte bisher noch nicht berechnet werden. Der Protonenimpuls verteilt sich auf die Quarks und Gluonen. Bei HERA wird es möglich sein, die *Gluonenstrukturfunktion* in Abhängigkeit des übertragenen Impulses zu messen. Das Standardmodell bietet auch noch keine Erklärung für die Gleichheit der Ladungen von Elektron und dem viel größeren Proton. Auch die gleiche Ordnung der Teilchenfamilien, die im Standardmodell scheinbar willkürlich zustande kommt, ist bisher unverstanden. Vorstellbar wäre eine höhere Symmetrie. Sind die Elementarteilchen Leptonen und Quarks vielleicht doch noch nicht elementar, ohne innere Struktur? Für eine solche *Supersymmetrie* müßte man eine Substruktur von Leptonen und Quarks nachweisen und nach supersymmetrischen Teilchen suchen. Existieren vielleicht noch Subquarks oder Verbindungen von Quarks und Leptonen, die *Leptoquarks*? Gibt es noch weitere Träger der schwachen Wechselwirkung außer Z^0 und W^\pm ? Bei HERA könnten durch die Erschließung neuer kinematischer Bereiche auch Teilchen mit größeren Massen entdeckt werden, als sie bisher zu beobachten waren. Dabei wird auch auf exotische Teilchen geachtet, die nicht in das Standardmodell passen und damit eine Modifikation erforderlich machen würden. Für die Entdeckung des einzigen bisher experimentell nicht nachgewiesenen *top*-Quarks, bei einem sehr kleinen Wirkungsquerschnitt und mit großer Masse, ist HERA aber nicht prädestiniert. Auch das *Higgs* Teilchen, welches nach der Theorie den Teilchen ihre Massen gibt, wird bei HERA kaum nachzuweisen sein. Aber heute weiß noch niemand, was für neue Effekte das Experiment an den Tag bringen wird.

1.3 Beschreibung der tiefinelastischen Streuung

Da die Bindungsenergie der Quarks untereinander klein gegen die Energie der Kollisionsteilchen ist, kann man sich das beschleunigte Proton im Ring auch als drei parallel fliegende Quarks vorstellen. Die tiefinelastische e-p-Streuung wurde von Feynman im *Partonmodell* als elastische Streuung zwischen den bisher als strukturlos und punktförmig angenommenen Elektronen und den Quarks bzw. den Gluonen interpretiert. Im Bereich kurzer Entfernungen und hohen Impulsüberträgen ($Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$) sinkt die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ unter 0.3. In diesem Bereich der asymptotischen Freiheit finden vollständig berechenbare Prozesse statt, und es lassen sich Rückschlüsse auf die Partondichte im Proton zu ziehen.

⁴Etwa die einhundertfache Masse eines Protons.

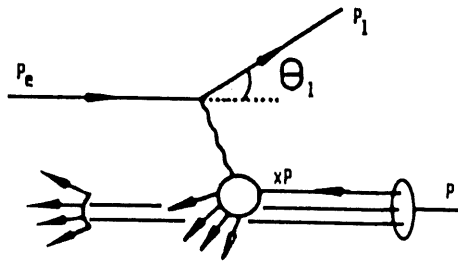


Abbildung 1.3: Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung. Das Parton lenkt das Lepton mit dem Impulsanteil xP des Protons ab. [HERA87]

Zur Beschreibung einer elastischen Streuung genügt die Schwerpunktsenergie und der Impulsübertrag. Da sich das Proton aus Quarks und Gluonen zusammensetzt, steht dem Streuprozess aber nicht die gesamte im Schwerpunkt verfügbare Energie zur Verfügung. Der Impulsbruchteil des einlaufenden Partons ist nicht bekannt und wurde daher 1960 von Bjorken als Skalierungsvariable x der tiefinelastischen Streuung eingeführt. Die Summe aller Partonenimpulse muß wieder den Gesamtimpuls des Protons ergeben.

Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} beträgt bei HERA

$$s := (p_e + P)^2 \simeq 4E_e E_p = 4 \cdot 30 \cdot 820 \text{ GeV}^2 = 98400 \text{ GeV}^2 \Rightarrow \sqrt{s} \approx 314 \text{ GeV}$$

P , p_e und p_l sind dabei die vom Bezugssystem unabhängigen Viererimpulse des Protons, des Elektrons und des gestreuten Leptons. E und Θ sind entsprechend die Energie und die Streuwinkel der Teilchen durch die Kollision. Die Näherung ist aufgrund der hohen kinetischen Energien im Vergleich zu den Ruhemassen⁵ der Teilchen gerechtfertigt.

$$Q^2 := -q^2 = -(p_e - p_l)^2 \simeq 4E_e E_p \sin^2 \frac{\Theta_l}{2}$$

Das Quadrat der Masse der Austauscheteilchen entspricht anschaulich der "Härte" der Probe und ist direkt mit dem Streuwinkel der Teilchen verknüpft. Ein nahezu zentraler Stoß wird durch große Q^2 Werte beschrieben.

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} \simeq \frac{E_e E_l \sin^2 \frac{\Theta_l}{2}}{E_p (E_e - E_l \cos^2 \frac{\Theta_l}{2})}$$

x ist der Impulsbruchteil des einlaufenden Partons. Bei niedrigen x werden Bausteine des Protons getroffen, die nur einen geringen Teil der Gesamtenergie besitzen. Für die dimensionslose Größe x gilt $0 \leq x \leq 1$.

Zur Beschreibung der Wechselwirkung dienen die Variablen (x, Q^2) . Die maximal erreichbaren Werte bei HERA sind für Q^2 etwa 100 mal größer ($10 < Q^2 < 3 \cdot 10^4$), die x -Werte etwa 100 mal kleiner ($10^{-6} < x < 10^{-4}$) als bei früheren fixed target Experimenten. Das Standardmodell die Q^2 - Abhängigkeit der Protonenstrukturfunktion $F(x, Q^2)$ voraus. Sie kann mit HERA über einen weiten kinematischen Bereich überprüft werden. Besitzt das Standardmodell in diesen Bereichen noch Gültigkeit?

⁵ $m_p \approx 1 \text{ GeV}$ $m_e \approx 0,5 \text{ MeV}$

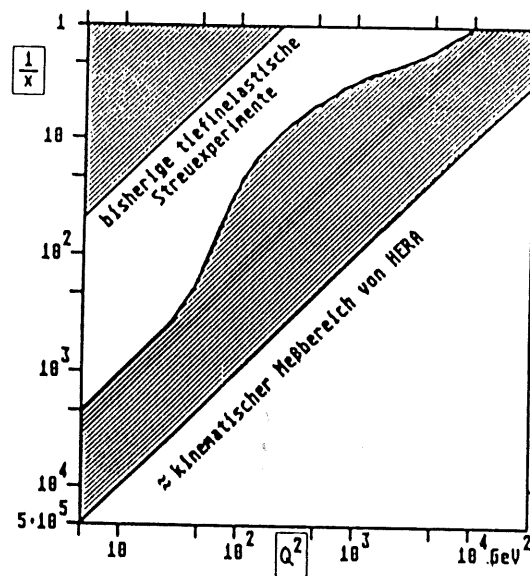


Abbildung 1.4: Kinematischer Bereich von HERA im Vergleich zu bisherigen tiefinelastischen Streuexperimenten. [HERA87]

1.4 Beobachtbare Prozesse bei HERA

Da bei HERA das Proton von einem Elektron abgetastet wird, kann man auch von einem Elektronenmikroskop mit enormen Auflösungsvermögen sprechen. Leptonen sind zur Erforschung von Protonen besonders geeignet, da sie selbst nicht von der starken Wechselwirkung der Quarks beeinflusst werden. Die Feynman-Graphen in Abbildung 1.5 stellen verschiedene tiefinelastische Kollisionen eines Elektrons mit einem Quark des Protons dar. Je nachdem, ob die Austauschteilchen geladen sind (W^\pm) oder nicht (γ, Z^0), spricht man von *charged current-* (CC) oder *neutral current-* (NC) Ereignissen (s. Abb. 1.6). Bei dem Austausch eines (nahezu) reellen Photons, der *Photoproduktion*, ist $Q^2 = 0$. Bei NC-Ereignissen bleibt das einlaufende Elektron erhalten und kann besonders häufig im Rückwärts- und für hohe Q^2 im Zentralbereich⁶ des Detektors nachgewiesen werden. Man erkennt ein NC-Ereignis an einer ausgeglichenen Transversalimpulsbilanz einer geraden Spur (\rightarrow hoher Transversalimpuls) in einer Richtung mit vielen Spuren niedriger Transversalimpulse in einer anderen. Bei CC-Ereignissen geht das Elektron in ein nicht nachweisbares Neutrino über und kann *nur* anhand von Impulzbilanzen der beobachtbaren Teilchen rekonstruiert werden.

In der tiefinelastischen e-p-Streuung dominiert der Photonenaustausch aufgrund der Abhängigkeit des Bosonen-Propagators von der Ruhemasse M des Austauschbosons

$$\sigma \propto \frac{\alpha^2}{(Q^2 + M^2)^2}$$

$$(M_\gamma \approx 0, M_W = 80, M_Z \approx 94 \text{ GeV}).$$

⁶Bei HERA bezeichnet man die Bewegungsrichtung der Protonen als "vorwärts". (s. Abb. 2.1)

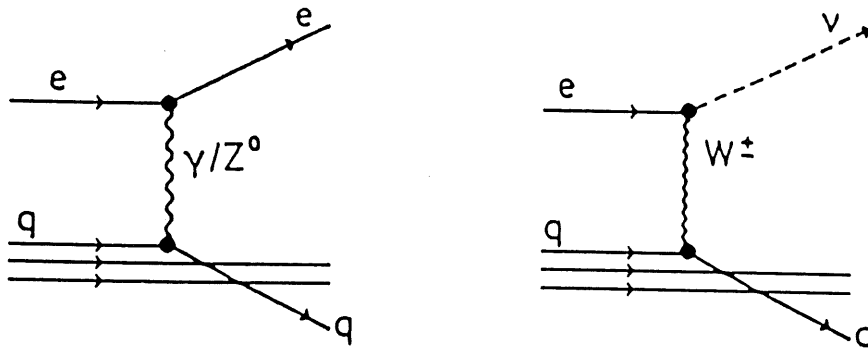


Abbildung 1.5: HERA Prozesse niedrigster Ordnung. Bei den Austauschbosonen γ oder Z^0 spricht man von neutral current-, bei W^\pm von charged current-Ereignissen. [HERA87]

Bei $Q^2 \approx 10^4 \text{ GeV}^2$ ist der Wirkungsquerschnitt für den Austausch von γ und Z^0 gleich. Bei diesen Prozessen entfernen sich die Partonen durch den Impulsübertrag des Austauschbosons voneinander, und das Farbfeld zwischen ihnen wächst an. Die Kopplungskonstante wird größer und der Bereich der *nicht* perturbativen QCD wird erreicht. In diesem Fragmentationsbereich sind Störungsrechnungen nicht mehr möglich, und man muß auf andere Modelle, wie beispielsweise das Stringmodell zurückgreifen. Im Stringmodell wird das Farbfeld als Band oder *string* interpretiert. Der *string* zwischen den auseinandergelassenen Partonen wächst an bis er zerreißt und sich ein Quark-Antiquark-Paar bildet. Erst wenn die potentielle Energie des Farbfeldes so weit abgebaut worden ist, daß sich keine Paare mehr bilden können, haben die Partonen einen stabilen und beobachtbaren Endzustand in Form von *Hadronenjets* erreicht. Aus dem gestreuten Quark entsteht der *current jet*, der im zentralen Detektorbereich nachgewiesen werden kann. Aus dem Protonenrest entsteht der *spectator jet*, welcher unter sehr kleinen Winkeln wieder im Strahlrohr verschwindet. Man könnte sagen, daß die Quarks oder Gluonen durch die jets indirekt "sichtbar" gemacht werden.

Das Proton besteht aber nicht nur aus Quarks, sondern auch aus Gluonen. Die Gluonen unterliegen nicht der elektroschwachen Wechselwirkung und können daher nicht direkt mit den Austauschbosonen koppeln. Die Kopplung geschieht über ein Quark-Antiquark-Paar. Über diese *Boson-Gluon-Fusion* können auch schwere Quarks erzeugt werden. In Abbildung 1.6 ist die Photon-Gluon-Fusion als Spezialfall dargestellt. Dabei ist das Austauschboson ein Photon und auch hier ist $Q^2 = 0$. Die Photon-Gluon-Fusionen wird den größten Anteil der Physikereignisse bei HERA darstellen. Sie erlauben eine direkte Bestimmung der Gluonenstrukturfunktion $G(x_g)$ und der Gluondichte im Proton. Es kommt dabei zur Kopplung eines vom Elektron emittiertes γ an ein von einem Quark emittiertes Gluon mit kleinen Impulsüberträgen ($x_g < 10^{-2}$).

Für die Ereignissimulationen in der vorliegenden Arbeit wurden zwei Reaktionen der Gamma-Gluon-Fusionen gewählt:

$$\gamma + \text{Gluon} \rightarrow b\bar{b} \quad \text{oder} \quad \gamma + \text{Gluon} \rightarrow c\bar{c}$$

Für diese Ereignisse ist $Q^2 = 0$ und x sehr niedrig, und sie zeichnen sich durch wenig sichtbare Energie im Detektor aus. Sie sind durch Kalorimetrie alleine kaum zu erkennen. Daher müssen sie durch Spurrekonstruktion im *Tracking-System* (Kap. 2.1) des Detektors

erkannt werden. Die $b\bar{b}$ -Ereignisse haben eine größere Multiplizität⁷ als die $c\bar{c}$ -Ereignisse.

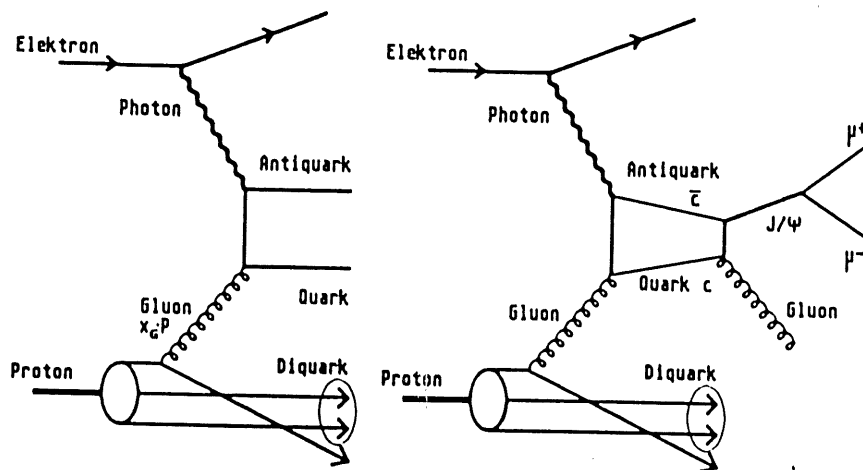


Abbildung 1.6: Die Photon-Gluon-Fusion. [HERA87]
Kopplung eines vom Elektron emittierten γ an ein von einem Quark emittiertes Gluon über ein Quark-Antiquark-Paar. Rechts ist als Spezialfall die Entstehung des J/Ψ aus einem $c\bar{c}$ Paar und der Zerfall in ein $\mu^+\mu^-$ -Paar dargestellt. Die Signatur des Lepton-Antilepton-Paares $l\bar{l}$ ist im Detektor gut zu erkennen. [Sell91]

Für die letztere Reaktion wurde noch der Spezialfall

$$\gamma + \text{Gluon} \rightarrow c\bar{c} \rightarrow J/\Psi$$

gewählt. Das Vektormeson J/Ψ ist ein resonanter $c\bar{c}$ -Zustand. Das J/Ψ spielt eine wichtige Rolle bei der Messung und Berechnung der Gluonstrukturfunktion. Eine mögliche Entstehung des J/Ψ ist die oben rechts abgebildete Gamma-Gluon-Fusion: Aus einem einlaufenden Photon und Gluon wird ein J/Ψ und ein auslaufendes Gluon. Das J/Ψ hat eine so kurze Lebensdauer, daß im Detektormaßstab gesehen, direkt am Vertex wieder zerfällt. Meistens (zu 86%) zerfällt es in schwer zu rekonstruierende und erkennende Hadronen. Aber 14% der J/Ψ zerfallen in eine leicht zu erkennende Signatur von Lepton-Antilepton-Paaren $l\bar{l}$ (je 7% e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$). Das J/Ψ ist wichtig bei HERA, da es sehr genau bekannt ist und die Leptonenzerfälle leicht zu identifizieren sind. Die Identifizierung einer $l\bar{l}$ -Topologie trägt besonders in der Anfangsphase zur Kalibration des Detektors bei.

Die geschätzten Wirkungsquerschnitte der verwendeten *monte carlo* Ereignisse sind auf Seite 40 angegeben. Auf Seite 17 sind einige allgemeine HERA Parameter, auf Seite 21 einige erwartete Physikraten tabelliert.

⁷Anzahl der geladenen Spuren.

2. Der Detektor H1

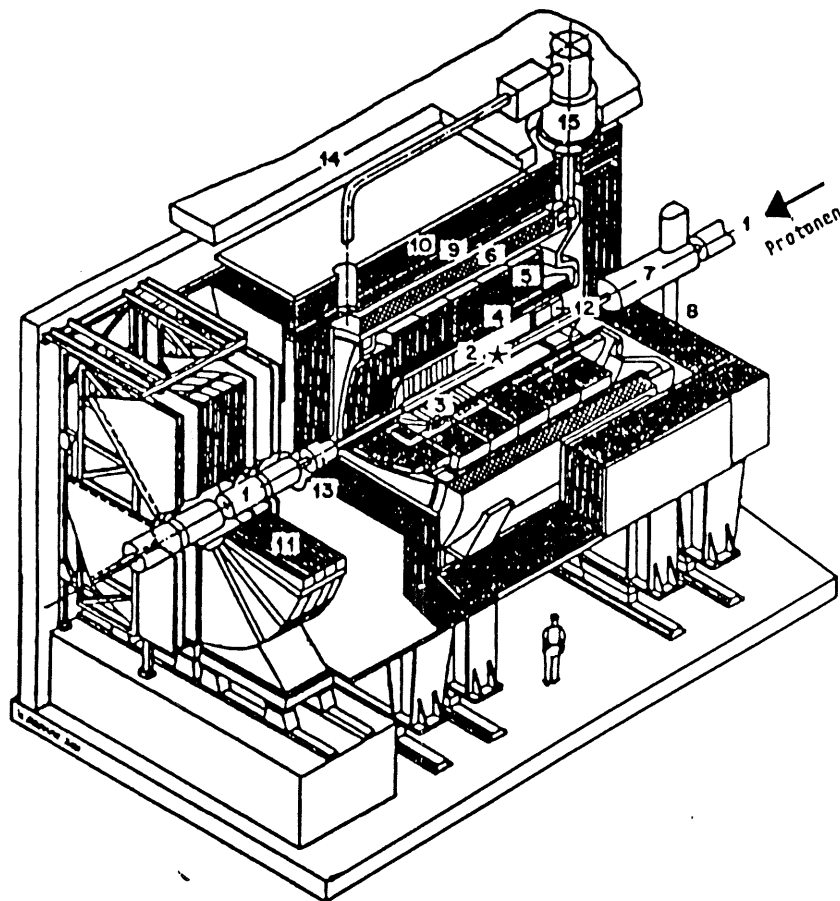


Abbildung 2.1: Der Detektor H1. Die Protonenrichtung wird als Vorwärtsrichtung bezeichnet. In dieser Richtung werden sich auch die meisten Teilchen aus der Reaktion bewegen. Dies hat eine asymmetrische Instrumentierung um den Kollisionpunkt [★] zur Folge.[HERA87]

Während die Ausmaße der Beschleunigerringe durch die Art und Energie der Kollisionsteilchen vorgegeben werden, wird die Anordnung der verschiedenen Nachweisgeräte durch die Eigenschaften der produzierten Teilchen einer Reaktion bestimmt. Die rechte Seite der Abbildung 2.2 zeigt die typische Topologie der NC und CC Ereignisse bei HERA. Aufgrund der wesentlich größeren Energie der Protonen, bewegt sich der Schwerpunkt einer Kollision in Protonenrichtung. Sie wird bei HERA als Vorwärtsrichtung definiert. In der (x, Q^2) -Ebene ist dargestellt, daß durch den Nachweis des *current jets* oder des gestreuten Leptons x und Q^2 bestimmt werden kann. Der Protonjet verschwindet unnachweisbar im Strahlrohr. Es wird

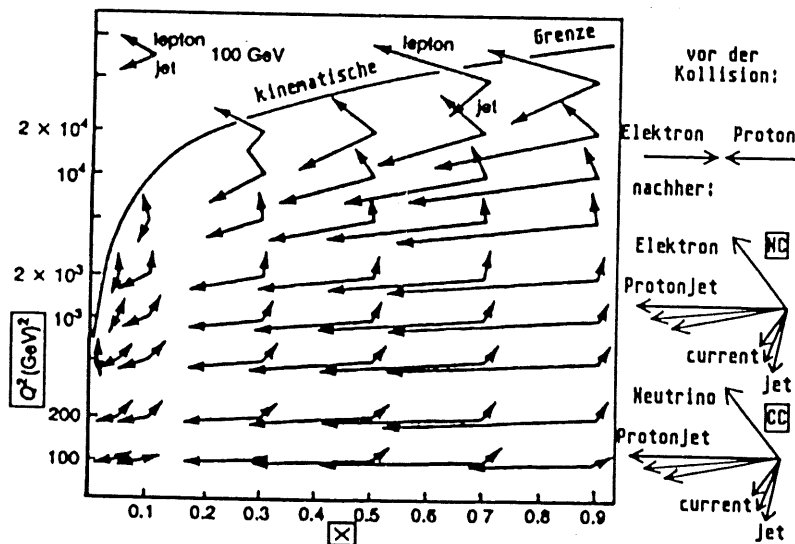


Abbildung 2.2: Die Ereignistopologie bei HERA. Rechts sind die Topologien von NC bzw CC Ereignisse skizziert, deren Feynman Graphen auf Seite 8 dargestellt sind. Der Protonenjet verschwindet unnachweisbar im Strahlrohr. Anhand des Streuwinkels θ von dem Lepton oder dem current jet kann Q^2 und x bestimmt werden. [Dai92]

erwartet, daß über die Hälfte aller Teilchenjets sich in einem Kegel von 25° um die Strahlachse vorwärts bewegen. Das hat für die beiden HERA-Detektoren H1 und ZEUS (s. Abb. Seite 3) eine asymmetrische Anordnung der Nachweisgeräte mit verstärkter Instrumentierung in Vorwärtsrichtung zur Folge.

Das gestreute Lepton spielt eine unentbehrliche Rolle bei der Identifizierung von Ereignissignaturen und muß in jeder Richtung nachweisbar sein. Die *vollständige* Abdeckung des gesamten Raumwinkelbereiches 4π durch Detektorkomponenten wird als *Hermetizität* bezeichnet. Sie ist bei beiden HERA-Detektoren¹ gewährleistet und ermöglicht auch eine indirekte Identifizierung nicht mit der Materie wechselwirkender Teilchen durch Energie- und Impulsbilanzen. Durch die Hermetizität sollte auch eine Identifizierung unerwarteter Prozesse ermöglicht werden.

Für die Vermessung von Strukturfunktionen über das gesamte bei HERA erreichbare kinematische (x, Q^2) -Spektrum ist ein gutes Verständnis der Nachweisvorgänge für eine gute Kalibration der Detektorkomponenten notwendig. Obwohl beide Detektoren in der Lage sein sollten, alle Reaktionen zu identifizieren, wurden die Stärken und Schwächen bezüglich einer Erkennung verschiedener Ereignisarten komplementär zueinander ausgelegt. Bei dem ZEUS-Detektor wurde der Schwerpunkt auf den Nachweis von Hadronen gelegt. Bei der Entwicklung des H1-Detektors spielt dagegen die Identifizierung geladener Leptonen durch elektromagnetische Kalorimeter eine große Rolle.

¹...mit Ausnahme der Eingangspunkte der Kollisionsteilchen..

Das Prinzip des Nachweises nuklearer Teilchen besteht ausschließlich darin, daß die Teilchen direkt oder indirekt Energie auf das Medium übertragen, das sie durchqueren. Die Komponenten von H1 sind schalenförmig um das Strahlrohr (Nummer **1** in Abb. 2.1) angeordnet. Sie können in drei Aufgabenbereiche eingeteilt werden [TPH86]:

1. **Spurrekonstruktion:** Anhand der Spuren geladener Teilchen, läßt sich die Ereignisologie rekonstruieren. Eine gute Doppelspurauflösung ($\approx 2.5\text{mm}$) soll auch die Betrachtung einzelner Teilchen in einem Jet ermöglichen.

Das (*Central*) *Tracking System* enthält Drift- und Proportionalkammern in der zentralen **2** und Vorwärtsregion **3**. Eine supraleitende Spule **6** erzeugt im Spurkammerbereich ein homogenes Feld von 1.2 Tesla und erzwingt durch die Lorentzkraft eine Ablenkung der geladenen Teilchen. Anhand der Krümmung der Teilchenspur läßt sich der Impuls auf $\frac{\Delta p}{p} \approx 0.003\text{GeV}^{-1}$ genau bestimmen². Die Kühlung der Spule geschieht mit Hilfe des flüssigen Heliums **8** aus dem HERA-Ring³. Der zweite Magnet **7** kompensiert das Feld der großen Spule im Bereich der Strahlachse.

2. **Möglichst vollständige Energiemessung eines Prozesses:** Die Energie geladener und neutraler Teilchen wird durch die H1-Kalorimeter gemessen. Eine hohe Energieauflösung bei der Messung, spielt bei HERA-Ereignissen eine entscheidende Rolle.

Die Flüssig-Argon-Kalorimeter ermöglichen die Energiemessung elektromagnetischer **4** und hadronischer **5** jets mit guter Winkelauflösung. Die Teilchen werden durch Blei- bzw. Stahlplatten abgebremst und geben ihre Energie an die Materie ab. Durch Wechselwirkungen entstehen Sekundärteilchen, durch deren Messung die Teilchenenergie bestimmt wird. Argon zeichnet sich durch eine gute Stabilität, leichte Kalibration und ein homogenes Antwortverhalten aus. Die Trennung von e^\pm und π^\pm wird durch ein Zusammenspiel mit dem Central Tracker optimiert (s. Kapitel 3.4.2). Die Granularität der Kalorimeter wird in Vorwärtsrichtung mit abnehmendem Polarwinkel durch kleinere Segmente verfeinert und ermöglicht eine gute Identifizierung von jets hoher Teilchendichte. Zur Kühlung⁴ sind die Flüssig-Argon-Kalorimeter in einen Kryostaten **15** eingebaut. Das *Backward Elektromagnetic Calorimeter* BEMC **12** besteht aus Bleiszintillatoren und dient der Energiemessung eines gestreuten Elektrons im Rückwärtbereich. Das *Plugkalorimeter* **13** soll Hadronen in kleinen Polarwinkel zwischen 0.6° und 3.6° nachweisen. Das Absorbermaterial ist Kupfer, während als aktives Material Silizium-Halbleiter-Elemente verwendet wird.

3. **Myonenidentifizierung:** Da einige instabile Teilchen (z.B. J/Ψ (Abb. 1.6 r.)) in Myonen zerfallen, spielt ihr Nachweis eine wichtige Rolle bei der Rekonstruktion von Ereignissen. Myonen passieren sämtliche Detektorkomponenten nahezu ungehindert und können in der äußersten Schale des Detektors gemessen werden. Im Vorwärtsbereich ($5^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$) werden die Impulse oder auch nur das Ladungsvorzeichen besonders energiereicher Myonen durch den Myon-Toroid-Magneten **11** und ein Driftkammersystem außerhalb des Detektors bestimmt. Die Myonen-Kammern **9** verwenden Gasentladungsröhren (*Streamer Tubes*) und Streifendetektoren (*strips*) für den Myonen Nachweis. Das Eisenjoch **10**, das den gesamten Detektor umgibt, führt das magnetische Feld zu der

²Bei einer maximalen Abweichung des Magnetfeldes von $\pm 3\%$.

³Dort wird es für die Kühlung der Beschleunigermagnete verwendet.

⁴Der Siedepunkt von flüssigem Argon liegt bei 87 K.

Spule zurück. Das Eisen fungiert zusätzlich als Absorbermaterial für jets, welche nicht vollständig durch die flüssig Argon Kalorimeter absorbiert worden sind (*tail catcher*), und unterstützt die Myonenidentifizierung und -messung. Auch zwischen den Eisenplatten (*instrumented iron*) befinden sich Gasentladungsröhren und Streifendetektoren für den Teilchennachweis. Und schließlich wird der gesamte Detektor durch eine Betonschicht [14] abgeschirmt.

Dieser Detektoraufbau sollte für Lepton-Nukleon-Physik hoher und niedriger Impulsübertragung und die Erschließung neuer Phänomene im kinematischen Bereich von HERA genügen.

2.1 Die zentralen Spurdetektoren

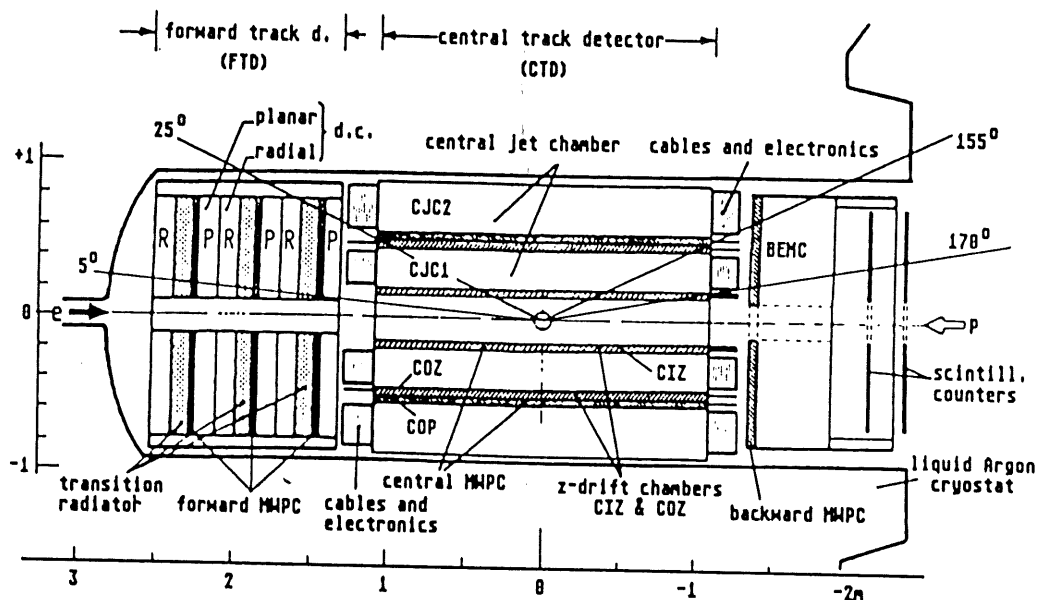


Abbildung 2.3: Das Central Tracking System. In dieser Arbeit werden die Driftkammern CIZ, COZ, CJC1, CJC2, die Proportionalkammern CIP, COP und die Szintillatoren simuliert. [TPH86]

Das Central Tracking System wird in die *Forward-* (FTD) und die *Central Tracking Detectors* (CTD) eingeteilt. Für diese Arbeit wurden ausschließlich die CTD simuliert. Sie setzen sich aus verschiedenen Drahtkammern für die Spurrekonstruktion in $R\phi$ - und RZ -Projektion zusammen. Die Proportionalkammern werden hauptsächlich für Triggerzwecke verwendet. Auf der Eingangsseite der Protonen sind Szintillatorwände für die schnelle Erkennung von Untergrundereignissen eingebaut.

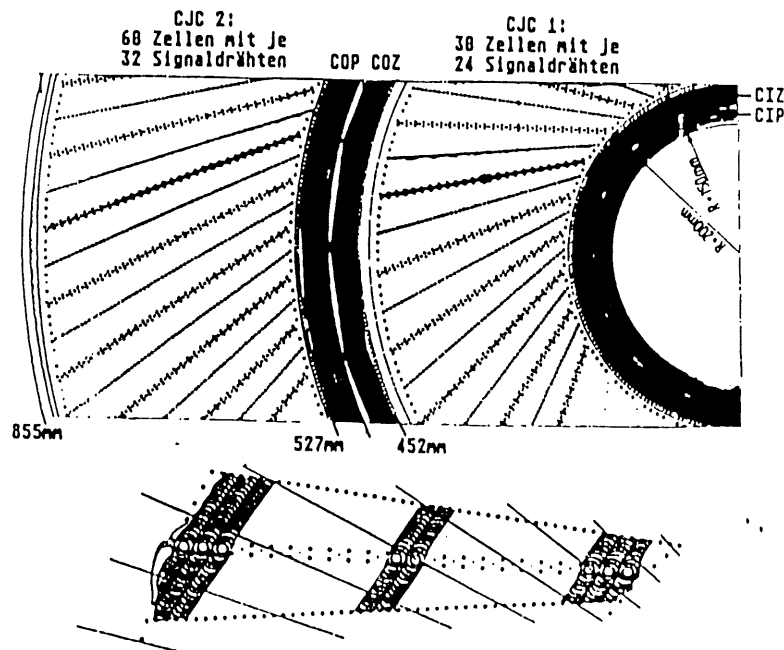


Abbildung 2.4: Bauweise der CJC1+2. Ein Teilchen aus der Vertexregion passiert nacheinander die Kammern CIP-CIZ-CJC1-COZ-COP-CJC2. In den Jetkammern erkennt man den 30° Neigungswinkel der Meßdrahtebenen. Unten sind die Feldlinien für eine CJC1 Zelle und mögliche Teilchenspuren dargestellt. [TPH86]

2.1.1 Drahtkammern

Funktionsweise

[Leo87] Wenn geladene Teilchen ein Gas durchqueren, werden durch elektromagnetische Wechselwirkungen mit den Gasmolekülen geladene Ionisations- oder Sekundärteilchen frei. Durch Kathoden- und Anodendrähte wird ein möglichst homogenes elektrisches Feld geformt, so daß die erzeugten Sekundärteilchen mit konstanter Geschwindigkeit die Feldlinien entlang driften. Erst wenn die Teilchen nahe an den Draht ($\approx 100\mu\text{m}$) in den Gasverstärkungsbereich kommen, werden sie stark beschleunigt, und es kommt durch weitere Ionisationen zu einer Ladungslawine. Die Anzahl der Primärelektronen kann dabei um das bis zu 10^6 -fache überschritten werden.

Durch Influenzwirkungen dieser Ladungen auf den Draht kommt es zu einer Signalbildung an dem Meßdraht. Durch Messung der Driftzeit kann schließlich durch

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_{\text{drift}}(t) dt = v_{\text{drift}}(t_0 - t_1)$$

auf den Ionisationsort und durch Kombination mehrerer Drähte auf die Teilchenspur zurück geschlossen werden.

Durch die geeignete Wahl des Gases läßt sich die Driftstrecke relativ unempfindlich gegen Feldinhomogenitäten gestalten. Bei geringer Rekombination und Diffusion der Sekundärteilchen auf ihrer Driftstrecke erreicht man eine gute Ortsauflösung. Man verwendet meistens

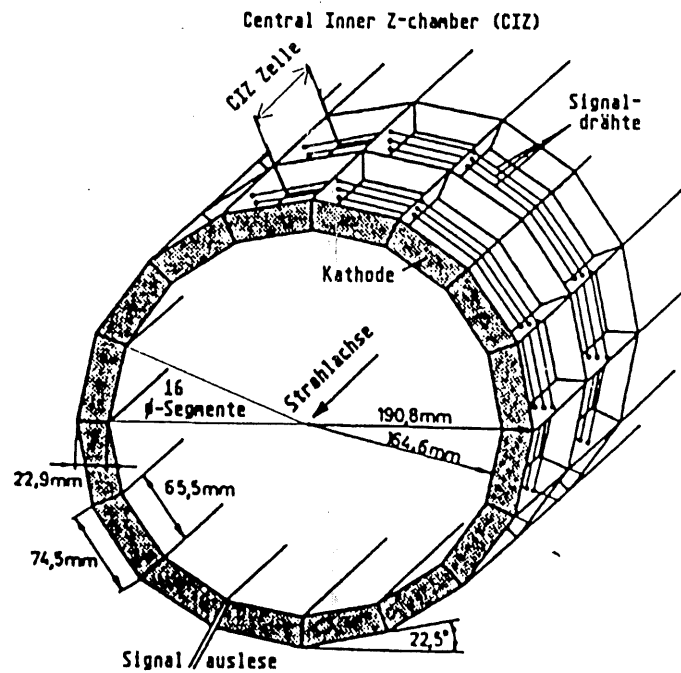


Abbildung 2.5: Bauweise der CIZ. Die Central inner Z Chambers setzen sich aus 15 Ringen bzw. Zellen zusammen. Die jeweils vier Meßdrähte sind polygonförmig um die Strahlachse gespannt. Die äußeren Kammern sind nach dem gleichen Prinzip aus 24 Ringen mit größerem Radius konstruiert. [TPH86]

Edelgase, denen organische Molekülgase beigemischt werden. Die Driftgeschwindigkeit der geladenen Teilchen wird durch die Gasmischung und die Stärke des elektrischen Feldes bestimmt.

Eine Schwierigkeit, die bei der Konstruktion von Driftkammern zu berücksichtigen ist, ist die *Ambiguität* der Ortsinformation. Man kann mit Hilfe der Driftzeit nur den Betrag der Driftstrecke rekonstruieren, nicht aber die Richtung. Bei H1 sind alle Driftkammern in viele Segmente (Zellen) unterteilt, und die Signaldrähte in Ebenen angeordnet, so daß zu jeder Teilchenspur zusätzlich eine *Spiegelspur* zu evaluieren ist. Diese Spiegelspuren können oft durch die Verknüpfung verschiedener Driftkammern oder -kammersegmenten erkannt werden.

Die Driftkammern

In den *Central Jetchambers* CJC1+2 verlaufen die Drähte parallel zu der Strahlachse. Man sieht in der $R\phi$ -Projektion (Abb.2.4), daß die Drahtebenen um etwa 30° gekippt sind. Dadurch wird erreicht, daß jede Teilchenspur aufgrund der Ablenkung durch die Lorentzkraft im Magnetfeld mindestens eine Meßdrahtebene in jeder Kammer kreuzen muß. Durch den minimalen Driftweg an dem Kreuzungspunkt ist durch eine genaue Zeitbestimmung des Teilchendurchganges eine eindeutige Zuordnung zu einer Kollision möglich. Die Jetkammern erreichen eine Spurauflösung von $\sigma_{R\phi} = 150\mu\text{m}$ und eine Doppelspurtrennung von $\approx 2.5\text{mm}$. Spiegelspuren werden durch die Verknüpfung zweier Zellen weitgehend ausgeschlossen.

In den *Central inner/outer Z chambers* CIZ und COZ sind die Signaldrähte polygonal um die Strahlachse gespannt (Abb.2.5), so daß Driftwege der Sekundärteilchen parallel zur Strahlachse verlaufen. Die Z-Kammern lassen eine Rekonstruktion der Z-Koordinate des Ursprungs und des Winkels θ einer Teilchenspur zu. Die Spurauflösung beträgt $\sigma_z = 350\mu\text{m}$, die Doppelspurtrennung bei $\theta \approx 90^\circ$ etwa 3.5mm . Alle geladenen Spuren sind für $9^\circ < \theta < 171^\circ$ nachweisbar. Die geometrische Anordnung in der RZ-Ebene und die Einteilung in 15(24) Zellen für CIZ(COZ) ist auf Seite 31 abgebildet. Auf Seite 32 sieht man die Anordnung der vier Meßdrähte in CIZ und COZ und den Verlauf der elektrischen Feldlinien.

Die Proportionalkammern

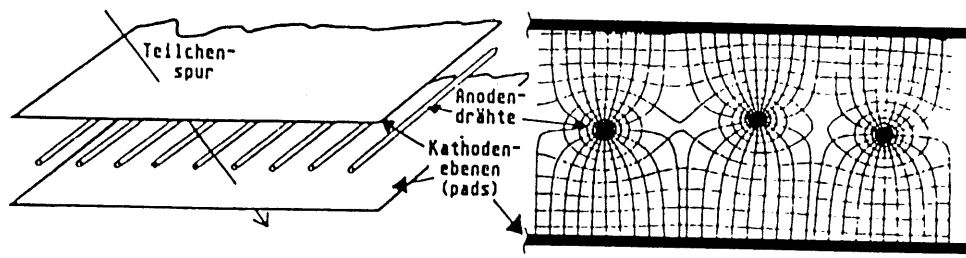


Abbildung 2.6: Bauweise der Proportionalkammern. Bei den Proportionalkammern wird die Ortsauflösung durch die Breite der pads gegeben. Leichte Feldinhomogenitäten (rechts) spielen hier keine so störende Rolle, wie bei Driftkammern. [Leo87]

Ein Nachteil von Driftkammern ist die Reaktionszeit, die proportional zu den Driftwegen ist. Bevor die Sekundärteilchen den Draht erreichen, ist keinerlei Information verfügbar. Bei Proportionalkammern werden durch eine andere geometrische Anordnung (Abb.2.6) der Elektroden die Driftwege extrem kurz gestaltet, so daß die Sekundärteilchen schon im Bereich des Lawineneffektes (s.o) entstehen. Nach der Gasionisation durch das passierende Teilchen, kommt es durch große Beschleunigungsspannungen in Drahtnähe zu weiteren Ionisationen und es entsteht eine Ladungswolke, welche ein Signal an der Kathodenfläche auslöst. Durch die Größe dieser Flächen wird das Ortsauflösungsvermögen bestimmt. Auf Seite 27 ist die Segmentierung von CIP und COP in Doppellagen von 36.5- bzw. 120.5mm -Pads zu erkennen. Aus der schnellen Reaktionszeit der Proportionalkammern resultiert eine sehr gute Zeitauflösung, welche eine gute Bestimmung des Kollisionszeitpunktes ermöglicht. Durch eine schnelle Vertexrekonstruktion können schon viele unerwünschte Ereignisse ausgeschlossen werden. Auch die Erkennung niederenergetischer Ereignisse, welche alleine durch die Kalorimeter nicht nachgewiesen werden können, ist schon anhand weniger Teilchenspuren möglich.

2.1.2 Szintillatoren

Szintillatoren basieren auf den Effekt, daß einige Materialien bei dem Durchgang nuklearer Teilchen, Lichtblitze emittieren. Diese Lichtblitze werden durch Photomultiplier verstärkt und in elektrischen Signale verwandelt. Szintillatoren werden bei H1 zur schnellen Untergrundunterdrückung eingesetzt. Sie sind auf der Protoneneintrittseite in vertikalen Ebenen angebracht. Durch die gute Zeitauflösung läßt sich feststellen, ob die Teilchen von einer e-p-Kollision stammen können. Passieren die Teilchen außerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters die Szintilla-

toren, so wird daraus für dieses Ereignis ein Veto-Signal abgeleitet. Dieses Signal wird von anderen Detektorkomponenten abgefragt und kann eine Datenaufnahme abbrechen.

Detektor:	Gesamtgröße	$12 \times 10 \times 15m^3$
	Gesamtgewicht	2800 t
	Radius	$11cm < r < 85cm$
zentrale Spur- erkennung	radiale Signaldrahtebenen	56
	Drahtkammerauslesesignale	8500
	Impulsbestimmung (gel.Tln.)	$\frac{\sigma(p)}{p^2} < \frac{0.003}{GeV}$
	Winkelbereich in RZ Ebene	$5^\circ < \theta < 170^\circ$
Spule	äußerer Durchmesser	6,08m
	Länge	3,75
	Feldstärke	$1,2T \pm 3\%$
	Auslesesegmente	45000
Kalorimetrie	Auflösung (Elektronen)	$\frac{\sigma(E)}{E} \leq (10\% \sqrt{E}) \oplus 1\%$
	Auflösung (Hadronen)	$\frac{\sigma(E)}{E} \leq (55\% \sqrt{E}) \oplus 2\%$
	Winkelauflösung hadr. jets	$\sigma(\Theta_{hadr}) \approx 40mrad$

Tabelle 2.1: Einige Parameter des Detektors H1. [TPH86]

	Protonen	Elektronen	
Sollenergie	820	30	[GeV]
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31}$		$[cm^{-2}s^{-1}]$
Kollisionsperiode	96		[ns]
Weglänge	6336		[m]
Magnetfeldstärke	4.68	0.165	[T]
Anzahl der Teilchen	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$	
Anzahl der Pakete	210		
Einschußenergie	40	14	[GeV]
horizontale Abweichung σ_x	290	260	$[\mu m]$
vertikale Abweichung σ_y	70	20	$[\mu m]$
Paketlänge σ_z	150	20	[mm]
Hochfrequenzspannung	0.2 bis 2.4	260	[MV]
Hochfrequenz	52 bis 208	500	[MHz]

Tabelle 2.2: Einige Parameter der HERA-Anlage. [TPH86]
[Phy88]

3. Der H1-Trigger

Durch die Beobachtungen der e-p-Kollisionen bei HERA möchte man Voraussagen theoretischer Modelle prüfen und gegebenenfalls neue anregen. Dafür sind genaue Analysen sehr vieler einzelner Kollisionen notwendig, die nur durch zeitaufwendige und problemorientierte Computerprogramme durchgeführt werden können. Bei HERA treffen jede Sekunde 10.4 Millionen mal Elektronen- mit Protonenpaketen (*bunches*) aufeinander (*bunch crossings*). Nur einige hundert dieser Ereignisse *könnten* jedoch zu physikalischen Erkenntnissen beitragen. Aufgrund der angestrebten großen Strahlströme (*design Werte*: p 160mA, e^- 60mA [Phy88]) wird damit gerechnet, daß die *Untergrundrate* der unerwünschten um einige Größenordnungen höher sein wird, als die der gesuchten Ereignisse. Besonders diesen Untergrund, sowie auch das Rauschen der Detektorelektronik gilt es möglichst früh mit Hilfe des H1-Triggersystems zu erkennen, und nur eine Abspeicherung der vermeintlich interessanten Ereignisse auszulösen (\approx *triggern*).

Ein Triggersystem hat die Aufgabe, durch eine schnelle Elektronik anhand von Vertex- (\approx *Ursprung*) oder/und Energieinformationen eine Vorauswahl aus den stattfindenden Ereignissen (*events*) zu treffen. Dadurch wird die große Datenmenge der Detektorsignale auf eine Rate reduziert, die der schnellstmöglichen Abspeicherungsgeschwindigkeit des DESY-Großrechners entspricht. Bei einer mittleren Datenmenge von 120 *kBytes* pro Ereignis sind dies etwa fünf pro Sekunde. Nur die gespeicherten Ereignisse stehen einer späteren detaillierten Analyse zur Verfügung, welche sich oft über mehrere Jahre erstreckt.

Der H1-Trigger sollte in der Lage sein alle NC- oder CC-Ereignisse (s. Kapitel 1.4) mit einem Transversalimpuls über einer gewissen Schwelle (typischerweise $p_{\perp} \geq 10\text{GeV}$), sowie exotische Prozesse und Photoproduktionsprozesse, die auch gut zu Kalibrationszwecken geeignet sind, zu identifizieren. Da die Photoproduktion bei HERA den größten Wirkungsquerschnitt besitzt, ist es erforderlich, deren Triggerrate herabzusetzen, indem man nur einen bestimmten Bruchteil dieser Ereignisse abspeichert.

3.1 Erwarteter Untergrund bei HERA

Wechselwirkungen im Strahlrohr

Durch die schwierige Fokussierung des Protonenstrahles können viele Protonen aus den Paketen verloren gehen, wodurch auch die Lebensdauer des Protonenstrahles begrenzt wird. Die ausgetretenen Protonen können zu folgenden zwei Arten von ungewollten Wechselwirkungen führen:

Da es unmöglich ist, ein absolutes Vakuum zu erzeugen, kommt es zum einen zu Kollisionen der Protonen mit Restgasatomen im Strahlrohr. Diese Strahl-Gas- oder **beamgas** Ereignisse können auf der gesamten Strecke des HERA-Ringes auftreten. Man muß ihnen besonders im Detektorinneren, bei einem etwa 1000 mal größerem Wirkungsquerschnitt als der von e-p Kollisionen, eine große Aufmerksamkeit widmen. Ihre Rate wird bei einem Vakuum von 10^{-9} Torr bei etwa 2 bis 3 kHz pro Meter liegen.

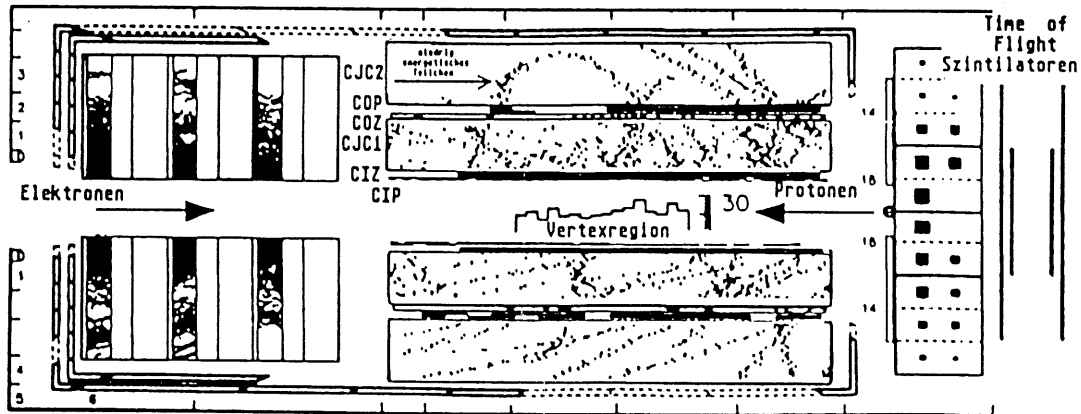


Abbildung 3.1: Ein typisches Strahl-Wand-Ereignis in der Spurdetektoren. Durch die vielen möglichen Kombinationen der Pads, erhält das Z-Vertex-Histogramm des Proportionalkammertriggers sehr viele Einträge und deutet auf keine Wechselwirkung in der Vertexregion hin. Die Segmente um die Spurkammern stellen die ray-Projektionen zu den Kalorimetern dar (s. Proportionalkammertrigger, Kapitel 3.4.2).

Andererseits können die Protonen mit dem Strahlrohr kollidieren und dabei hadronische Schauer produzieren. Diese Schauer können nahezu parallel, also in flachen Winkeln und gleichzeitig mit dem Protonenpaket in den Detektor eintreten. Die Strahl-Wand- oder beamwall Ereignisse zeichnen sich durch eine hohe Multiplizität¹ aus und können mehrere GeV Energie in den Kalorimetern deponieren und damit interessante Ereignisse überdecken. Alleine die Häufigkeit der Protonenwechselwirkungen an den Quadrupol-Magneten 40 Meter vor (*upstream*) dem Detektor wird auf 500kHz geschätzt. Viele Strahl-Wand-Ereignisse können schon durch einzelne Detektoren vor dem Hauptdetektor erkannt oder abgeschirmt werden. Beispielsweise durch die *ToF-Szintillatoren*, die in Kapitel 3.4.1 beschrieben werden.

Diese beiden Untergrundarten haben bei weitem den größten Anteil an allen störenden Ereignissen, was schon dadurch deutlich wird, daß sie auf einer sehr viel größeren Strecke als nur der Wechselwirkungszone im Detektor entstehen können. Von allen Untergrundeffekten, werden in dieser Arbeit nur diese beiden behandelt.

Synchrotron Strahlung

Beschleunigte Ladungen (e), also auch geladene Teilchen mit der Ruhemasse m , strahlen auf einer Kreisbahn (R) bei der Geschwindigkeit β die Energie

$$\Delta E = \frac{4}{3}\pi \cdot \frac{e^2\beta^2}{R} \cdot \frac{E^4}{m^4}$$

ab [Per87]. In Teilchenbeschleunigern erreichen die Teilchen nahezu Lichtgeschwindigkeit. Durch die riesigen Ausmaße von HERA (s. Abb. 1.2) wird der Energieverlust der Elektronen möglichst gering gehalten. Der Energieverlust der Protonen ist aufgrund der etwa 1800 -fachen Ruhemasse vernachlässigbar klein. Die Elektronenstrahlen von HERA werden vor dem Detektor über eine Strecke von 13.6 m mit einem Radius von 1360 m so abgelenkt, daß es im

¹Anzahl der geladenen Spuren

Inneren des Detektors zu einer Kollision mit dem Protonenstrahl kommen kann. Bei dieser Ablenkung entsteht parallel zu dem Strahl Synchrotronstrahlung. Spezielle Absorber reduzieren diese Untergrundrate jedoch auf etwa zehn Photonen im Detektor pro bunch crossing. Sie hinterlassen in den Driftkammern zeitlich willkürliche Einzeleinträge und sind meist schon durch eine Spurbildung mit Hilfe verschiedener Drahtlagen auszuschließen. Vermutlich treten sie in einer Häufigkeit proportional zu $1/r$ auf, so daß die inneren Kammern stärker betroffen sein werden. Erfahrungen am PETRA-Ring haben gezeigt, daß diese Photonen eine Erkennung der Ereignisse kaum beeinträchtigen.

Kosmische Strahlung

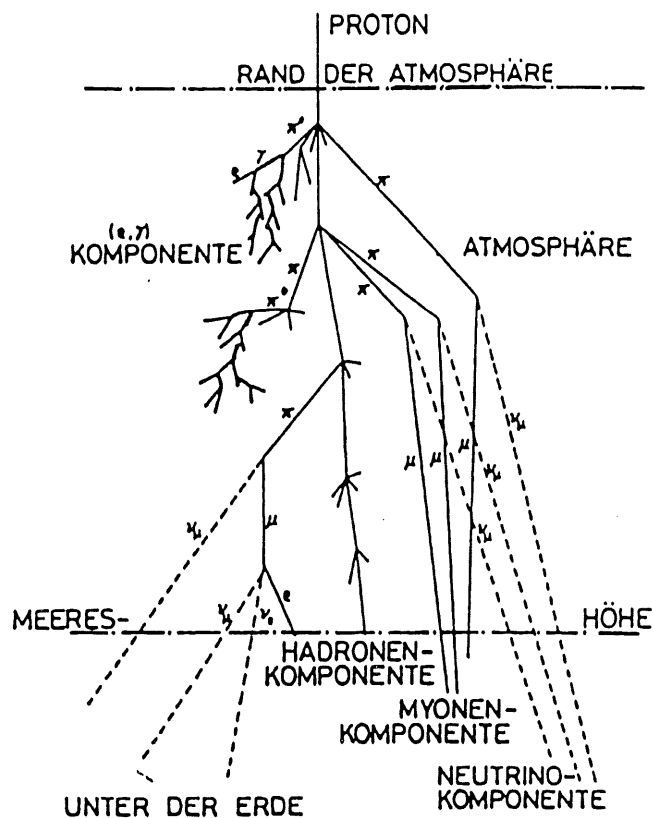


Abbildung 3.2: Teilchenkollisionen in der Natur .
[Gru84]

Historisch gesehen spielt die kosmische Höhenstrahlung eine große Rolle in der Elementarteilchenphysik. Sie führte zu der Entdeckung einiger Teilchen noch bevor es Teilchenbeschleuniger gab. Bei H1 ist sie jedoch während des laufenden Experimentes unerwünscht. Solange sich der Detektor noch außerhalb des Strahles befindet, können einzelne Myonen unter anderem zur Kalibration der Driftkammern genutzt werden. Alle Myonen, die aufgrund ihres hohen Impulses die Abschirmung durchdringen, zeichnen sich durch eine gerade Spur durch den gesamten Detektor aus.

Die Höhenstrahlung entsteht hauptsächlich durch Protonen aus dem Weltall, die auf die Erdatmosphäre treffen, und darin mit anderen Teilchen hadronische oder elektromagnetische Schauer produzieren. Dies ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Da H1 unter der Erdoberfläche

steht, wird der größte Anteil schon durch die Luft und das Erdreich abgeschirmt. Schließlich erreichen jede Sekunde nur noch etwa 3000 Myonen der kosmischen Strahlung das Detektorinnere, die dann noch zusätzlich von dem Kalorimeter bis auf eine Rate von einigen Hertz abgeschirmt werden. Diese verbleibenden Myonen sollten leicht auf folgende Weisen erkannt werden:

- Mit einem Kosmiktrigger aus den Signalen eines $5m^2$ Szintillatorschirms über dem Detektor.
- Durch eine Synchronisation aller Trigger mit der Kollisionsperiode (*event time window*).
- Durch Prüfung, ob eine Spur senkrecht und gerade durch vier Lagen der Proportionalkammern geht.
- Durch Bestimmung des genauen Ursprunges der Kollisionsteilchen. Es ist äußerst unwahrscheinlich, daß die kosmischen Teilchen genau zur gleichen Zeit den Kollisionpunkt kreuzen.

3.2 Erwartete Physikrate bei HERA

Für eine Luminosität von $2 \cdot 10^{31} cm^{-2}s^{-1}$ werden die erwarteten Raten einiger Reaktionen in Tabelle 3.1 [TPH86] zusammengefaßt.

Prozeß	Rate in Hz $\hat{=}$ Rate pro Kollision	
photoproduction	1000	10^{-4}
davon sichtbar	100	10^{-5}
$ep \rightarrow ep + \rho$	56	$5.6 \cdot 10^{-6}$
$\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$	16	$1.6 \cdot 10^{-6}$
neutral current	3	$3 \cdot 10^{-7}$
$ep \rightarrow ep + c\bar{c}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-9}$
$ep \rightarrow ep + J/\Psi$	10^{-2}	10^{-9}
$J/\Psi \rightarrow e^+ e^-$	$0.3 \cdot 10^{-2}$	$0.3 \cdot 10^{-9}$
$ep \rightarrow ep + e^+ e^-$	$8 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-10}$
$\rho \rightarrow e^+ e^-$	$0.73 \cdot 10^{-3}$	$0.73 \cdot 10^{-10}$
$ep \rightarrow ep + \gamma$	$4.3 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-10}$
charged current	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 3.1: Erwartete Physikraten bei HERA

Da die Raten für einzelne Physikereignisse schon so klein sind, kann man ohne weiteres die anspruchsvollere Aufgabe, zwei interessante e-p-Kollisionen zur gleichen Zeit zu identifizieren, unberücksichtigt lassen.

3.3 Das H1-Triggerkonzept

[Els93] Dem H1-Detektor entsprechend, setzt sich auch der H1-Trigger aus vielen einzelnen, *zunächst* völlig unabhängigen (\Rightarrow *stand alone*) Triggern der verschiedenen Detektorkomponenten zusammen. Man teilt sie entsprechend den physikalischen Eigenschaften und ihrer Position zum Wechselwirkungspunkt grob in Spur- und Energietrigger ein. Die Kalorimeter verfügen über eine gute Energieauflösung von 0.25 bis 90 GeV, können aber nur grobe Winkelbereiche angeben ($\pm 10^\circ$). Dagegen können die Driftkammern mit einer Spurauflösung von $350\mu\text{m}$ den genauen Wechselwirkungspunkt, sowie den Impuls und die Ladung der Teilchen anhand ihrer Spurkrümmung bestimmen.

Kalorimeter	32
MWPCs	16
$R\phi$ -Driftkammern	8
RZ-Driftkammern	8
Szintillatoren - ToF und Veto	8
zentrale Myonen	8
vorwärts Myonen	4
Luminositätsmonitor	4
Topologische Einheiten	8
Detektor unabhängige Trigger	8
\Rightarrow zusammen bisher: 96 Bits	

Tabelle 3.2: Einzeltrigger und Anzahl der zugeordneten Triggerelemente. [Ell90]

Für jeden der Einzeltrigger ist nur die Anzahl der weiter zu verarbeitenden *Triggerbits* oder *-elemente* (s. Tabelle 3.2) vorgegeben. Beispielsweise geben einige Trigger ein t_0 - *Signal* für den Zeitpunkt der Kollision aus. Diese Triggersignale ermöglichen gemeinsam oft erst die richtige zeitliche Zuordnung von Triggerentscheidungen zu einem Ereignis. Die Triggerelemente der ersten Triggerstufe (s.u.) werden durch einheitliche Schnittstellen, über einen VME-Bus² mit der *Central Trigger Logic* verbunden. Darin werden sie entweder einzeln oder durch logische Verknüpfungen zu *Subtriggern* gruppiert. Durch geschickte Gruppierungen ist es schon sehr früh möglich, einfache Ereignissignaturen zu erkennen. Einige Beispiele sind *back to back* Teilchen, Koplanarität verschiedener Spuren oder, wie bereits erwähnt, Koinzidenzen von Proportionalkammerlagen zur Erkennung kosmischer Myonen.

3.3.1 Die vier Verarbeitungsstufen des Triggersystems

Es ist geplant, daß der H1-Trigger die Ereignisse in vier aufeinanderfolgenden Stufen (*levels*: L1 - L4) mit steigenden Anforderungen und Verarbeitungszeiten (s. Tabelle 3.3) reduzieren soll³. In jeder Stufe, die im folgenden einzeln beschrieben werden (s. auch Abb. 3.3), wird eine Entscheidung getroffen, ob ein Ereignis behalten (**Keep**) und weiter verarbeitet, oder ob es verworfen (**Reject**) werden soll. [Ell90] [Els93]

²Durch diese Vorgaben gestaltet sich eine Zusammenführung und gemeinsame Weiterverarbeitung der Triggerinformationen besonders unproblematisch und kann durch leistungsfähige PC's gesteuert werden.

³Momentan ist man zunächst um die Realisation der unabhängigen Trigger in Stufe L1 bemüht. Sie bilden später die Grundlage für die weiteren Triggerstufen. Bei bisherigen Probemessungen konnte nur mit den L1-

Stufe	Ereignisrate	Entscheidungszeit	Aufbau
L1	1 kHz	2 μ s	Festverdrahtete Logik
L2	< 200 Hz	20 μ s	Festverdrahtete Logik
L3	< 50 Hz	\leq 800 μ s	Mikroprozessor
L4	\approx 5 Hz	20 ms	Mikroprozessoren

Tabelle 3.3: H1-Trigger Stufen: Entscheidungszeiten und Raten der verbleibenden Ereignisse. [Els93]

Level 1: In den meisten Subdetektoren kommt es zu unvermeidlichen Meßverzögerungen. In den Driftkammern erreichen einige Ionisationsteilchen erst nach 15 Kollisionsperioden einen Signaldraht und können auch erst dann ausgewertet werden. In den Kalorimetern tritt eine Verzögerung durch eine langsame Anstiegszeit der gemessenen Pulse auf. Diese müssen sogar schon vor dem Erreichen der vollen Höhe abgefragt werden und stehen erst in Level 2 in ihrer vollen Größe zur Verfügung. Daher arbeiten die meisten Einzeltrigger in Level 1 (L1) mit einem *pipelining System* (s. Kapitel 3.4.3), welches es ermöglicht, Signale zwischenzuspeichern, und sie dann *totzeitfrei* auszuwerten. Aus diesem Grund gibt es in der ersten Stufe *kein* Reject-Signal, sondern nur das L1K-Signal. Die Entscheidungszeit ist in der ersten Stufe auf 2.3 μ s festgelegt. Jede L1K-Entscheidung bezieht sich daher auf das Ereignis, das 24 Kollisionsperioden vorher stattgefunden hat.

In der *Central Trigger Logic 1 CTL1* werden die Triggerelemente, die nach verschiedenen Zeitspannen entstehen, wieder zu zeitgleichen Signalen synchronisiert. Die Gruppierung der Triggerelemente in CTL1 kann vollständig flexibel durch Software-Programme gesteuert werden. Diese *slow control* erlaubt es, während des laufenden Meßbetriebes ein "Gefühl" für die Triggersteuerung zu entwickeln. Dies ist besonders in der Anfangszeit wichtig, um den Trigger auf die Untergrundarten bei HERA einzustellen.

Level 2: Die L1K-Entscheidung startet dann für die nächsten Triggerstufen L2 und L3 eine Totzeit, in der das Ereignis noch genauer betrachtet werden kann. Nach 20 μ s liegen schon Detektordaten vor, die es erlauben, einfache Ereignisstopologien zu erkennen. Eine besondere Bedeutung kommt später einer L2Keep Nummer zu. Sie ordnet aufgrund verschiedener t_0 -Signale den Detektordaten eine eindeutige Nummer zu, die Aufschluß über den genauen Zeitpunkt des zugehörigen Ereignisses gibt. Auf diese Weise können die einzelnen Detektorinformationen später ohne Verwechslung wieder zusammengesetzt werden. Die Entscheidungszeit in dieser Stufe ist auf 21 μ s festgelegt. Das entspricht 220 Kollisionsperioden und damit genau einer HERA-Umrundung eines bunches und kann daher mit dem *first bunch* Signal synchronisiert werden, um weitere Totzeiten zu verhindern. Da die verschiedenen Pakete sehr verschiedener Natur sein können, und es beim Füllen von HERA auch leere bunches geben kann, werden diese numeriert und können auch den Ereignissen zugeordnet werden.

In der CTL2 entsteht dann ein Reject-Signal, welches die schon begonnene Analyse von L3 abbricht. Oder ein Keep-Signal löst die Digitalisierung der analogen Kalorimeterpulse aus, welche zuvor in Kondensatoren zwischengespeichert wurden.

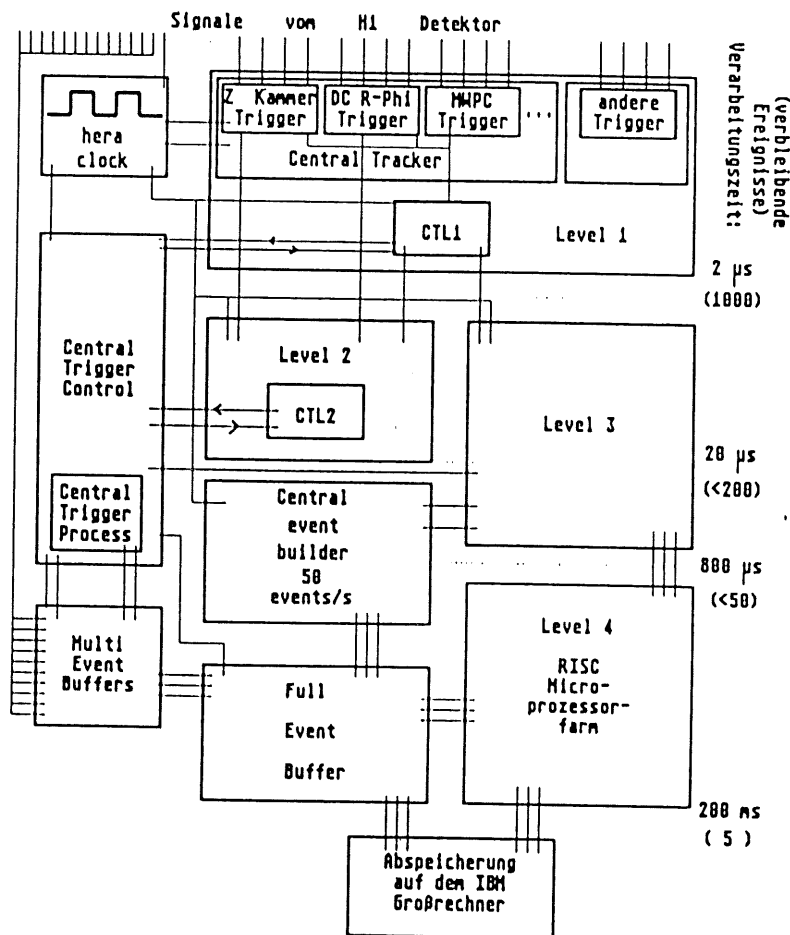


Abbildung 3.3: Das H1 Triggersystem. Skizziert ist die Abhängigkeit aller Triggerkomponenten voneinander. Die Einzeltrigger, von denen hier nur die des Central Tracker eingezeichnet sind, bilden die Grundlage einer jeden Triggerentscheidung.

Level 3 ist im Gegensatz zu den festverdrahteten Triggerstufen L1 und L2 ein Mikroprozessortrigger. Diese Stufe beginnt ihre Analyse zeitgleich mit L2 durch Mikroprozessoren. Eine L3K-Entscheidung, die aus L1 und L2 Informationen, sowie zusätzlichen Mikroprozessoranalysen abgeleitet wird, kann zwischen 10 und 700 μs dauern. Durch ein L3Reset, nach spätestens 800 μs , wird die Datenauslese und die Totzeit abgebrochen und das Einlesen des nächsten Ereignisses eingeleitet. Sollte das L3R-Signal jedoch nicht auftreten, so werden die inzwischen vollständig ausgelesenen Daten einer Reaktion automatisch in *Multi-Event-Buffers* gespeichert. Anhand der L2K-Nummer werden durch den *Central Event Builder* etwa 50 Reaktionen pro Sekunde vollständig zusammengesetzt und in die *Full-Event-Buffers* eingespeichert. Diese Zusammensetzung geschieht asynchron, d.h. die Ereignisse werden nicht notwendigerweise in ihrer ursprünglich chronologischen Reihenfolge verarbeitet. Hier wird deutlich, warum die L2K-Nummer so wichtig ist.

Praktisch parallel zu L3 arbeitet die *Central Trigger Control CTC*. Sie entscheidet mit, ob L3 überhaupt ausgeführt werden soll. Gegebenenfalls versorgt sie die Triggerstufe L3 mit L1- und L2-Triggerinformationen, sobald diese vorliegen. Andererseits erhält sie auch von L3 Informationen über Kalibrationswerte und kann damit die Schwellen von CTL1 und CTL2 durch diese Rückkopplung schnell einstellen. Ein Teil der CTC wiederum ist der *Central Trigger Process CTP*, welcher die L2K-Nummer der einzelnen Subdetektoren, Triggerelemente aus L1 und L2, sowie Informationen über die Teilchenpakete sammelt und die Multi-Event-Buffers steuert.

Level 4 arbeitet im Gegensatz zu den drei vorhergehenden Stufen völlig unabhängig und kann auch mehrere Ereignisse gleichzeitig bearbeiten. In ihr liegen schließlich alle Signale der Ereignisse vor, die nun durch eine RISC-Microprozessorfarm auf komplexere Topologien durch verschiedene Detektorkomponenten analysiert werden (*full event tasks*). So kann man zu Beispiel jeder Kollision einen dreidimensionalen Vertex, eine Energie und eine Multiplizität zuordnen und damit auf ein erwünschtes Physikereignis schließen. Die Verarbeitungsgeschwindigkeit ist etwa sieben mal so groß, wie die des IBM 3090 Großrechners und die Verarbeitungszeiten einzelner Ereignisse sind nur durch innere Parameter, wie Speichertiefe und Rechenkapazität gegeben.

Untergrundereignisse, die in vorherigen Stufen nicht verworfen wurden, und keiner gesuchten Signatur entsprechen, beanspruchen sehr viel Rechenzeit. Dadurch verschlechtert wiederum die Erkennungsraten für physikalisch interessante Ereignisse. Die Effizienzen der einzelnen Triggerstufen und die Qualität des Gesamttriggers hängen daher sehr stark voneinander ab.

Essentiell für den gesamten Triggerprozeß ist die Synchronisation der Triggerelemente aller Triggerstufen, da von ihr die richtige Zusammenfügung einer vollständigen Reaktion abhängt. Zu diesem Zweck bieten sich für den gesamten Triggerprozeß ganzzahlige Vielfache der Kollisionsperiode⁴ 96ns als Referenzwerte an. Im DESY Sprachgebrauch sagt man auch *hera clock* oder schreibt b.c. für *bunch crossings*.

Wenn schließlich ein Ereignis den gesamten Trigger ohne ein Reject-Signal passiert hat, werden alle Detektorsignale und -einstellungen in BOS Bänken⁵ auf dem Großrechner abgespeichert, so daß sie später schließlich mit Hilfe von zeitaufwendigeren Simulations-, Rekonstruktions- und Analyseprogrammen einzeln und detailliert untersucht, weiter reduziert und klassifiziert werden können.

⁴ $f_{bunch} = 10.4 MHz$

⁵Das **Bank Operating System** ermöglicht es Daten in sinnvollen Zusammenhängen abzuspeichern. Der Name einer solchen Bank gibt Aufschluß über den Ursprung der enthaltenen Daten. Auf diese Weise kann man schnell und direkt auf die Daten zugreifen, die für die jeweilige Untersuchung relevant sind.

3.4 Die einzelnen Trigger des Central Trackers

Die Simulationen dieser Arbeit beschränken sich ausschließlich auf die Trigger des Central Trackers, welche im folgenden einzeln beschrieben werden sollen.

3.4.1 Der Time of Flight Szintillatortrigger

Im Eintrittsbereich der Protonen in den Detektor wurden segmentierte Szintillatoren so angebracht (Abbn. 2.3 und 3.1), daß sie es ermöglichen, Teilchen zu erkennen, die aus der Vorwärtsrichtung außerhalb des Protonenpaketes in den Detektor eindringen. Sie decken eine große Fläche um die Strahlachse vor dem Detektor ab und sind in zwei Lagen eingeteilt, um zufällige Signale ausschließen zu können. Durch eine Synchronisation mit der Kollisionsperiode können zwei Signale, die ein passierendes Teilchen an den beiden Szintillatorwänden hinterläßt, so genau bestimmt werden, daß sofort entschieden werden kann, ob ein Teilchen aus der Vorwärtsrichtung in den Detektor eingedrungen ist, oder ob es von der etwa 2,20 m entfernten Wechselwirkungszone im Detektor stammt. Sollte dieses Kriterium nicht erfüllt sein, so wird ein sogenanntes Time of Flight-Signal (oder *-Bit*) abgeleitet und als Triggerelement zur Verfügung gestellt. Die meisten *keep* Entscheidungen in Level 1 werden nur dann akzeptiert, wenn *kein* solches ToF-Veto-Signal (\rightarrow *NoToF*) vorliegt. Dieser Trigger alleine kann schon etwa ein Zehntel des Untergrundes aus der Vorwärtsrichtung erkennen und triggern. Es ist allerdings ein reiner Veto-Trigger und kann daher nicht zu Identifizierung von Physikereignissen beitragen.

3.4.2 Der Proportionalkammer Z-Vertex-Trigger

[Eic92] Bedingt durch die große Zahl der Untergrundwechselwirkungen ist es praktisch unmöglich, eine feste Schwelle für die Kalorimetertrigger zu bestimmen, die ihnen es erlauben würde, selbstständig eindeutig interessante Physikereignisse heraus zu filtern. Diese Tatsache verlangt nach einem Trigger, der es ermöglicht, schnell Spuren zu rekonstruieren und den Ursprung einer e-p-Kollision zu ermitteln. Einerseits können dadurch Untergrundereignisse, die nicht aus der Wechselwirkungszone des Detektors kommen, gut unterdrückt werden, und zum anderen können durch die Spurinformatoren die Kalorimeterschwellen gegen Störsignale direkt mitgesteuert werden.

Hierzu werden die Proportionalkammern⁶ eingesetzt, welche sich durch ein schnelles Antwortverhalten und eine gute Zeitauflösung (t_0 -Signal) auszeichnen. Die Proportionalkammern sind zwei zylindrische Kammern um die Strahlachse und Planarkammern im Vorwärtsbereich mit je zwei Lagen und insgesamt 1920 Kathodenebenen (*pads*), welche alle für den Trigger genutzt werden. Realisiert wird der Trigger, ähnlich wie die Driftkammertrigger, im pipeline-design und mit vorprogrammierten Masken. Das pipeline-Verfahren wird im folgenden Kapitel detailliert beschrieben, so daß hier nur die prinzipielle Funktionsweise des Triggers erklärt werden soll.

Zunächst werden die Signale der pads in Schieberegister eingespeist. Die Signale aus vier Lagen können dann anhand von vorprogrammierten Mustern wieder als vollständige Spur identifiziert werden. Da es bei Reaktionen mit vielen Teilchenspuren aufgrund vieler Signale auch zu falschen Spurrekonstruktionen kommen kann, werden die gefundenen *Strahlen* oder *rays* zunächst auch in Schieberegistern zwischengespeichert. Der Ursprung eines Strahles wird in

⁶MWPC's - multi wire proportional chambers

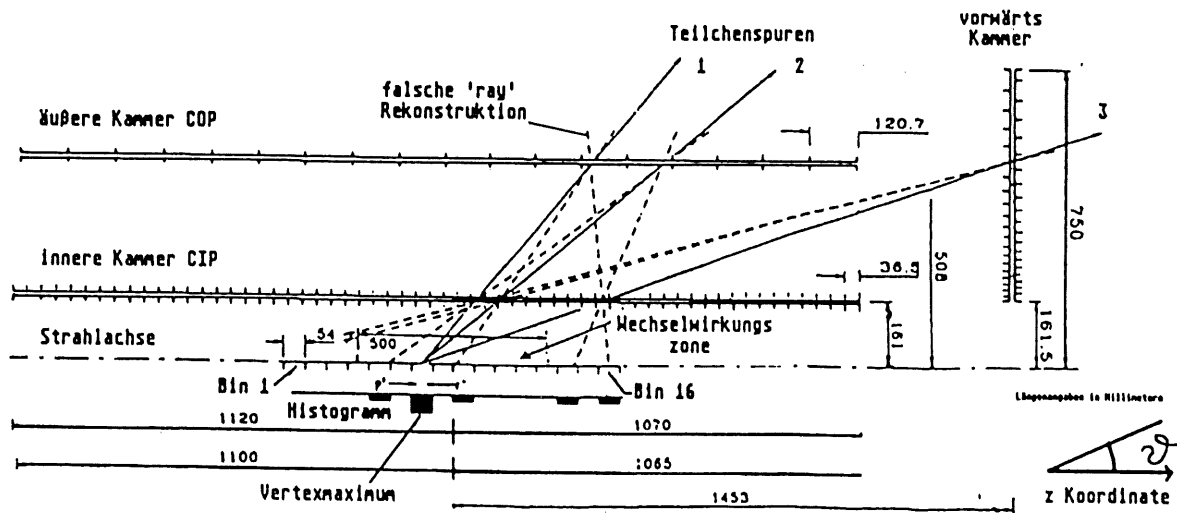


Abbildung 3.4: Vertexrekonstruktion durch Bildung eines Histogrammes, welches am tatsächlichen Ursprung ein Maximum aufweisen sollte. Dieses Ereignis setzt sich aus drei Spuren geladener Teilchen zusammen. Jede Spur hinterläßt einen Eintrag tatsächlichen Ursprung [Eic92].

ein Z-Vertex-Histogramm mit 16 Bins und einer Auflösung von 54mm eingetragen. Bei einer richtigen e-p-Kollision kommt es jedoch meistens zu einem Maximum (*peak*) in der Region des tatsächlichen Ursprunges. Wird ein solches Maximum gefunden, so werden alle Strahlen, die auf dieses Maximum deuten validiert und durch ihre ϕ - und θ -Winkelbereiche einzelnen Kalorimetersegmenten (*big towers*) zugeordnet, um *big rays* zu bilden.

Dieser Trigger stellt alle seine Informationen 15 Kollisionsperioden nach einem Ereignis zur Verfügung und dient hauptsächlich zur Unterstützung anderer Trigger. Er kann aber auch selbständig grobe p_{\perp} cuts bei dem Magnetfeld von 1.2T bis etwa 500 MeV/c vornehmen und mit seiner Hilfe können beispielsweise Öffnungswinkel von Leptonpaaren als einfache Signatur erkannt werden.

3.4.3 Die Driftkammer-Spurtrigger

Bei den ersten Entwürfen des H1-Triggers dachte man noch, es würde genügen, nur auf die deponierte Energie in den Kalorimetern zu triggern, verbunden mit einer groben Vertexbestimmung durch die Proportionalkammern. Hierbei wurden jedoch auch Untergrundereignisse mit hoher Energiedeposition akzeptiert. Auch physikalisch interessante Ereignisse, bei denen die Hauptenergie nahe der Strahlachse bleibt und niederenergetische Teilchen beteiligt sind, können nicht oder nicht alleine durch die Kalorimetertrigger, die nur Ereignisse mit einer Mindestenergie von $\approx 1\text{GeV}$ registrieren, erkannt werden. Da auch die großen Proportionalkammerpads in vier verschiedenen Abständen (*layers*) zu der Strahlachse nicht zum Auffinden einzelner Spuren entworfen wurden und nur eine sehr grobe p_{\perp} -Bestimmung erlauben, wurde zunächst ein unabhängiger Driftkammertrigger aus den Signalen der Jetkammern für die Spurerkennung in der $R\phi$ -Ebene entwickelt. Später haben dann weitere Simulationen [Beh90] gezeigt, daß

die Ereignisrate aus Proportionalkammer- und Jetkammertrigger immer noch zu hoch für die folgenden Triggerstufen ist.

Die Identifizierung von Untergrundereignissen in der Triggerstufe L4 geschieht hauptsächlich durch die Spurrekonstruktion. Es wird festgestellt, ob die Spuren aus einem gemeinsamen Vertex oder aus der Protonenrichtung in den Detektor eingedrungen sind. Man entschied sich daher für einen weiteren Spurtrigger, den Z-Kammer-Trigger, der schon in der ersten Triggerstufe eine Spurrekonstruktion mit 2.4mm , und eine Vertexrekonstruktion mit 5mm Genauigkeit in der RZ-Ebene erlauben würde. Durch diese weitere Verringerung der Triggerrate sollte die Effizienz der folgenden Stufen entscheidend gesteigert werden. In Abbildung 3.1 erkennt man, daß die Signale der Jetkammern zu ungenau für eine gute Spurrekonstruktion in RZ-Projektion sind. Zudem können unabhängige Trigger noch durch überlappende Triggerentscheidungen zu einer gegenseitigen Kalibration beitragen.

Alle drei Spurtrigger sollen in der ersten Stufe des Triggers totzeitfrei im *pipeline design*, das heißt mit Hilfe von Schieberegistern mit seriellen Eingang und parallelem Ausgang arbeiten. Sie müssen ihre Triggerentscheidung über eine Kollision nach einer Verzögerung von $2.3\mu\text{s}$ für die weiteren Stufen zur Verfügung stellen.

Die Spurrekonstruktion in den Drahtkammern geschieht jeweils in einer inneren und einer äußeren Kammer⁷, und das gemeinsame Arbeitsprinzip läßt sich in vier Schritten beschreiben:

1. Rekonstruktion der Teilchenspuren in den einzelnen Kammern,
2. Verknüpfung der gefundenen Spursegmente beider Kammern,
3. Extrapolation zu den jeweiligen zweidimensionalen Vertexkoordinaten RZ bzw. $R\phi$,
4. Zählen der Spuren, Histogramme erstellen, vorprogrammierte Topologien suchen um daraus die Triggerentscheidung treffen.

Dazu werden zunächst die Ladungsimpulse der einzelnen Driftkammerdrähte verstärkt, an beiden Drahtenden linear addiert und in einen Komparator (s. Anhang A) eingegeben. Wird eine vorgegebene Schwelle überschritten, so liefert der Komparator einen Standardpuls an eine Synchronisationsschaltung, welche diese Signale in Schieberegister einspeist. Diese werden je nach Drahtlage und Kammer mit einfacher bzw. doppelter hera clock getaktet und bestimmen zusammen mit der Driftzeit die Ortsauflösung der Spuren. Jedes Schieberegisterbit dieser *pipelines* repräsentiert einen Driftzeitabschnitt von

$$\tau = \frac{1}{n \cdot f_{\text{bunch}}} = \frac{96\text{ns}}{n} \quad (n = 1, 2 \quad f_{\text{bunch}} = 10.4\text{MHz})$$

und entsprechend einen Driftweg der Länge

$$\Delta x = \frac{v_{\text{drift}} \cdot \tau}{n}$$

⁷Proportionalkammern CIP und COP: Central inner/outer Proportionalchambers.

Die Z-Kammern CIZ und COZ: Central inner/outer Z Chamber.

Die Jetkammern CJC1 und CJC2: Central Jetchambers.

Alle Signale werden unmittelbar nach ihrem Auftreten, also *totzeitfrei* in die Schieberegister eingespeist. Sobald alle Drahtsignale einer geladenen Spur in den Registern vorliegen, können die Raumpunkte gleichzeitig parallel durch logische Gatter (*Masken* wieder zu Spursegmenten zusammengesetzt und als solche erkannt werden. Dieser Vorgang ist für den Z-Kammer-Trigger auf Seite 33 abgebildet. Die Erstellung der *Spurmasken* wird im Kapitel 3.4.5 genauer beschrieben. Diese Masken, sowie auch die Schieberegister selbst, werden dann in einem Entwicklungssystem für LCA's, *Logic Cell Arrays* der Firma Xilinx, zu einer großen Zahl von logischen Gattern konfiguriert. Die Konfiguration kann dann durch einen VME-Bus direkt in die LCA-Chips der Triggerelektronik eingeladen werden. Diese Flexibilität ohne Änderung der Hardware ist besonders in der Anfangsphase sehr wichtig, da die Maskensätze zwangsläufig schon eine Driftgeschwindigkeit implizieren. Diese Driftgeschwindigkeit kann aber erst im Laufe des Experiments genau bestimmt werden und hängt direkt mit dem verwendeten Gas zusammen. Bei einer Argon Mischung liegt sie beispielsweise etwa bei $47 \leq v_{drift} \leq 55 \mu\text{m/ns}$.

Für die Triggerentscheidung werden also nur die Spuren herangezogen, welche den Bedingungen der vorprogrammierten Masken genügen. Durch die Verwendung möglichst vieler Lagen und eine Verknüpfung von Spursegmenten verschiedener Kammern, lassen sich schon durch diese Masken zufällige Synchrotron Hits, spiralenförmige Bahnen niederenergetischer Teilchen (s. Abb. 3.1), sowie auch Ambiguitäten durch Spiegelspuren in den Driftkammern ausschließen. Da man jedoch nicht mit einer hundertprozentigen Effizienz aller Kammern rechnen kann, und nicht immer die Signale aller Lagen vorliegen, muß die Logik auch aufwendig für eine Akzeptanz von Spursegmenten aus beispielsweise drei aus vier Lagen "verdrahtet" werden.

Essentiell bei jedem Trigger im pipeline design ist die richtige Synchronisation (mit der heraclock). Von ihr hängt die richtige Zuordnung der Triggerentscheidung zu einer Kollision, die t_0 -Bestimmung, ab. Da sich bei totzeitfreier Datenaufnahme die Signale verschiedener Kollisionen in den Schieberegistern befinden, ist die richtige zeitliche Zuordnung einer einzelnen Spur nicht immer eindeutig möglich. Die Anzahl der Fehlentscheidungen durch Überlagerung von Teilchenbahnen verschiedener Ereignisse kann jedoch bei einer e-p-Kollisionswahrscheinlichkeit von 1/1000 vernachlässigt werden.

Da alle Driftkammern zylindrisch um die Strahlachse angeordnet sind, bieten sich auch Zylinderkoordinaten (r, θ, ϕ) zur Beschreibung einer Teilchenspur an. Der eigentliche Unterschied der beiden Spurtrigger ist die Betrachtungsebene der Teilchenbahnen. Bei den Jetkammern verlaufen die Drähte parallel zu der Strahlachse, so daß sich die Spuren durch ein radiales Raungitter in der $R\phi$ -Ebene rekonstruieren lassen. Bei den Z-Kammern dagegen sind die Drähte polygonförmig um die Strahlachse angelegt und erlauben daher eine Rekonstruktion des θ -Winkels der Spuren. Im folgenden soll nun die Funktionsweise für beide Spurtrigger einzeln veranschaulicht werden.

3.4.4 Der DC- $R\phi$ -Trigger

Der Drift Chamber- $R\phi$ -Trigger ist dafür ausgelegt, Teilchen ober- bzw. unterhalb einer p_{\perp} -Schwelle, sowie auch die Ladung der Teilchen anhand der Spurkrümmung zu bestimmen. Die wesentliche Untergrundunterdrückung des DC- $R\phi$ -Trigger geschieht durch die *Distance of Closest Approach* (DCA) Methode, durch welche die nächste Entfernung zur Strahlachse jeder Teilchenspur sehr genau bestimmt werden kann. So werden überwiegend Spuren, die durch Strahl-Gas-Wechselwirkungen außerhalb eines Zylinders von drei Zentimeter Durchmesser um die Strahlachse entstanden sind, bei der Triggerentscheidung gar nicht berücksichtigt.

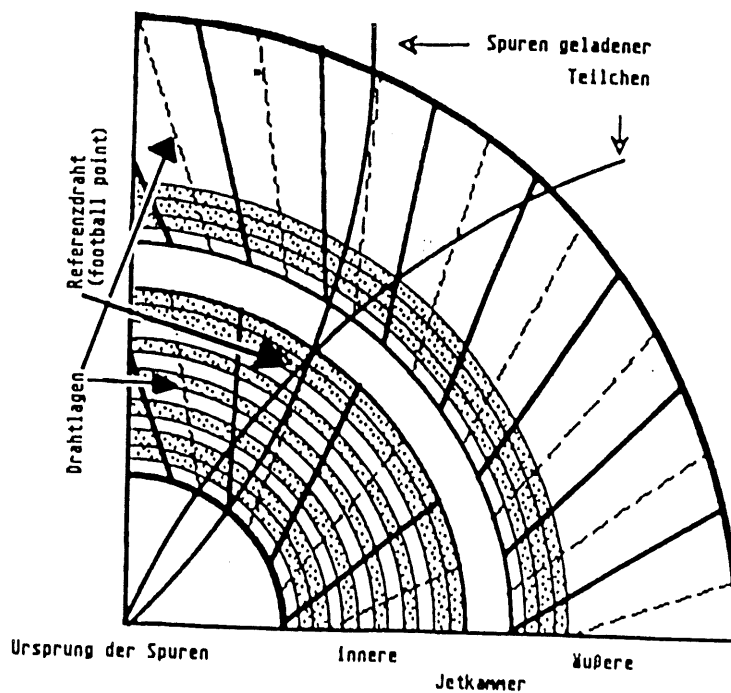


Abbildung 3.5: Zwei Triggerroads des $R\phi$ -Triggers mit $p_{\perp} = 400 \text{ MeV}/c$ verschiedener Ladung durch einen football point und den Vertex (Strahlachse). Der Trigger benutzt nur die zehn gepunktet gezeichneten Drahtlagen als Signaleingabe [Wol92]. (Die einzelnen Zellen sind hier nur schematisch dargestellt. Abb. 2.4 zeigt die genaue geometrische Anordnung der Jetkammern.)

Die $R\phi$ -Triggerlogik arbeitet mit einem radialen Gitter aus 870 Signaldrähten, die in den einzelnen Zellen von CJC1 und CJC2 in zwei mal fünf Lagen unterteilt werden [Wol92]. Das ist in Abbildung 3.5 vereinfacht dargestellt. Die Schieberegister der innersten, mittleren und äußersten Lagen werden mit der doppelten, der Rest mit der einfachen hera clock getaktet. Ein Spursegment einer Teilchenbahn durch eine Kammer setzt sich aus mindestens vier von fünf dieser Doppellagen zu einem *triggerroad* zusammen. Der Draht, an dem die geringste Driftzeit gemessen wird, dient als Referenzdraht oder *football point*, von dem aus die zu der Teilchenbahn gehörige Maske und damit ein Vertex zugeordnet werden muß. Außerdem kann die kleine Driftzeit am football point durch die spezielle Geometrie der Jetkammern auch für die t_0 -Bestimmung genutzt werden⁸.

In dem zweiten Schritt werden die gefundenen Spursegmente der inneren und äußeren Kammer verknüpft. Insgesamt gibt es über 10.000 dieser Triggerroads für jede Krümmung und jedes Vorzeichen, respektive Impuls und Ladung des Teilchens, die auch die DCA-Bedingung erfüllen.

⁸Allerdings ist noch nicht sicher, ob die interne t_0 -Bestimmung des $R\phi$ -Triggers ausreicht oder ob man auf das t_0 des Proportionalkammertriggers angewiesen sein wird (Verknüpfung der Triggerbits ZVTX*DC-RPHI).

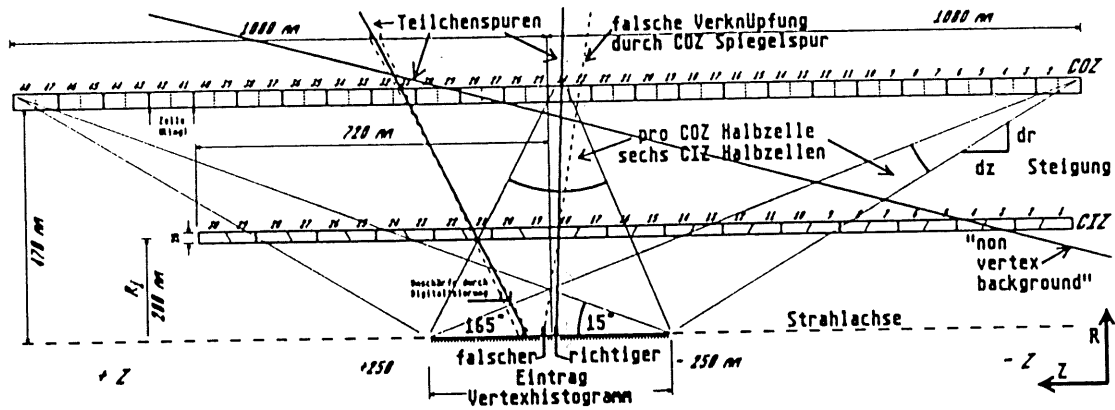


Abbildung 3.6: Geometrie der Z-Kammern. In dem Z-Vertex-Histogramm sind für die geladenen Spuren, die richtig rekonstruierten Bins, als auch ein Eintrag durch falsche Verknüpfungen eingezeichnet. Man erkennt auch, daß eine COZ-Halbzelle nur eine Verbindung mit sechs CIZ-Halbzellen für den Vertexbereich $\pm 25\text{cm}$ zuläßt.

Danach zählt die *track finding logic* die Zahl der Spurkandidaten, wobei parallel verlaufende Spuren, die nicht eindeutig getrennt werden können, zu *clusters* (wahrscheinlichste Spur) zusammen gefaßt werden. Da eine Teilchenbahn für jedes bunch crossing eine Spur vortäuschen kann, ist der $DC-R\phi$ -Trigger empfindlich abhängig von einer exakten Synchronisation und t_0 -Bestimmung.

Schließlich stehen für eine Triggerentscheidung die Informationen Ladung der Teilchen, Transversalimpuls oberhalb bzw. unterhalb $400\text{ MeV}/c$ für jeden von $45\ \phi$ -Sektoren, also mit einer Auflösung von $360^\circ/45 = 8^\circ$, zur Verfügung (BOS Bank CTN2). Mit diesen läßt sich schon die Multiplizität, sowie einfache Signaturen, wie Öffnungswinkel zweier geladener Spuren bestimmen.

3.4.5 Der Z-Kammer-Trigger

Während der $R\phi$ -Trigger Ereignisse ausschließen kann, die nicht auf der Strahlachse entstanden sind, soll der Z-Kammer-Trigger durch eine Rekonstruktion in der RZ-Ebene bestimmen, ob eine Kollision im Vertexbereich $-25\text{cm} < z < +25\text{cm}$ des Detektors stattgefunden hat⁹. Ereignisse die in diesem Bereich stattfinden, sind in RZ-Projektion nicht von den e-p-Kollisionen zu unterscheiden. Nur in der $R\phi$ -Ebene läßt sich mit großer Genauigkeit feststellen, ob sie auf der Strahlachse entstanden sind. Umgekehrt gilt: Wenn die Spuren aus Protonenrichtung in den Detektor eindringen, wie das überwiegend bei Strahl-Wand-Ereignissen der Fall ist, läßt sich dies nur in der RZ- und nicht in der $R\phi$ -Projektion erkennen. Daher wird der Z-Kammer-Trigger insbesondere für die Strahl-Wand-Unterdrückung eingesetzt. Zusätzlich zu der Spurrekonstruktion im Vertexbereich, werden bei dem Z-Kammer-Trigger auch noch die Spuren rekonstruiert und gezählt, welche in flachen Winkeln aus der Protonenrichtung kommen.

⁹Die umfangreiche Elektronik, welche die geforderte Auflösung des Triggers gewährleistet, beschränkt den Erkennungsbereich des Triggers auf diese Region. Auch eine halb so große Auflösung bei einem doppelt so großem Vertexbereich würde den elektronischen Aufwand vervielfachen.

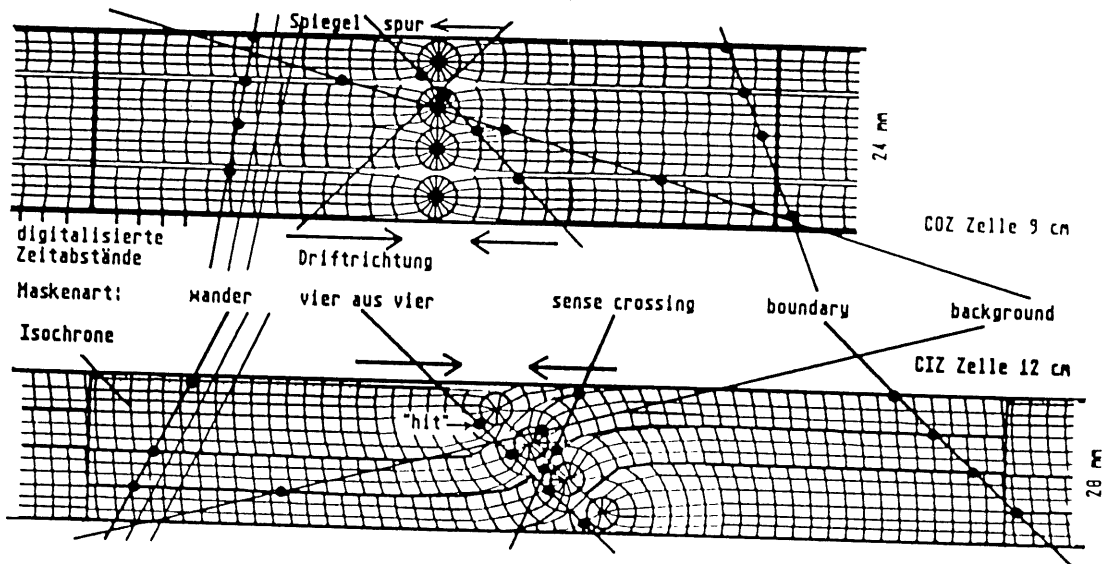


Abbildung 3.7: Primärmasken des Z-Kammer-Triggers. Für jede Kammer ist eine Zelle (Ring) in RZ-Projektion in Originalgröße abgebildet. Hier wird die Unterscheidung in drei verschiedene Maskenarten deutlich. Nur für die COZ sense crossing Spur ist die Spiegelspur eingezeichnet.

Die Simulationen dieser Arbeit werden zeigen, daß diese Zusatzinformation zu der Vertexrekonstruktion die Untergrundunterdrückung signifikant verbessert.

Zudem sollen beide Driftkammertrigger eine Identifizierung von Ereignissen niedriger Multiplizität ermöglichen, wobei allerdings nur der $R\phi$ -Trigger isolierte Teilchenpaare erkennen kann. Beispiele hierfür sind die Reaktionen $cp \rightarrow cp + c\bar{c}$ (J/ψ) $\rightarrow e^+e^-$ oder $\mu^+\mu^-$, wie auch $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ oder $\mu^+\mu^-$. Die Reaktionsprodukte sind also bei all diesen Reaktionen Lepton-Antilepton-Paare $l\bar{l}$. Die unterste Triggerschwelle für den Z-Kammer-Trigger liegt bei drei Spuren geladener Teilchen.

Die Triggerlogik

In der Z-Kammer-Triggerlogik [Beh90] werden alle 1440 ($= (24 + 15) \cdot 4$) Signaldrähte beider Kammern genutzt. Abbildung 3.6 zeigt die Projektion der Teilchenspuren auf die RZ-Ebene. Die für den Z-Kammer-Trigger relevanten Teilchen ($p_{\perp} > 100 \text{ MeV}/c$) werden in dieser Projektion nur unmerklich von dem Magnetfeld abgelenkt und hinterlassen daher nahezu gerade Spuren. Jede Zelle bzw. jeder Ring von CIZ und COZ beinhaltet vier Drähte in vier verschiedenen Abständen (Lagen) zur Strahlachse. In der COZ werden wahlweise 3/4 (drei von vier Drahtsignale) oder 4/4, in der CIZ aufgrund der besonderen Geometrie der Drähte und Feldlinien 2/3, 3/3 oder 4/4 in der Primärlogik auf der input card [Zim90], zu einem Spursegment zusammengesetzt. Die Taktfrequenz oder sampling-Rate der primären Schieberegister beträgt 20.8 MHz , womit in den Simulationen bei einer angenommenen Driftgeschwindigkeit von $50 \mu\text{m}/\text{ns}$ eine Auflösung von 2.4 mm in den einzelnen Zellen erreicht wird.

Bei der internen Bearbeitung durch die Primärlogik werden folgende drei Arten von Spursegmenten unterschieden, die in Abbildung 3.7 veranschaulicht sind:

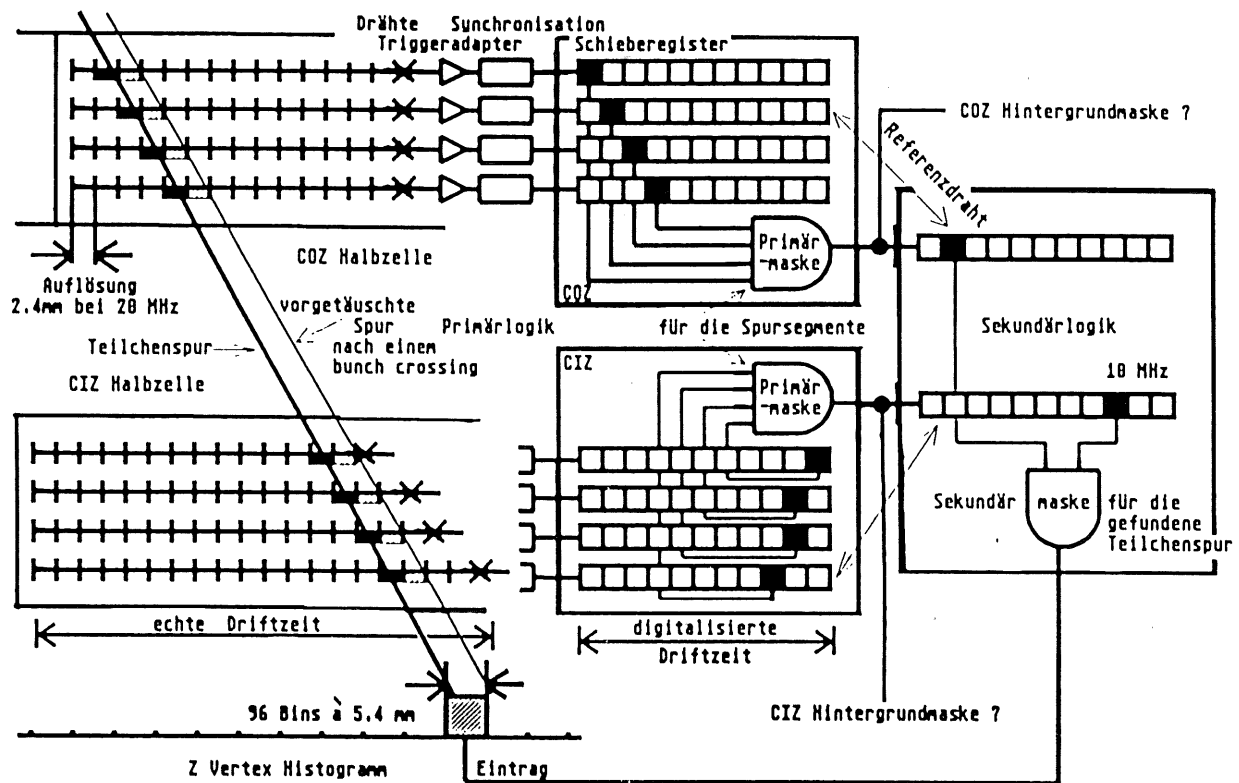


Abbildung 3.8: Prinzipielle Logik des Z-Kammer-Triggers. Nachdem alle Driftzeitabstände in den Schieberegistern digitalisiert sind, kommt es durch Koinzidenzen (logisches UND) vorprogrammierter Masken in zwei Logikstufen zu einem Eintrag im Z-Vertex-Histogramm. Zusätzlich werden auch noch Spursegmente (Primärmasken) registriert, die nicht auf den Vertexbereich deuten.

Wander-masken repräsentieren Teilchenspuren, welche nur eine Driftkammerhalbzelle kreuzen. Aufgrund der Zeitunterschiede zwischen den Signalen läßt sich nicht feststellen, ob die Spur zu einem frühen Zeitpunkt nahe der Drähte oder zu einem späteren in einem größerem Abstand entstanden ist. Nur der Betrag der Steigung $\frac{dr}{dz}$ ist eindeutig.

boundary-Masken: Hier kreuzen die Spuren die Kathodenebene zweier benachbarter Zellen und werden von den Drähten beider Zellen registriert. Durch die verschiedenen Driftrichtungen in beiden Zellen ergibt sich in der Logik nur zu einem bestimmten Zeitpunkt eine eindeutige Spur.

sense crossing-Masken: Diese Spuren kreuzen die Meßdrahtebene einer Driftkammerzelle. Auch sie sind aufgrund unterschiedlicher Driftrichtungen fest lokalisierbar.

In der Primärlogik werden alle Drahtsignale, den Maskenarten entsprechend, drei verschiedenen Logikblöcken zugeführt. Um die richtige zeitliche und räumliche Zuordnung *aller* Spuren zu gewährleisten, werden die Spursegmente eines Ereignisses erst zusammengesetzt, wenn die maximal mögliche Driftzeit verstrichen ist und alle Signale eines Ereignisses in den Schieberegistern vorliegen. Erst dann entspricht die Tiefe der Schieberegisterbits auch dem Abstand einer

Spur zu den Meßdrähten. Diese eindeutige Zuordnung entspricht praktisch einer impliziten t_0 -Bestimmung des Z-Kammer-Triggers.

Nachdem in verschiedenen Kammern und Zellen Spursegmente erkannt wurden, werden in einem zweiten Schritt die entsprechenden Primärmasken durch die *Kombinationslogik* auf der *combination card* [Zim90] verbunden. Durch die Zeitunterschiede der Drahtsignale ist die Steigung eines jeden Spursegmentes bestimmt und stellt einen *Zeiger* auf eine *Halbzelle* der anderen Kammer dar. Sobald nun zwei Spursegmente je einer Kammer aufeinander zeigen, werden die Schieberegisterbits eines *Referenzdrahtes* jeder Kammer durch ein logisches UND-Gatter, die *Sekundärmaske* mit dem zugehörigen Bin in dem *Z-Vertex-Histogramm* verbunden. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.8 für eine Teilchenspur vereinfacht dargestellt. Durch die schmalen Kammern und den damit verbundenen kleinen Hebelarmen, kann diese Zuordnung nur sehr grob geschehen¹⁰ und es kommt auch zu falschen Verknüpfungen. Die Einträge in das Z-Vertex-Histogramm werden elektronisch durch analoge Summation vorgenommen. Bei einer Taktfrequenz von 10 MHz der *Sekundärlogik*-Schieberegister benötigt man für alle möglichen Halbzellenkombinationen durchschnittlich etwa 430 und insgesamt 125.000 Sekundärmasken. Schließlich erhält man für den Vertexbereich $\pm 25\text{cm}$ ein Histogramm mit 96 Bins und einer Auflösung von 5.4 mm.

Die Ausgänge der Sekundärlogik korrespondieren also direkt mit der Histogrammeinheit (*histogram card*), die das entstandene Histogramm im folgenden Bearbeitungsschritt für jedes Ereignis vollständig parallel auf signifikante Maxima (*peaks*) untersucht. Da sich kompliziertere mathematische Ausdrücke mit Hilfe elektronischer Schaltungen, nur unter größerem Zeitaufwand berechnen lassen, wurde folgende leichter zu realisierende Berechnung einer "Hardware Signifikanz" σ_{hard} gewählt:

$$\sigma_{hard} = peak - \frac{\sum_{i=1}^{96} Bin_i}{50},$$

wobei *peak* für die Zahl der Einträge im Maximum und Bin_i für die Einträge des i -ten Bins steht. Echte e-p-Kollisionen weisen große Maxima mit wenigen Nebeneinträgen auf, wogegen sich Untergrundereignisse meist durch viele zufällig verteilte, also falsche Einträge in das Histogramm und mehrere kleine Maxima auszeichnen.

Um den Untergrund noch besser von den Physikereignissen trennen zu können, werden zusätzlich zu einer Spurverknüpfung auch noch die Spursegmente gezählt, welche in flachen Einfallwinkeln aus der Protonenrichtung die Zellen kreuzen. Auch hier erweist es sich als äußerst nützlich, für jede Kammer die drei Maskenarten getrennt zu zählen, und somit sechs verschiedene Summen dieser *upstream background tracks* zu erhalten. In den Simulationen wird versucht, durch geeignete Auswertung und verschiedene Gewichtungen eine optimale Trennung zwischen Physik- und Untergrundereignissen zu erreichen.

Insgesamt führt der Z-Kammer-Trigger also zwei Berechnungen aus:

1. Erstellung eines Z-Vertex-Histogrammes mit bestmöglicher Auflösung, d.h. $\approx 5.2\text{mm}$ aus den Spuren, die auf die Vertexregion deuten und Berechnung der "Hardware Signifikanz" σ_{hard} des Maximums.
2. Zählen der Spursegmente, die aus der Protonenrichtung die Kammern kreuzen und Addieren durch verschiedene Gewichtungen der drei verschiedenen Arten von Masken pro Kammer.

¹⁰Jeder Zeiger einer Zelle wird mit den Zeigern aus sechs Halbzellen der anderen Kammer verglichen.

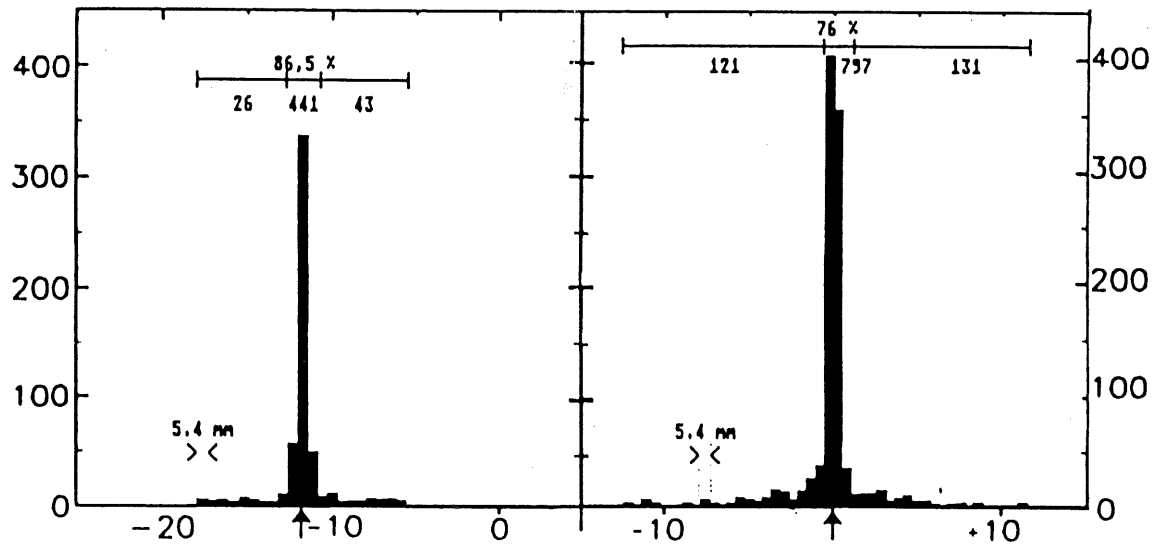


Abbildung 3.9: Vertexrekonstruktion des Z-Kammer-Triggers. In dem linken Histogramm wurden 500 mal einzelne, im rechten 500 mal Paare von Myonen in allen Richtungen aus einem Ursprung simuliert und durch den Z-Kammer-Trigger wieder rekonstruiert. Die Histogramme zeigen die summierten Einträge für alle Spuren. Das Maximum der Einträge befindet sich im tatsächlichen Ursprung (Pfeil). Das Verhältnis der Einträge der mittleren drei Bins zu den restlichen gibt Aufschluß über die Qualität der Masken. Die Punkte, die mehr als ein Bin vom Maximum entfernt zu sehen sind, sind durch falsche Verknüpfungen von Primärmasken entstanden.

Jedes Ereignis wird durch die beiden Koordinaten Hardware Signifikanz σ_{hard} und die gewichtete Summe der Untergrund Spuren Σ_{bgrd} klassifiziert. Im folgenden Kapitel über die Simulationen wird die Berechnung und Auswertung dieser beiden Größen detailliert beschrieben.

Die Erstellung der Masken

Nun soll kurz die Erstellung der Masken für den Z-Kammer-Trigger – repräsentativ für alle Spurtrigger – skizziert werden. Abbildung 3.7 deutet das elektrische Feld innerhalb der einzelnen Zellen an. Es ist von der angelegten Spannung abhängig und zu komplex für einfache geometrische Betrachtungen, wie es in Abbildung 3.8 vereinfacht dargestellt ist. Da man vor der Inbetriebnahme und Kalibration der Kammern noch über zu wenig Erfahrungen verfügt, ist man auf Computersimulationen angewiesen. Diese sollen anhand der voraussichtlichen Parameter, wie Spannung und Gasmischung, das Verhalten der Driftkammern, also Ionisation durch das passierende Teilchen, sowie das Driften entlang der Feldlinien möglichst realistisch und detailliert nachbilden.

Zu diesem Zweck gibt es speziell für den H1-Detektor ein Simulationsprogramm (HISIM)¹¹, welches es einem Benutzer ermöglicht, durch Eingabe von Teilchenart, -energie, -ursprung und -richtung (θ, ϕ), in diesem Fall für die Driftkammern die angesprochenen Drähte mit den entsprechenden Driftzeiten als Ausgabe zu erhalten. Im folgenden Kapitel wird noch etwas näher auf Simulations- und Rekonstruktionsprogramme eingegangen.

In der Abbildung 3.7 sind die Feldlinien in den einzelnen Kammern graphisch vereinfacht dargestellt. Die Zergliederung der Driftwege in Isochrone veranschaulicht die Digitalisierung durch die sampling-Rate und die damit unvermeidlich verbundene Unschärfe. Die eingezeichneten Spuren deuten die Teilchenbahnen an und verdeutlichen die drei verschiedenen Arten von Spursegmenten und -masken pro Kammer. Man erkennt auch, daß die meisten Spuren in CIZ nur von drei Drähten und nur selten von vier erfaßt werden¹². Dadurch sind sie eindeutig der richtigen Halbzelle zuzuordnen und Spiegelspuren bereiten keine Probleme. Die Punkte (*hits*) auf den Feldlinien und den Spuren zeigen den jeweils zeitnächsten Punkt zu einem Draht. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die digitalisierte Driftzeit in einem Schieberegisterbit nur in Verbindung mit der richtigen Maske eine Spurrekonstruktion sinnvoll macht!

Auch für die Sekundärmasken müssen Simulationen durchgeführt werden, um die nötigen Bereiche festzustellen, die für eine Vertexrekonstruktion in Frage kommen, und damit die Herstellung überflüssiger Masken zu vermeiden. Eine Unschärfe von drei Histogrammbins läßt sich bei einer Digitalisierung der Driftzeiten nicht vermeiden. Um die Auswirkungen dieser Unschärfe einzuschätzen, wurden zunächst 500 einzelne, danach 500 Paare von Myonen (*two prongs*) aus einem einzigem Vertexpunkt, aber in alle Richtungen des Detektors simuliert. Der Ursprung der Spuren wurde dann mit Hilfe der generierten Maskensätze für alle Myonen(paare) getrennt rekonstruiert und in das Histogramm eingetragen. Die Histogramme in Abbildung 3.9 zeigen die Summe aller rekonstruierten Einträge. Man erkennt ein Verhältnis aller Einträge der mittleren drei Bins zu den restlichen falschen Einträgen von 76 % bzw. 86.5 %. Insgesamt sind in dem Histogramm auch mehr Einträge vorhanden als tatsächlich Spuren eingegeben wurden. Das resultiert daraus, daß die Primärmasken einer Kammer durch Spiegelspuren oder durch falsche Zuordnungen mehrmals mit der anderen Kammer verbunden werden können. Dadurch kommt es auch zu den Einträgen etwas weiter vom tatsächlichen Ursprung, wie auch schon in Abbildung 3.6 angedeutet. Bei den einzelnen Myonen sind 510 Einträge für 500 Spuren vorhanden. Bei den doppelten Myonenspuren ist das Verhältnis mit 1049 zu 1000 etwas größer, da durch eine höhere Zahl von Hits auch die Verknüpfungsmöglichkeiten und damit die Fehlerquelle größer wird. Um die Unschärfe von drei Bins zu berücksichtigen, werden in der Histogrammlogik vor der Berechnung der "Hardware Signifikanz" σ_{hard} jeweils die Inhalte zweier nebeneinander liegender Bins addiert.

¹¹zur Zeit dieser Simulationen Version HISIM 2.0. s. auch Seite 39

¹²Von 17.000 betrachteten Spuren waren etwa 4% Vierermasken.

4. Die Simulationen

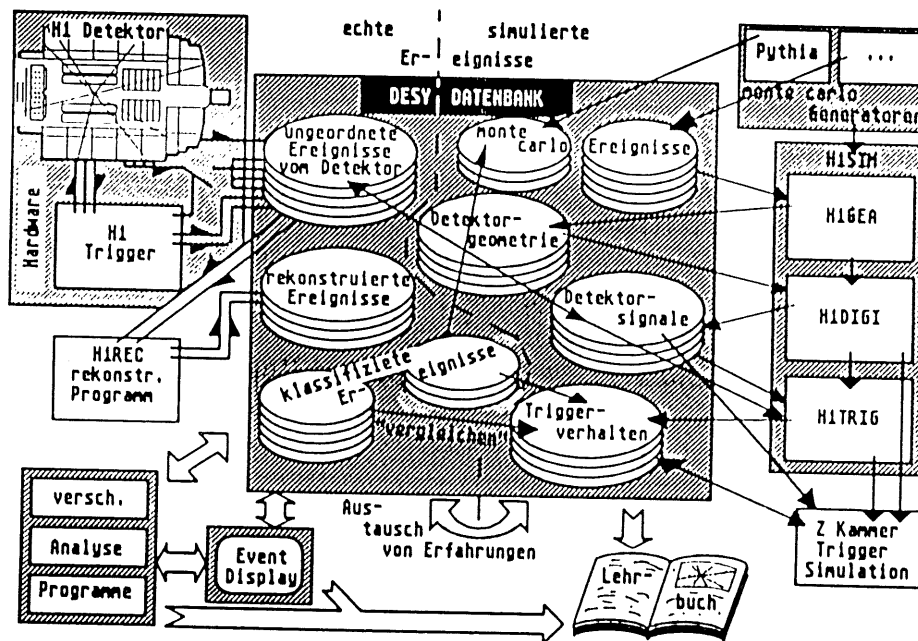


Abbildung 4.1: Der Datenfluß bei H1. Auf der linken Seite der Abbildung ist der langfristig angestrebte Ablauf dargestellt, während die rechte die Computersimulationen bei H1, speziell die des Z-Kammer-Trigger, in der Entwicklungsphase skizziert. Außer den beiden Hardware-Komponenten des eigentlichen Experimentes, sind alle anderen durch den Großrechner zugänglich und manipulierbar.

4.1 Der Datenfluß bei H1

Um aus den vielen Milliarden von Ereignissen Aussagen zu einer physikalischen Theorie zu extrahieren, ist es ein langer Weg. Die gesuchten Reaktionen müssen von den Detektorsignalen bis zum rekonstruierten, analysierten und klassifizierten Ereignis im *vollständig aufgebautem Experiment* folgende Bearbeitungsstufen passieren:

Nachdem die Teilchenkollisionen im HERA-Ring vom H1-Detektor nachgewiesen und in elektrische Signale verwandelt sind, wird durch die Steuerung des Triggersystems eine Vorauswahl der abzuspeichernden Ereignisse getroffen. Das Rekonstruktionsprogramm HIREC identifiziert die beteiligten Teilchen, deren Spuren, Energie und Impuls und bildet damit die Grundlage zur Messung von Wirkungsquerschnitt und anderer meßbarer Größen einer Reak-

tion. Die rekonstruierten Ereignisse werden dann über Jahre sorgfältig analysiert, mit Grafikprogrammen (wie z.B. Abb. 3.1) dargestellt und schließlich klassifiziert.

Tatsächlich entstehen Experimente in der Hochenergiephysik aber über Zeiträume von etwa 10 Jahren unter Beteiligung einiger hundert Physiker und Techniker aus verschiedenen Ländern und noch während der Konstruktion der ersten Prototypen ist nicht überschaubar, welche Probleme beim Aufbau des Experimentes entstehen werden. Computersimulationen sollen die Arbeitsweise des Detektors möglichst realistisch nachbilden und damit zu seiner Entwicklung beitragen.

Durch *monte carlo Simulationen* können anhand der vorgegebenen HERA-Parameter, aus Viererimpuls der Kollisionsteilchen, Kopplungskonstanten und Fragmentationsmodellen die Phasenräume und Matrixelemente und daraus wiederum die Wechselwirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse berechnet werden. *Monte carlo Generatoren* produzieren nach verschiedenen physikalischen Modellen, durch statistische Verteilungen, die Vierervektoren vieler solcher monte carlo Ereignisse, wie sie später voraussichtlich beobachtet werden können.

Ein weiteres Programm (H1GEA) markiert die Flugbahnen aller beteiligten Teilchen detailliert in der Detektorgeometrie, die auf einer Datenbank abgespeichert ist und modifiziert werden kann¹. Bei der Berechnung der Flugbahnen durch den Detektor werden auch physikalische Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, wie Teilchenschauer durch Vielfachstreuungen, berechnet. Mit dem Wissen um Teilchenart, -energie und Durchstoßpunkte der Spuren, können alle Subdetektoren in Programmmodulen das Antwortverhalten simulieren und Vorhersagen über die erwarteten Detektorsignale machen (H1DIGI).

Die so erzeugten Signale bilden schließlich die Grundlage für die Entwicklung der gesamten Triggerelektronik. Da die Wirksamkeit eines Triggers von zu vielen unvorhersehbaren Parametern der Detektorkomponenten abhängt, sind empirische Triggerstudien, mit deren Hilfe man quantitative Aussagen über die Wirkungsweise machen kann, unverzichtbar. Nur durch lange Entwicklungsphasen erreicht man effiziente Trigger, die genau auf das Experiment zugeschnitten sind. Beispielsweise hielt man einen L1-Trigger mit der Auflösung des Z-Kammer-Triggers zur Rekonstruktion des Kollisionspunktes bei den ersten H1-Trigger Entwürfen noch gar nicht für notwendig. Die Planung dazu begann erst, nachdem die vorhergesagten DC- $R\phi$ -Triggerraten als zu hoch erachtet wurden. Die Triggersimulationsprogramme bilden die dritte Stufe (H1TRIG) des umfangreichen Detektorsimulationsprogrammes H1SIM.

4.1.1 Programmierstandards bei H1

[Mans] Um die Programmierung und den Datenaustausch bei H1 möglichst universell zu gestalten, wurden weitgehend rechnerunabhängige Standards gewählt. Geschrieben werden fast alle Programme bei H1 in der Programmiersprache FORTRAN 77. Da Fortran noch aus Zeiten stammt, in denen man mit wesentlich weniger Rechenspeicher auskommen mußte, ist der Befehlsumfang auf das Nötigste beschränkt, so daß sich der Quellcode für nahezu jeden Rechner in einen effizienten Maschinencode kompilieren läßt.

Da die Programme ständigen Veränderungen vieler Arbeitsgruppen unterworfen sind, ist es absolut erforderlich alle Programmteile mit Versionsnummern zu versehen, gemeinsame Variablen (*Common Blocks*) festzulegen, und damit die Kompatibilität aller Module untereinander zu gewährleisten. Zu diesem Zweck können alle Programmteile im Rahmen eines *source code management* Programmes (CMZ) kopiert und für eigene Zwecke benutzt werden. Für die vor-

¹Beispielsweise kann man defekte Drähte der Driftkammern in der Datenbank markieren, so daß sie in jeder Simulation berücksichtigt werden.

liegende Arbeit wurde beispielsweise das DC- $R\phi$ -Trigger-Simulationsprogramm kopiert und modifiziert. Verbesserte und korrigierte Programme werden von *Librarians* in den allgemeine zugänglichen Programmbibliotheken installiert.

Der Datenaustausch zwischen allen Modulen geschieht durch das *dynamic memory management* System BOS 77. Alle Daten werden ausschließlich in BOS-Bänken eingegeben (*steering*) und ausgetauscht. Der kurze Name einer solchen Bank gibt Aufschluß über Herkunft und Bedeutung der enthaltenen Daten. Abgespeichert werden diese Daten durch das FPACK-System, welches effizient in Zeit- und Speicherbedarf arbeitet.

Grafikprogramme zur Darstellung, wie in Abbildung 3.1 durch das Programm *H1 Event Display*, und Analyse sind im *graphic kernal system* programmiert. Für H1 gibt es ein spezielles Grafikpaket (LOOK), welches den Umgang mit H1-Daten in einer Grafikumgebung erleichtert.

Durch die Vereinbarung dieser gemeinsamen Standards kann man sich die verschiedensten Detektor- und Ereignissimulationen auch als zentrales und sehr effektives Kommunikationsmittel zwischen den Arbeitsgruppen vorstellen.

4.2 Der Z-Kammer-Trigger

Für die Simulationen wurden drei verschiedene Klassen von Physikereignissen ausgewählt, welche auch später im Experiment mit Hilfe des Triggers erkannt werden sollten. Der wichtigste Maßstab für den Z-Kammer-Trigger ist jedoch die Reaktion $ep \rightarrow c\bar{c} X$ mit dem weitaus größten Wirkungsquerschnitt σ .

- "Physikereignisse": (geschätzte Wirkungsquerschnitte σ [HERA91])
 - $ep \rightarrow b\bar{b} X$: HERA02.PYTHIA56.NC.BBBAR.G001.H1SIM001 ... 2 (6nb)
 - $ep \rightarrow c\bar{c} X$: HERA02.PYTHIA56.CCBAR.H1SIM001 ... 5 (700nb)
 - $ep \rightarrow J/\psi X$: F36HJU.EPJPSI20.IPRO1...30.ELMU.PB10.SIMOUT (10 - 20nb)

Für beide Untergrundsimulationen ging man aus von etwa $2 \cdot 10^{13}$ Protonen, welche sich mit einer Energie von $820 GeV$ durch den gesamten Ring bewegten. Für die überwiegende Zahl der Strahl-Wand-Ereignisse wurde eine Wechselwirkung mit den Quadrupolmagneten $40m$ vor dem Detektor simuliert. Die RZ-Projektion ist prädestiniert, besonders die Strahl-Wand-Ereignisse erkennen zu lassen. Daher ist diese Art von Untergrundereignissen zunächst für den Z-Kammer-Trigger relevant. Die Raten für die Strahl-Gas-Ereignisse werden immer mit angegeben, aber erst durch die Verknüpfung mit dem $R\phi$ -Trigger wird ihre Unterdrückung durch einen kombinierten Trigger explizit untersucht. Die Untergrundrate für Strahl-Gas-Ereignisse wurde in den Simulationen für ein Vakuum mit einem Druck von $3 \cdot 10^{-9} Torr$ und ein Restgas aus 50% H_2 und 50% O_2 berechnet.

- beamwall:
 - HERA02.MAR.QSIRON.OUTPUT01.H1SIM001 ... 6 (10 Hz)
 - HERA02.BEAMWALL.MODB.BEAMLINE.H1SIM001 ... 8 (9 Hz)
- beamgas :
 - HERA02.BEAMLINE.MODC.RUN01.PART01.H1SIM001 ... 6 (3 Hz)
 - F21MAR.BEAMGAS.H1SIM.S01 ... 2 (3 Hz)

Der Z-Kammer-Trigger wurde von H.J. Behrend konzipiert [Beh90] und zunächst in Fortran programmiert. Für die vorliegende Arbeit wurde das Programm kopiert und modifiziert. Als Eingabe dienen die BOS-Bänke CRYE und CRZE, die für alle monte carlo Ereignisse angeben, welche Drähte von CIZ und COZ, nach welcher Zeitspanne voraussichtlich ein Signal abgeben würden (*detector response*). Die Bänke GVX, CRYT, CRZT (*detector geometric*) mit den Informationen über die Durchstoßpunkte und den Ursprung der Teilchen, konnten lediglich als Kontrollinformationen dienen, da diese Daten keiner Detektorinformation entsprechen. In Tabelle 4.1 sind alle Parameter für die Simulationen des Z-Kammer-Triggers aufgeführt.

beide Kammern:	
Kammereffizienzen	100 %
Driftgeschwindigkeiten	50 $\mu\text{m/ns}$
CPU Zeit pro Ereignis	ca. 2 bis 3 Sekunden
<hr/>	
Primärlogik:	
sampling Rate	20.8 MHz
CIZ	3 von 4 Drähten für ein Spursegment verlangt
Maskensatz	F36HJB.ZETMASK.ORDCIZ.VBS.JUN21
COZ	4 von 4 Drähten für ein Spursegment verlangt
Maskensatz	F36HJB.COZELIM.REF3.JUN92.VBS.ALL
Auflösung CIZ und COZ	2.4 mm
<hr/>	
Sekundärlogik:	
sampling Rate	10.4 MHz
Maskensatz	H1KBEI.COZ.CIZ.PROP.VERTEX
Auflösung des Histogrammes	5.2 mm

Tabelle 4.1: Einstellungen des Z-Kammer-Triggers für alle Simulationen.

Ein Teil der Arbeit bestand in der Erstellung neuer Sekundärmasken, welche sich aus der digitalisierten Driftzeit eines *Referenzdrahtes* beider Kammern und eines Histogrammbins für jede mögliche Teilchenspür zusammensetzen (s. Abb. Seite 33). Ursprünglich war für alle Zellen geplant, den Draht mit der größtmöglichen Driftzeit für die jeweilige Spur als Referenz zu benutzen. Bei Testmessungen der äußeren Driftkammern COZ hatte man jedoch festgestellt, daß das Feld besonders in den äußeren Bereichen große Inhomogenitäten aufweist. Daher wurde beschlossen in der äußeren Kammer, für alle Spuren Draht Nummer 3 als Referenzdraht zu benutzen. Für die Erstellung der Masken (Kap.3.4.5) wurde der Inline Generator (INLGEN) von H1SIM benutzt, um einzelne Myonenspuren durch den Detektor zu simulieren und Driftzeiten der Sekundärteilchen für alle angesprochenen Drähte zu erhalten.

4.2.1 Das σ_{hard} -Kriterium

In der Z-Kammer-Triggerelektronik wird das Z-Vertex-Histogramm für jede Kollisionsperiode bestimmt. Das Histogramm eines Ereignisses wird aber erst dann vollständig aufgebaut, wenn alle Ionisationsteilchen die Drähte erreicht haben, und alle Signale in den Schieberegistern vorliegen. In den Simulationen wurde für jedes Ereignis genau dieses vollständig aufgebaute Histogramm und die "Hardware Signifikanz" σ_{hard} berechnet. Abbildung 4.2 zeigt die Signifikanzverteilung für Physik- und Strahl-Wand-Ereignisse mit $\sigma_{hard} > 1.3$. Strahl-Wand-Ereignisse täuschen meistens durch zufällige Koinzidenzen Spursegmente vor und haben daher gleichmäßig verteilte Histogrammeinträge zur Folge. Daher ergeben sich nur selten Maxima

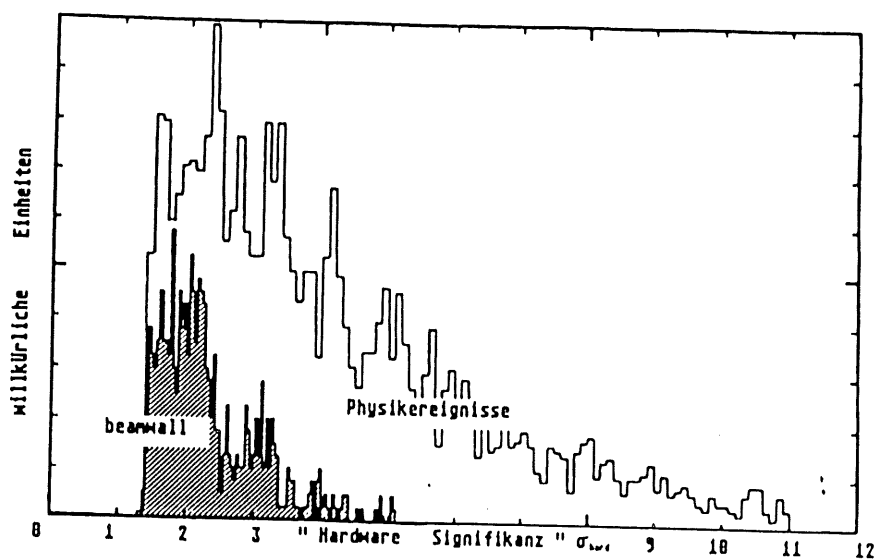


Abbildung 4.2: Hardware Signifikanz Verteilung für Physik- und Strahl-Wand- (beamwall) Ereignisse mit $\sigma \geq 1.3$. Nur wenige Strahl-Wand-Ereignisse (schraffiert) erreichen $\sigma_{hard} \geq 4$.

mit $\sigma > 4$. Physikereignisse weisen dagegen viele Einträge im Ursprung des Ereignisses auf und nur wenige (falsche) Nebeneinträge. Dadurch erreichen sie signifikantere Spitzenwerte im Histogramm.

Ereignisklasse	Ereigniszahl	σ_{max}	max. möglich	$\sigma_{hard} > 1.3$	Z-Vertex-Trigger
$c\bar{c}$	2000	12.5	78 %	52 %	50 %
J/Ψ	2100	14.6	80 %	45 %	48 %
$b\bar{b}$	1500	18.0	95 %	74 %	72 %
beamwall	90000	10.0	×	2500 Hz	18000 Hz
beamgas	50000	6.3	×	960 Hz	13500 Hz

Tabelle 4.2: Triggerbedingung $\sigma_{hard} > 1.3$. Es werden 52% der $c\bar{c}$ -Ereignisse erkannt und die Strahl-Wand-Rate liegt bei 2500 Hz. Zum Vergleich sind die Triggerraten des Z-Vertex-Triggers angegeben, bei dem die Physikererkennung etwa gleich groß ist, die Untergrundunterdrückung aber signifikant schlechter.

Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse für alle betrachteten Klassen: Die Spalte "max. möglich" gibt die bestmögliche Erkennungsrate für den Trigger an. Dazu wurde vor jedem Programmaufruf geprüft, ob die Teilchen eines Ereignisses überhaupt *beide* Z-Kammern passiert haben². Bei den $c\bar{c}$ -Ereignissen gehen beispielsweise mehr Teilchen als bei $b\bar{b}$ in den Vorwärtsbereich des Detektors für die Kammern CIZ und COZ verloren. Bei Untergrundraten ist die höchst mögliche Erkennungsrate sehr viel geringer. Diese Ereignisse wurden in einem Bereich 40 bis

²In einer CPU Zeit von 75 Minuten konnten für jede Ereignisklasse der Z-Kammer-Trigger für etwa 1500 relevante Ereignisse simuliert werden.

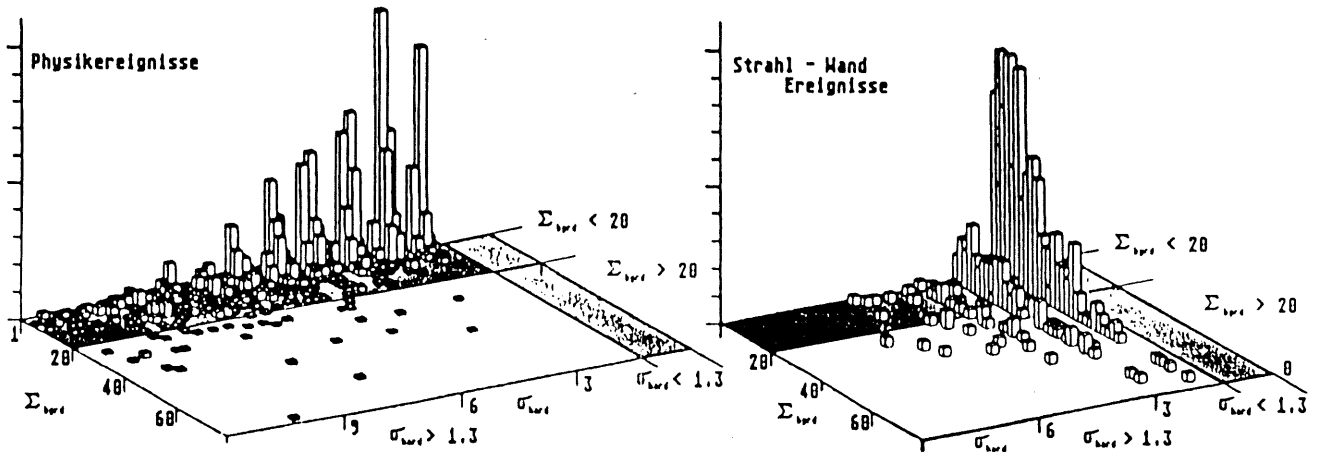


Abbildung 4.3: Hardware Signifikanz gegen upstream background Alle Physik- und Strahl-Wand-Ereignisse sind durch eine Koordinate in der $\sigma - \Sigma$ Ebene charakterisiert. Es sind die beiden Triggerbedingungen $\sigma \geq 1.3$ und $\Sigma \leq 20$ schattiert eingezeichnet.

100 Meter vor dem Detektor simuliert, so daß die Teilchen nicht immer bis in den Detektor vordringen. Für diese Ereignisklasse hat diese Angabe keinen praktischen Wert. Durch Multiplikationsfaktoren, die für alle Hintergrundereignisse angegeben werden, ist es möglich die gemessene Rate, auf die daraus geschätzten Werte der Ereignisse pro Sekunde (Hertz) umzurechnen.

Die größte erreichte Signifikanz σ_{max} ist charakteristisch für eine Klasse. Die Signifikanzwerte steigen praktisch proportional zu der Anzahl der Histogrammeinträge. Von den Physikereignissen haben $b\bar{b}$ -Reaktionen, von den Untergrundereignissen haben in der Regel die Strahl-Wand-Kollisionen die höchste Multiplizität. Die niedrigeren Signifikanzwerte bei den Untergrundereignissen deuten auch auf eine Gleichverteilung der Einträge über das Histogramm hin.

Für die *performance* bzw. Qualität eines Triggers ist das Verhältnis einer hohen Erkennungsquote der relevanten Physikereignisse zu einer möglichst guten Unterdrückung des Untergrundes bei gleichen Triggerbedingungen maßgeblich. Hier wurde $\sigma_{\text{hard}} > 1.3$ als Bedingung gewählt.

4.2.2 Das Σ_{bgnd} -Kriterium

Bei der Bestimmung der Signifikanz unterscheiden sich Z-Kammer- und Z-Vertex-Trigger lediglich in ihrer Auflösung. Tabelle 4.2 zeigt, daß die Erkennung der Physikereignisse nahezu gleich groß, die Untergrundunterdrückung des Z-Kammer-Triggers alleine durch das σ_{hard} -Kriterium schon um etwa eine Größenordnung besser ist. Durch die Bedingung $\sigma_{\text{hard}} > 4$ ließe sich der Untergrund zwar vollends unterdrücken, aber die Erkennung der Physikereignisse wäre einfach zu gering. Das wird aus Abbildung 4.2 deutlich.

Zusätzlich zu σ_{hard} wird beim Z-Kammer-Trigger aber noch eine weitere Größe bestimmt. Die Spursegmente aus der Protonenrichtung durch die einzelnen Kammern werden für die drei Maskenarten, welche schon auf Seite 33 beschrieben wurden, getrennt gezählt. Für das auf Seite 19 abgebildete Strahl-Wand-Ereignis, wurden in den äußeren Kammern drei Wander-, eine sense crossing- und dreizehn boundary Masken, und für die inneren Kammern entsprechend 1, 0 und 18 aus Protonenrichtung gezählt. Insgesamt ergibt sich die Gesamtsumme der *upstream*

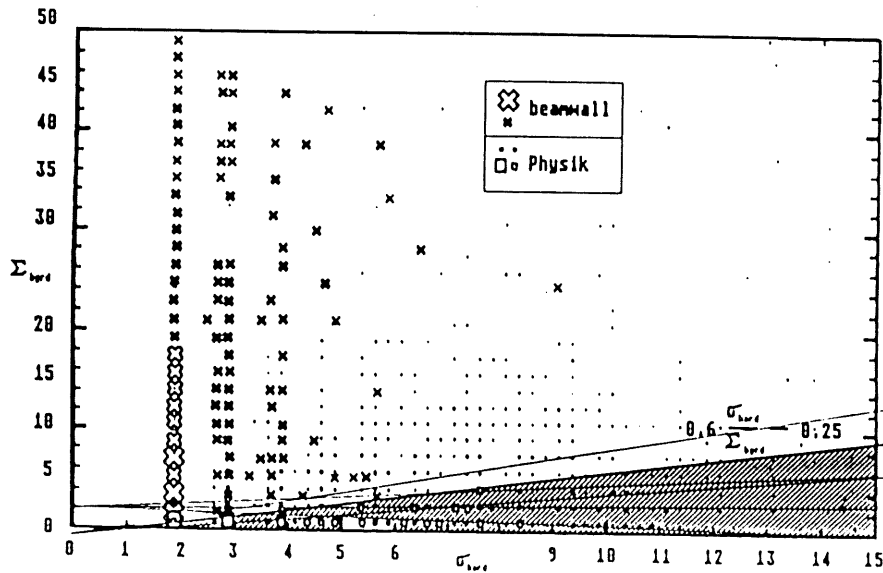


Abbildung 4.4: Trennung von Physik und Untergrund durch eine Gerade. Die eingezeichnete Geraden stellen die iterativen Verschiebungen durch die Simulation dar. Für die angegebene Geradengleichung als Triggerbedingung, werden alle Ereignisse im schattierten Bereich von dem Trigger akzeptiert.

background tracks von $\Sigma_{bgrd} = 3 + 1 + 13 + 1 + 0 + 18 = 36$ und die Signifikanz $\sigma_{hard} = 2.7$. Durch diese beiden Größen charakterisiert der Z-Kammer-Trigger jedes Ereignis. Alle Triggerbedingungen und -entscheidungen beziehen sich auf einen oder beide dieser Werte. Für das $b\bar{b}$ -Ereignis auf Seite 49 ergeben sich die Werte $\sigma_{hard} = 5.5$ und $\Sigma_{bgrd} = 9$. Obwohl es sich hier um ein idealisiertes (monte carlo) Ereignis handelt, läßt es sich nicht vermeiden, daß Untergrundspuren durch zufällige Koinzidenzen vorgetäuscht werden (d.h. $\Sigma_{bgrd} \neq 0$).

In Abbildung 4.3 sind für alle Physik-, sowie für die Strahl-Wand-Ereignisse σ_{hard} gegen Σ_{bgrd} aufgetragen. Man erkennt, daß sich die Untergrundereignisse durch wesentlich mehr Untergrundspuren Σ_{bgrd} auszeichnen. Die Raten für die eingezeichneten Triggerbedingungen $\sigma_{hard} > 1.3$ UND $\Sigma_{bgrd} < 20$ stehen in Tabelle 4.3.

4.2.3 Das Verhältnis $\sigma_{hard}/\Sigma_{bgrd}$

Durch die Summe der Untergrundspuren Σ_{bgrd} gewinnt man eine Bezugsgröße für die Signifikanz σ_{hard} . Für die beiden oben erwähnten Ereignisse, ergibt sich für das Physikereignis das Verhältnis $\frac{\sigma_{hard}}{\Sigma_{bgrd}} = \frac{5.5}{9} \approx 0.6$ und für das Strahl-Wand-Ereignis $\frac{2.7}{36} \approx 0.07$. Anhand beider Werte lassen sich die Ereignisse noch deutlicher unterscheiden als alleine durch die Signifikanz.

In der $\sigma - \Sigma$ Ebene entspricht das Verhältnis $\frac{\sigma}{\Sigma} + const$ einer Geraden, welche die Ebene in zwei Teile spaltet. Es wurde zunächst untersucht, wie gut man durch eine Geradengleichung als Triggerbedingung, auch *cut* genannt, die Trennung zwischen Physik und Untergrund weiterhin verbessern könnte. Hierzu wurde ein Simulationsprogramm geschrieben, welches für jede Gerade, wie in Abbildung 4.4 skizziert, die Trennung von Physik und Untergrund für die betrachteten Ereignisse berechnet. Iterativ wird diese Gerade über die ge-

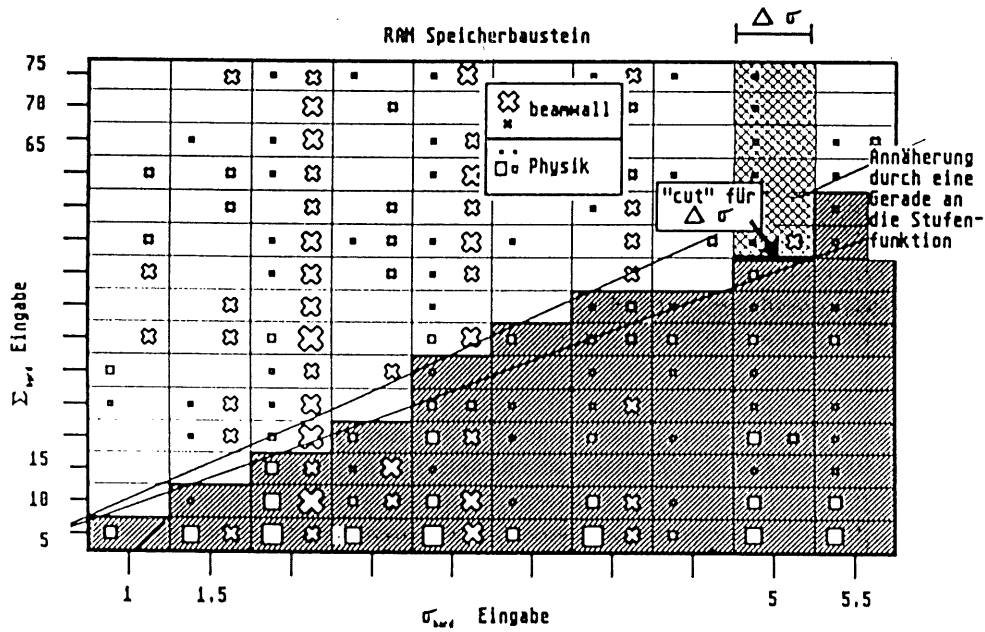


Abbildung 4.5: Mögliche Realisation des Triggercuts. Die Werte von Σ und σ werden ihren Beträgen entsprechend in die Matrix eines Speicherbausteines eingegeben. Nur die Felder im schattierten Bereich erzeugen ein positives Signal am Triggerausgang. Die Zeichen deuten die Häufigkeit der betrachteten Ereignisse durch ihre Größe an.

samte Ebene verschoben, bis die bestmögliche Trennung gefunden ist. Für die Vorgaben *Physikrate* $> 38\%$ und *Strahl - Wand - Rate* $< 200\text{ Hz}$ wurde die optimale Triggerbedingung $\Sigma_{\text{byrd}} < 0.6 \cdot \sigma_{\text{hard}} - 0.25$ bestimmt. Die Triggerraten dazu sind auch in Tabelle 4.3 angegeben. Bei einer gewünschten Physikerkennungsrate um 50 % könnte man die Rate der Strahl-Wand-Ereignisse dagegen nur bis etwa 300 Hz unterdrücken.

Im folgenden wurde eine mögliche Realisation des Triggercuts mit Hilfe eines RAM³-Speicherbausteines untersucht. Das ist in Abbildung 4.5 symbolisch dargestellt. Die σ - und Σ -Werte jedes Ereignisses werden getrennt eingegeben, um so ein Feld der Speichermatrix zu bestimmen. Jedes Feld kann bei der Einstellung des Triggers wahlweise mit dem Triggerausgang verbunden werden und schließlich das externe Triggersignal erzeugen.

Um dieser Realisation in dem Simulationsprogramm gerecht zu werden, wurde es diesen Gegebenheiten angepaßt. Für ein beliebig wählbares $\Delta\sigma$ - in Abbildung 4.5 schraffiert eingezeichnet - konnte der cut für eine vorgegebene Physikrate und die dazugehörigen Untergrundraten berechnet werden. Auf diese Weise erhält man für eine vorgegebene Physikrate die optimale Stufenfunktion, die beliebig von einer Geraden als Triggerbedingung abweichen kann. Allerdings wäre die Optimierung durch eine solche Stufenfunktion zu spezifisch für die betrachteten Ereignisse und die eingestellten Triggerparameter. Daher wurde im folgenden Kapitel ein weiterer Weg der Optimierung untersucht.

³Random Access Memory

4.2.4 Die Gewichtung von Σ_{bgrd}

Bisher wurde Σ_{bgrd} durch Summation aller Untergrundspuren beider Kammern gebildet, und es wäre nicht notwendig gewesen sie getrennt zu zählen. Mit Hilfe von Spannungsteilern und regelbaren Widerständen können die analog summierten Hintergrundmasken aber auch getrennt gewichtet werden. Die Summe der Hintergrundmasken Σ_{bgrd} setzt sich gemäß der Gleichung

$$\Sigma_{bgrd} = \sum_{i=1}^6 g_i \cdot (Maskenart)_{Kammer} = \underbrace{g_1 \cdot wa_i + g_2 \cdot sc_i + g_3 \cdot bo_i}_{CIZ} + \underbrace{g_4 \cdot wa_o + g_5 \cdot sc_o + g_6 \cdot bo_o}_{COZ}$$

zusammen. wa , sc und bo stehen für die drei verschiedenen Maskenarten, die auf Seite 33 bereits erklärt wurden, und g_i sind die verschiedenen Gewichte.

Durch die Aufgliederung in insgesamt sechs verschiedene Spurarten gewinnt man zusätzlich nützliche Informationen. Da die äußeren Kammern weniger von unerwünschter Strahlung betroffen sein werden, könnte man ihnen ein größeres Gewicht und damit eine größere Bedeutung bei der Triggerentscheidung zuordnen. Auch die Trennung der Spuren innerhalb einer Kammer erscheint sinnvoll, da sie auf verschiedene Weisen zustande kommen, und damit auch verschiedene Aussagekraft haben.

Ereignisklasse	$(\sigma > 1.3) \&$			
	$(\Sigma < 20)$	$(\Sigma < .6\sigma - .25)$	$(\Sigma_{gew} < 7.8\sigma - 15.2)$	$(\& \text{No ToF})$
$c\bar{c}$	50 %	37 %	37.4 %	×
J/Ψ	44 %	37 %	34.4 %	×
$b\bar{b}$	64 %	49 %	60.6 %	×
beamwall	1010 Hz	118 Hz	101 Hz	36 Hz
beamgas	670 Hz	300 Hz	174 Hz	48 Hz

Tabelle 4.3: Die Triggerraten des Z-Kammer-Triggers. Mit steigenden Anforderungen des Triggers (v.l.n.r.) gehen zwangsläufig Physikereignisse verloren. Dafür kann die Untergrundunterdrückung jeweils um etwa eine Größenordnung verbessert werden. Σ_{gew} ist die gewichtete Summe der Untergrundspuren mit den Gewichten 5 : 6 : 3 : 1 : 21 : 1. Mit dem ToF-Veto-Signal erreicht der Z-Kammer-Trigger schließlich eine $c\bar{c}$ -Erkennung von 37.4%, bei einer Strahl-Wand-Rate von 36 Hz.

Es sollte nun untersucht werden, wie man durch die Bestimmung eines geeigneten Gewichtsverhältnisses die Triggerqualität noch weiter steigern könnte. Da jedoch, beispielsweise durch verschiedene Häufigkeiten der Maskenarten, in der verdrahteten Elektronik schon viele versteckte Parameter impliziert sind, ist es erforderlich, die Gewichte durch empirische Simulationen zu ermitteln. Ziel der Simulationen war es durch Variation der Verhältnisse $g_1 : g_2 : g_3 : g_4 : g_5 : g_6$ zueinander, praktisch die Σ -Koordinate jedes Ereignisses so zu verschieben, daß insgesamt die Trennung von Physik und Untergrund deutlicher werden würde. Dabei sollten die Maskenarten, deren Summe sich bei Physik- und Untergrundereignissen signifikant unterscheidet, am höchsten gewichtet werden.

Das Simulationsprogramm wurde nun dahingehend erweitert, daß für alle Ereignisse die Σ -Werte für verschiedene Gewichte g_i berechnet werden konnten. Dann wurde der jeweils optimale Stufenverlauf (wie Abb. 4.5) für eine vorgegebene Physikquote bestimmt und die dazugehörigen Untergrundraten für jede Gewichtskombination verglichen. Da zehn verschiedene Größen aller sechs Gewichte schon 10^6 Möglichkeiten erlauben, wurde das Verfahren durch einfache Rechenoperationen beschleunigt⁴. Für die betrachteten Ereignisse und die angegebenen Triggerparameter wurden die Gewichtsverhältnisse 5 : 6 : 3 : 2 : 21 : 1 mit dem besten Trennungverhalten ermittelt. Um die Ergebnisse jedoch nicht zu speziell erscheinen zu lassen, wurden die Triggerraten in Tabelle 4.3 für eine approximierte Gerade angegeben. Sie stellt eine Annäherung an die Stufenfunktion dar, wie es in Abbildung 4.5 skizziert ist.

Abschließend wurde noch für jedes Untergrundereignis geprüft, ob das ToF-Veto-Signal der Szintillatorwand vor dem Detektor vorlag. Bei den monte carlo Physikereignissen erscheint grundsätzlich *kein* solches Signal. Mit der Triggerbedingung ($\Sigma < 7.8\sigma - 15.2$ & NoToF Veto) ergaben sich schließlich die externen Triggerraten des Z-Kammer-Trigger einer $c\bar{c}$ -Erkennung von 37.4% bei etwa 36 Strahl-Wand-Ereignissen pro Sekunde. In der Simulation entspricht das sechs von 90.000 Ereignissen⁵! Eine weitere Optimierung der betrachteten Menge wäre daher nicht mehr allgemeingültig. In der graphischen Darstellung (Ereignis 844 auf Seite 51) war zu erkennen, daß diese sechs Ereignisse innerhalb der Vertexregion des Detektors entstanden waren und daher auch eigentlich nicht zu den typischen zu erkennenden Ereignissen des Z-Kammer-Trigger gehörten. Im folgenden wird daher untersucht, inwieweit man den Trigger durch interne Verknüpfung mit anderen Triggern noch verbessern oder auch sensibel auf Stahl-Gas-Untergrund machen könnte.

4.3 Weitere Triggerkombinationen

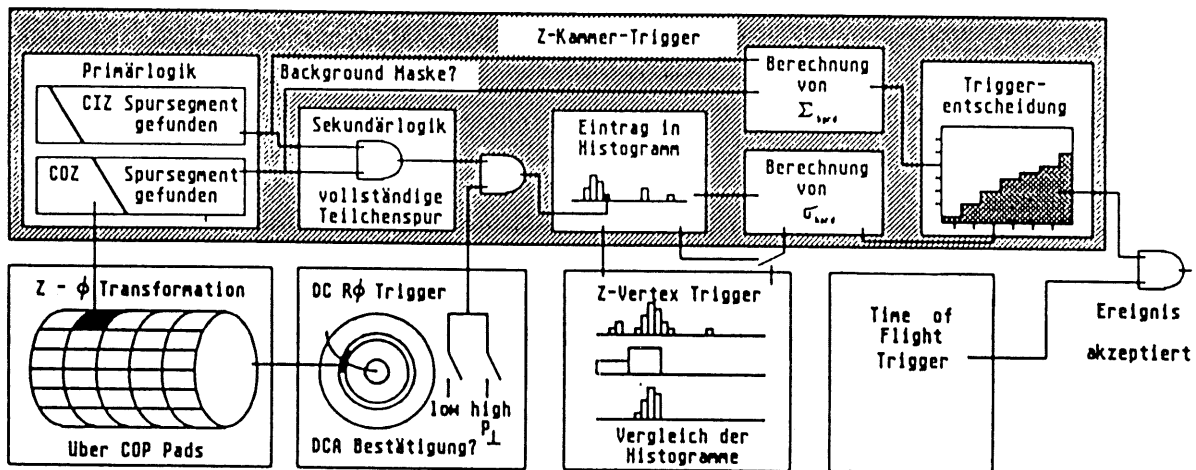


Abbildung 4.6: Interne Triggerverknüpfungen. Im schattierten Bereich sind die einzelnen Verarbeitungsstufen des Z-Kammer-Triggers skizziert. Darunter sind die anderen Trigger des Central Tracker und ihre Verknüpfungspunkte eingezeichnet.

Im vorherigen Kapitel wurde ausschließlich die Entwicklung des Z-Kammer-Triggers skiz-

⁴z.B.: aus $(g_1 : g_2)$ und $(g_1 : g_3)$ folgt $(g_2 : g_3)$

⁵Eventnummern: 241 - 844 (s.Abb.4.9) - 6935 - 41883 - 44269 - 51916

ziert. Lediglich am Ende wurde das Signal des Time of Flight Triggers hinzugenommen. Nun sollte verglichen werden, inwieweit eine *interne Verknüpfung* mit anderen Triggern des Central Trackers den Z-Kammer-Trigger verbessern würde. Diese Überlegung bietet sich an, da man diese Optimierung durch die Nutzung schon vorhandener Informationen erreichen könnte. Durch Hinzunahme des Z-Vertex-Triggers bzw. des DC $R\phi$ -Triggers wurde nur das Z-Vertex-Histogramm und damit dessen Signifikanz verändert. Die Summe der Hintergrundspuren, welche nur beim Z-Kammer-Trigger ermittelt wird, bleibt dagegen unverändert. Die Verbesserung des Z-Kammer-Triggers wurde daher nur anhand des Kriteriums $\sigma_{hard} > 1.3$ gemessen. Auf diese Weise erreicht man durch eine größere Zahl von Ereignissen auch eine bessere statistische Erhebung. Die angegebenen Raten sind daher reine Vergleichswerte der Triggerkombinationen untereinander und noch nicht die optimalen Raten des Z-Kammer-Triggers! Insbesondere wurden auch die sechs verbleibenden Strahl-Wand-Ereignisse des Z-Kammer-Triggers beobachtet.

4.3.1 Verknüpfung der Z-Vertex-Histogramme

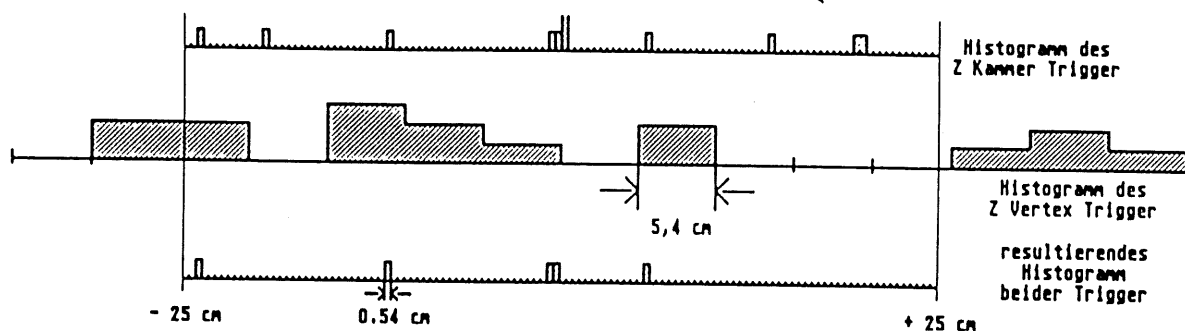


Abbildung 4.7: Verknüpfung der Histogramme des Z-Kammer- und des Z-Vertex-Triggers. Die Histogramme sind durch zufällige Koinzidenzen entstanden. Wurde im Histogramm des Z-Vertex Triggers keine Einträge vorgenommen, so werden die Einträge im Histogramm des Z-Kammer-Trigger in den entsprechenden Bereichen entfernt. Dadurch kann ein zufälliges Maximum eliminiert werden und es wird keine Signifikanz berechnet.

Es wurde bereits erwähnt, daß das Z-Vertex-Histogramm des Z-Kammer-Trigger auf gleiche Weise, aber mit größerer Auflösung entsteht. Die Histogramme auf Seite 35 haben gezeigt, daß sich schon bei nur ein oder zwei Spuren geladener Teilchen falsche Einträge weit entfernt vom tatsächlichen Ursprung nicht vermeiden lassen. Zwischen den äußeren und inneren Proportionalkammerpads gibt es nur etwa so viele Kombinationsmöglichkeiten, wie zwischen den Schieberegisterbits von nur zwei Driftkammerhalbzellen. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß die Fehlerquelle durch falsche Verknüpfungen bei dem Z-Vertex-Trigger geringer sein würde.

Abbildung 4.7 zeigt, wie in den Simulationen die beiden Histogramme zu einem resultierenden verbunden werden. Man kann davon ausgehen, daß bei den Physikereignissen das Maximum unverändert bleibt, wohingegen die Zahl der (falschen) Nebeneinträge kleiner wird. Dies hat eine Vergrößerung der Signifikanz zur Folge. Bei gleichmäßig und zufällig verteilten Einträgen von Untergründereignissen, werden diese vermindert, so daß oft gar kein Maximum mehr gefunden werden kann. Die Triggerraten in Tabelle 4.4 bestätigen das. Es sind die Raten der beiden unabhängigen Trigger, sowie die der inneren und äußeren Verknüpfung angegeben.

Die *externe Verknüpfung* bezieht sich ausschließlich auf die JA/NEIN Entscheidungen der beiden Trigger. Die Verbesserung vom unabhängigen zu den gemeinsamen Triggern ist 2500 zu 2300 für die externe, und 2500 zu 2100 Hertz für die interne Verknüpfung für Strahl-Wand-Untergrund bei einem geringen Verlust von Physikereignissen. Von den sechs verbliebenen Ereignissen des Z-Kammer-Triggers (s. Fußnote auf Seite 47) konnte durch diese Methode ein weiteres ausgeschlossen werden.

Trigger	$c\bar{c}$	J/Ψ	$b\bar{b}$	beamwall	beamgas (No ToF)	
ZKT	52 %	45 %	75 %	2500	(160)	960 (200) Hz
ZVTX	50 %	48 %	72 %	18000	(440)	13500 (900) Hz
ZKT \wedge ZVTX	50 %	42 %	73 %	2300	(160)	700 (100) Hz
ZKTMWP	50 %	43 %	74 %	2100	(110)	678 (60) Hz

Tabelle 4.4: Verknüpfungen mit dem Z-Vertex Trigger. *Triggerraten der unabhängigen Z-Kammer- (ZKT) und Z-Vertex-Trigger (ZVTX), sowie der internen (ZKTMWP) und externen (ZKT \wedge ZVTX2) Verknüpfung.*

4.3.2 Ein R- ϕ -Z-Trigger

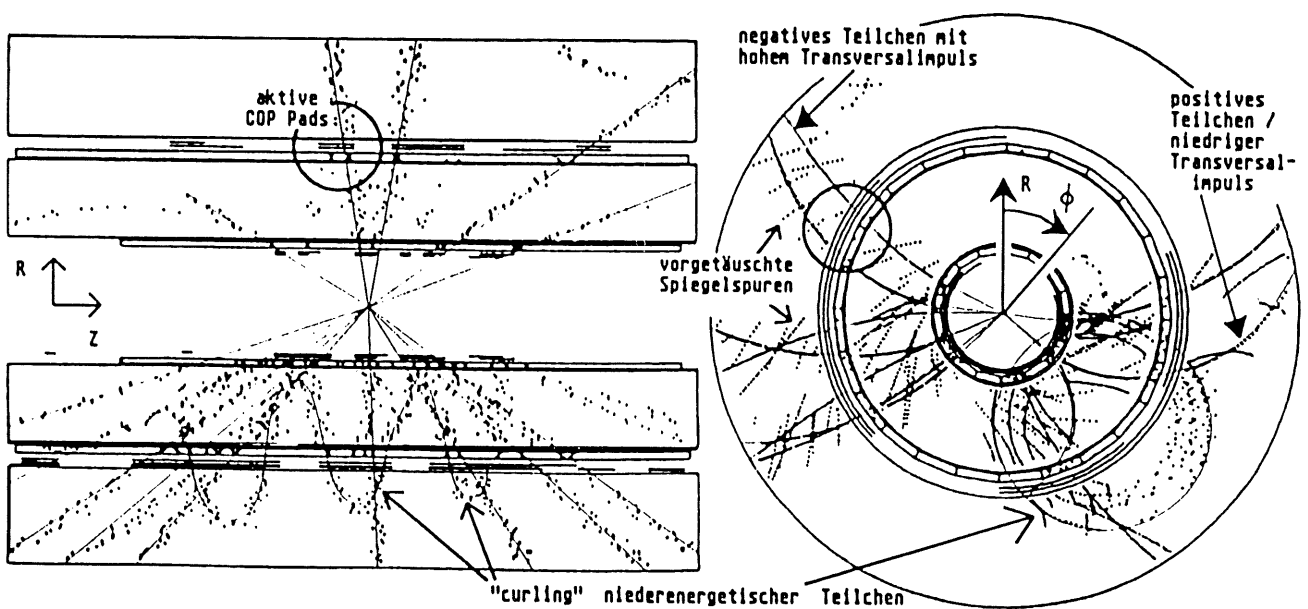


Abbildung 4.8: Ein $b\bar{b}$ Ereignis in RZ und $R\phi$ Ansicht. Die einzelnen Punkte repräsentieren die Detektorsignale. Die darüber gezeichneten Spuren zeigen das simulierte monte carlo Ereignis. Niederenergetische Teilchen hinterlassen Kreise bzw. in RZ-Ansicht Sinuskurven.

Strahl-Wand-, sowie Strahl-Gas-Kollisionen, die in der Vertexregion stattfinden, können in der Regel vom Z-Kammer-Trigger gar nicht als solche erkannt werden. In Verbindung mit der *distance of closest approach* Methode des DC- $R\phi$ -Triggers (s. Kap. 3.4.4) ließe sich die zulässige Kollisionsregion auf einen 50 cm langen Zylinder mit 3 cm Radius um die Strahlachse begrenzen. Simulationen sollten zeigen, ob die Z-Kammer-Triggerlogik anhand der zusätzlichen $R\phi$ -Information sensibler für Strahl-Gas-Ereignisse würde.

Die dreidimensionale, zylindrische Matrix der äußeren Proportionalkammern COP bietet sich als Verbindungsglied zwischen $R\phi$ - und RZ-Projektion an. Die Sekundärmasken des Z-Kammer-Trigger müßten zusätzlich zu dem Ursprung und zwei Spursegmenten auch noch angeben, welchen von 18 Ringen der äußeren Proportionalkammern ein Teilchen passiert hat. Bei dem DC- $R\phi$ -Trigger wird der Ursprung einer Spur durch die DCA-Bedingung überprüft und zwischen den beiden Spursegmenten der äußeren und inneren Kammer wird eindeutig eines von 16 COP-Segmenten in $R\phi$ -Projektion definiert.

Nachdem nun der Z-Kammer-Trigger eine vollständige Spur ermittelt hatte, wurde überprüft, ob auch in dem dazugehörigen COP-Ring ein Pad angesprochen hatte. Durch ein solches Signal war dann das entsprechende ϕ -Segment gegeben (in Abbildung 4.8 durch zwei Kreise hervorgehoben.), und es wurde (..anhand der CTN2 BOS Bank..) überprüft, ob der DC- $R\phi$ -Trigger in diesem Bereich eine gültige Spur gefunden hatte⁶. Nach dieser zweifachen Validation konnte dann ein Eintrag in das zugehörige Z-Vertex-Bin vorgenommen werden. Dies wurde zunächst als ZKTJET Trigger für alle gültigen Spuren durchgeführt. Hier konnten drei weitere der sechs verbleibenden Strahl-Wand-Ereignisse des Z-Kammer-Triggers ausgeschlossen werden, so daß damit die Strahl-Wand-Ereignisrate dieses kombinierten Triggers mit den kombinierten Triggerbedingungen des Z-Kammer-Triggers auf 18 Hertz verringert wurde! Danach wurde in einem ZKTJETL- und ZKTJETH-Trigger nur Teilchenspuren mit einem Transversalimpuls p_{\perp} unter- bzw. oberhalb von 400 MeV/c in das Z-Vertex-Histogramm eingetragen. Die Raten der verschiedenen Trigger sind in Tabelle 4.5 eingetragen. Für den unabhängigen Trigger wurden zwei verschiedene Bedingungen ausgewählt. Bei der THR0-Bedingung wurden alle Ereignisse akzeptiert, bei denen mindestens eine Spur der DCA-Bedingung genügt, bei THR1 mußten es mehr als eine Spur sein.

Trigger	$c\bar{c}$	J/Ψ	$b\bar{b}$	beamwall	beamgas	(No ToF)	
$R\phi$ THR0	60 %	71 %	72 %	11000	(97)	5600	(645) Hz
$R\phi$ THR1	34 %	33 %	65 %	4500	(48)	1150	(119) Hz
ZKT \wedge THR0	54 %	57 %	72 %	1800	(71)	650	(111) Hz
ZKT \wedge THR1	29 %	25 %	65 %	1100	(35)	395	(17) Hz
ZKTJET	45 %	42 %	72 %	1700	(68)	560	(78) Hz
ZKTJETL	42 %	26 %	67 %	1300	(68)	390	(66) Hz
ZKTJETH	32 %	39 %	66 %	1400	(11)	430	(25) Hz

Tabelle 4.5: Verknüpfungen mit dem DC- $R\phi$ -Trigger. Bei der internen Verknüpfung erkannte der ZKTJET-Trigger 45% der $c\bar{c}$ -Ereignisse. Die Strahl-Wand-Unterdrückung wurde im Gegensatz zu dem unabhängigen Z-Kammer-Trigger von 2500 auf 1700 Hertz verbessert.

Die kleine Verbesserung zu der externen Triggerverbindung rechtfertigt keine Realisation der internen Verbindung. Eine noch exaktere $R\phi$ -Z-Transformation, als die durch die COP Pads wäre die Qt-Analyse. Diese Auslese erlaubt für jede Spur der beiden Trigger eine noch präzisere Angabe über die jeweils dritte Koordinate der Spur. Auch diese Informationen könnten zu den bestehenden Masken in Schieberegistern zugeführt werden.

⁶Hierzu hat J. Riedlberger freundlicherweise eine Leserroutine der $R\phi$ -Triggersimulation so modifiziert, daß zu jeder gefundenen Spur der Winkel ϕ mit $\approx 8^\circ$ Genauigkeit im Abstand der COP angegeben wurde.

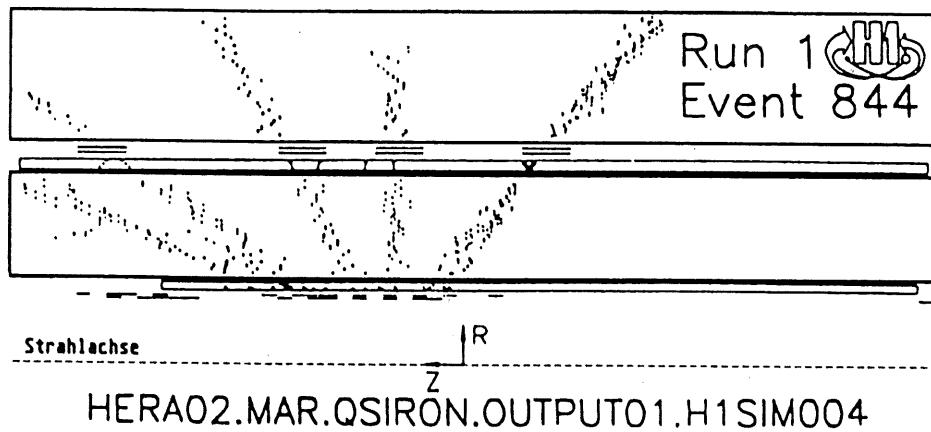
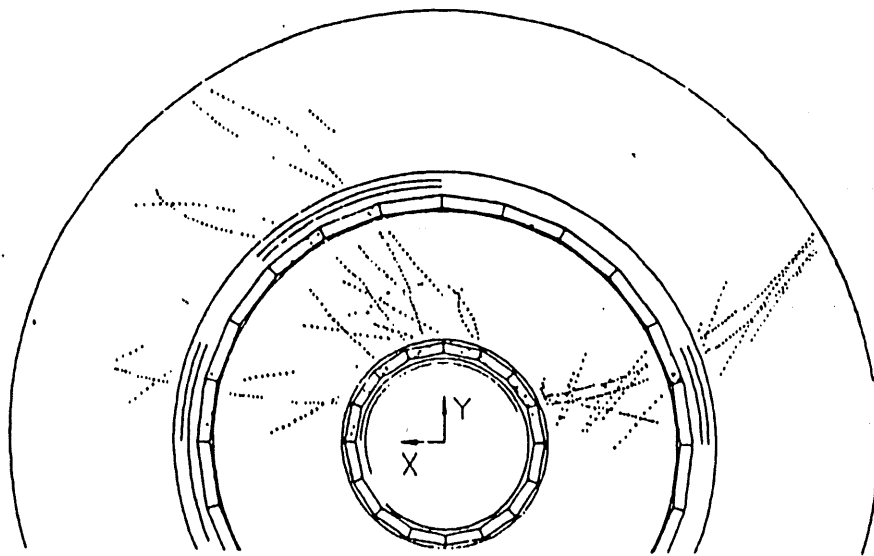


Abbildung 4.9: Eines von drei nicht erkannten Strahl-Wand-Ereignissen, von über 90.000 untersucht. An diesem Ereignis erkennt man in RZ -Projektion (oben), daß das Ereignis in einem Punkt der Vertexregion entstanden ist. Mit den Mitteln des Z -Kammer-Trigger ist es nicht von einer ep -Kollision zu unterscheiden. Auch in $R\phi$ -Projektion (unten) sieht man das sich einige Spuren auf die Strahlachse extrapolieren lassen, was auch hier eine eindeutige Identifizierung als Untergrundereignis unmöglich macht.



Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Triggerraten des Z-Kammer-Trigger unter optimalen Bedingungen (Kammereffizienz 100%, monte carlo Physikereignisse...) durch Computersimulationen abgeschätzt. Dem Z-Kammer-Trigger kommt in dem Experiment H1 die Aufgabe zu, durch schnelle Rekonstruktion des Kollisionspunktes zu entscheiden, ob die Reaktion im Vertexbereich des Detektors stattgefunden hat. Diesem Triggerkriterium kommt besonders bei Strahlwand-Untergrund und Physikereignissen niedriger Multiplizität ein hohes Gewicht im Verbund mit anderen unabhängigen Triggern zu. Als Maßstab für den Z-Kammer-Trigger wurden die Triggerraten für $c\bar{c}$ -Ereignisse im Vergleich zu der Untergrundunterdrückung von Strahlwand-Ereignissen herangezogen. Die $c\bar{c}$ -Ereignisse werden im Experiment voraussichtlich den größten Anteil der von dem Z-Kammer-Trigger zu erkennenden Physikereignisse ausmachen.

Zunächst wurden die Triggerraten des Z-Kammer- mit denen des Z-Vertex-Trigger, welcher ursprünglich für den gleichen Anwendungsbereich vorgesehen war, verglichen. Dazu wurden die Ereignisse durch beide Trigger jeweils mit einer elektronisch berechenbaren "Hardware Signifikanz" σ_{hard} klassifiziert. Während beide Trigger dadurch etwa die Hälfte der $c\bar{c}$ -Ereignisse erkennen konnten, war die Unterdrückung der Strahlwand-Ereignisse bei dem Z-Kammer-Trigger durch die etwa zehnmal größere Auflösung ($0.52cm \leftrightarrow 5.4cm$) signifikant besser ($2.5kHz \leftrightarrow 18kHz$).

Zusätzlich werden aber in der Z-Kammer-Triggerlogik auch Spuren aus der Protonenrichtung gezählt (Σ_{bgnd}). In den Simulationen wurde eine Möglichkeit untersucht die Triggerraten mit Hilfe der beiden Größen σ und Σ zu optimieren. Bei einer $c\bar{c}$ -Erkennungsquote von etwas über einem Drittel konnte die Unterdrückung von Strahlwand-Reaktionen bis auf 100 Hz, und durch Hinzunahme des ToF Veto Signals sogar bis auf 36 Hz, gesteigert werden.

Abschließend wurde noch untersucht, ob eine interne festverdrahtete Verbindung der zentralen Spurtrigger gegenüber einer externen Verknüpfung ihrer JA/NEIN-Entscheidungen eine signifikante Verbesserung bringen würde. Da aber weder der Z-Vertex-, noch der $R\phi$ -Trigger eine explizite Bestimmung von Spuren außerhalb der Vertexregion erlauben, wurde zum Vergleich der Raten das σ -Kriterium des Z-Kammer-Trigger herangezogen.

Bei gleichbleibender $c\bar{c}$ -Erkennung wurde die Strahlwand-Unterdrückung von 2.5 auf 2.3 bei einer externen, und auf $2.1kHz$ bei internen Verknüpfung mit dem Z-Vertex-Trigger verbessert. Durch die Verbindung des Z-Kammer- mit dem $R\phi$ -Trigger wurde eine Unterdrückung der Strahlwand-Reaktionen auf 1.8 bei interner und $1.7kHz$ bei einer externen Verknüpfung verbessert. Durch letztere Triggerkombination gewinnt man zusätzlich eine erhöhte Sensibilität für Strahl-Gas-Ereignisse. Ihre Rate konnte von 960 auf 650 bei der externen und auf 560 bei der internen Verdrahtung verringert werden.

Die geringfügigen Verbesserungen der "internen Triggerraten" gegenüber den externen rechteckigen nicht den Aufwand, welcher für eine direkte Verdrahtung der Trigger betrieben werden müßte. Es wurden daher keine weiteren Überlegungen über konkrete Verbindungspunkte und Entscheidungszeiten solcher Kombinationen angestellt.

Anhang

A. Der Triggeradapter

Die Drahtsignale der Z-Kammern sind die grundlegenden Informationen des Triggers. Im Rahmen der Diplomarbeit wurde eine Schaltung aufgebaut, welche die analogen Signale beider Drahtenden addiert, sie mit einer einstellbaren Schwelle vergleicht und gegebenenfalls ein digitales "JA-Signal" an die Triggerlogik weitergibt. Die Abbildung auf Seite 33 macht deutlich wie der Triggeradapter die Signale von den Drähten abgreift und der Triggerlogik zuführt.

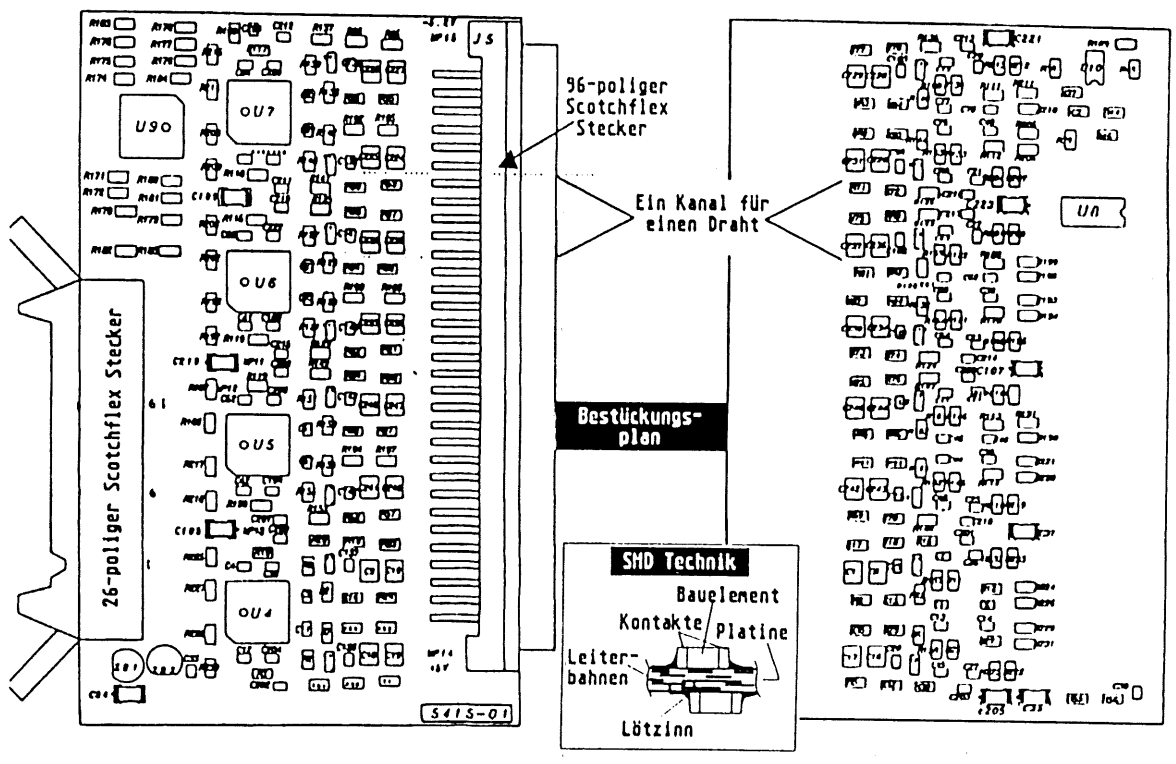
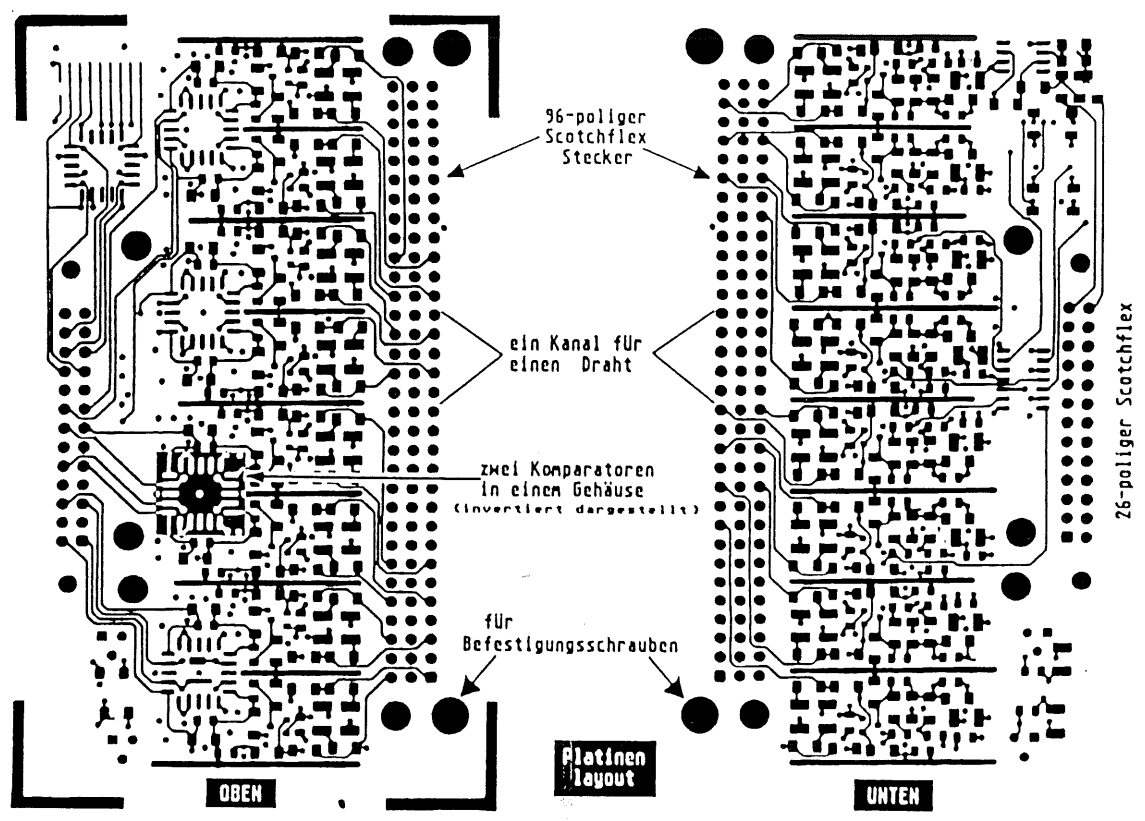
Zunächst wurden geeignete Bauteile ausgewählt, die den Anforderungen gerecht werden sollten und einzeln getestet. Danach wurde ein Triggeradapter für *einen* Driftkammerdraht auf einer Lochplatine aufgebaut und geprüft. Und schließlich wurden mit Hilfe des CAD-Systems der Firma CADNETIX acht Triggeradapter auf einer $59\text{mm} \times 102\text{mm}$ -Platine plaziert. Die Platine (s. gegenüberliegende Seite) wurde so entworfen, daß sie mit einem festverlötetem 96-poligen Scotchflex Stecker direkt in die FADC-Karten¹ eingesteckt werden können. Dort greifen sie die vorverstärkten analogen Drahtsignale der Kammern direkt ab. Die Triggersignale werden auf der anderen Seite der Platine über einen 26-poligen Scotchflex Stecker ausgegeben und durch sogenannte *twisted pair* Kabel mit der Triggerlogik verbunden. Durch diese paarweise verdrehten Leitungen, wird die Störanfälligkeit erheblich verringert. Über den kleineren Stecker können auch Testpulse an Stelle der Drahtsignale eingegeben und die Schwelle extern eingestellt werden.

Auf der nächsten Seite sind die beiden äußersten Lagen der Prototyp-Platine abgebildet. Die Bauteile werden direkt auf die Platine aufgelötet (kleines Bild). Durch diese Bestückung in SMD-Technik² konnte die Empfindlichkeit der Schaltung gegenüber der konventionellen Bauweise mit "Drahtbeinchen" um etwa das fünffache gesteigert werden. Da es sich um eine Hochfrequenzschaltung handelt, mußte sehr viel Sorgfalt bei der Platzierung der Bauteile aufgewandt werden. Auch eine gute Erdung (*ground plane*) kurze, isolierte Leiterbahnen und Filterkondensatoren sind unverzichtbar und erforderten einiges Experimentieren. Bei dem Entwurf des Prototyps wurden sogar Filterkondensatoren im Pikofarad-Bereich aus den verschiedenen Lagen der Leiterbahnen gebildet. Der Bestückungsplan macht deutlich wie eng die Bauelemente plaziert wurden, um kürzeste Leiterbahnen zu erzielen.

Auf der folgenden Doppelseite wird die Funktionsweise und der Schaltplan des Triggeradapters erläutert.

¹In den Flash Analog Digital Converters werden die Drahtkammersignale digitalisiert und stehen für eine genaue Analyse zur Verfügung. Durch die *Qt-Analyse* läßt sich anhand des Zeitunterschiedes der Winkel θ auf wenige Grad genau bestimmen.

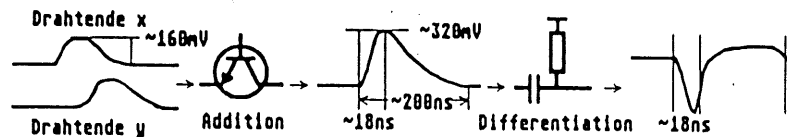
²Surface Mounted Devices



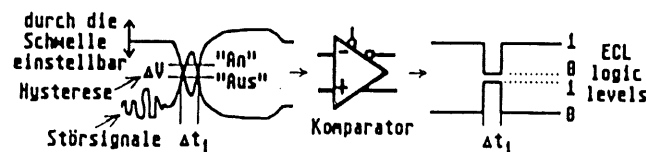
Funktionsweise des Triggeradapters

Die vorverstärkten Signale beider Drahtenden werden an den Punkten x und y , die inversen Signale bei x^* und y^* in die Schaltung eingegeben. Die beiden 100Ω Widerstände bestimmen den Eingangswiderstand von 50Ω . Für den Z-Kammer-Trigger kommt es weder auf Form, noch auf den geringen Zeitunterschied zwischen den beiden Signalen an. Daher werden die Signale der beiden Drahtenden durch die Transistoren in Basisschaltung addiert. Die Arbeitsspannung bezieht die Schaltung über den großen Stecker von der FADC-Karte. Die Zenerdioden liefern stabile Basisspannungen von 2.5 bzw. $-2.7V$ und machen dadurch die Transistoren bis zu dieser Spannung ansteuerbar. Die Basisschaltung mit hohen Eingangswiderständen gewährleistet geringe Signalbeeinflussung und eine gute -entkopplung. Die Spannungsverstärkung ist ≈ 1 .

Durch einen Pulsgenerator wurden zwei typische Drahtsignale [Gell90] erzeugt. Das typische summierte Signal erreichte eine Amplitude von $320mV$ und eine Gesamtlänge von etwa $200ns$. Diese Signale werden von RC-Gliedern mit $\tau = 15pF \cdot 330\Omega = 4,95ns$ differenziert. Für den Vergleich mit einer Schwelle sind die differenzierten Signale der Anstiegsflanke (hier ca. $18ns$) entscheidend.



Diese Signale werden in einer sehr schnellen Komparatorschaltung verglichen. Als Komparator wurde ein ECL³-Baustein gewählt. Die ECL-Logik-Familie ist sehr viel schneller als die TTL⁴-Logik und ist unempfindlicher gegen Rauschen (Anstiegszeiten $\approx 2.5ns$), da bei ihr die Transistoren nicht voll in den Sättigungsbereich angesteuert werden. Durch den $68k\Omega$ -Widerstand wird die Hysterese eingestellt, die dafür Sorge tragen soll, daß die Schaltung nicht bei kleinen Signalschwankungen oder Überlagerung von Störsignalen (Rauschen) mehrmals ein Ausgangssignal am Punkt Q erzeugt, oder daß die ganze Schaltung zu schwingen beginnt. Die Einstellung der Schwelle wird in folgender Skizze verdeutlicht.



³Emitter Coupled Logik

⁴Transistor Transistor Logic

Literaturverzeichnis

- [Beh87] [H.J. Behrend] *Hardware Triggers Using the Driftchambers of H1*,
(Internal Report DESY, H1-11/87-74, November 20, 1987)
- [Beh90] [H.J. Behrend, V. Schröder, R. Stephens] *Z-Chamber Trigger*,
(Internal Report DESY, H1-TR310-Feb. 90, February 2, 1990)
- [Dai92] [John Dainton] *Electrons and quarks under the microscope*,
(Physics World, May 1992)
- [DESY91] [DESY-PR] *DESY Expo at CERN microcosm*, September 1990
- [Eic92] [S. Eichenberger, H.P. Beck, S. Egli, K. Müller, C.A. Meyer, P. Robmann, U. Straumann, P. Truöl, M. Arpagaus, R. Bernet, R. Eichler, C. Grab, J. Riedlberger, T. Wolff] *A Fast Pipelined Trigger for H1 based on MWPC Signals*
(Internal Report DESY, H1-02/92-213, February 1992)
- [Ell90] [Edited by R.J. Ellison] *The H1 Trigger*,
(Internal Report DESY, H1-11/90-157, November 19, 1990)
- [Els93] [E. Elsen] *The H1 Trigger and Data Acquisition System*,
(Internal Report DESY, H1-01/93-262, January, 1993)
- [Gell90] [Andreas Gellrich] *Aufbau und Test eines Driftkammer-Spurtriggers für die zentralen Spurenkammern des H1-Detektors*,
(Diplomarbeit, II. Institut für Experimental Physik, Universität Hamburg)
- [Gru84] [C. Grupen] *Neuigkeiten aus der Physik der kosmischen Strahlung*,
Universität Siegen Si-84-7 (1984)
- [Hal84] [F. Halzen, A.D. Martin] *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, New York 1984
- [HERA87] [Herausgeber: DESY] *Proceedings of the HERA Workshop, Vol 1+2*,
(DESY, October 12-14, 1987)
- [HERA91] [Herausgeber: DESY] *Proceedings of the HERA Workshop, Vol 1,2,3*,
(DESY, October 29-30, 1991) ($\sigma_{b\bar{b}}$, $\sigma_{c\bar{c}}$, $\sigma_{J/\psi}$ auf den Seiten 670 und 676)
- [Jan92] [Thomas Jansen] *Triggerstudien für $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ im H1-Detektor bei HERA*,
(Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen)
- [Leo87] [Leo, W.R.] *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*,
(Springer Verlag 1987, ISBN 0-387-17386-2)

- [Mans] [Blobel, V.] *The BOS System - Dynamic Memory Management*
(Internal Report DESY, R1-88-01, January, 1988)
CMZ 1.42 A source Code Management System User's Guide & Reference Manual
[Levonian, S.] *EVLOOK 1.09 General Purpose H1 Event Display* (April, 1991)
[Blobel, V.] *FPACK 0.73 F-Package for input / output*
[Editor: Meyer, J., Authors: many] *HSIM 2.1 Software - Standards and Experience. A machine readable international Journal published by and for the H1 collaboration*
(Vol. 1 Number 3 October, 1991)
[Blobel, V.] *LOOK 2.0 - A System for H1 data analysis*
- [Per87] [Perkins, D. H.] *Introduction to High Energy Physics*,
(Addison-Wesley Publishing Company 1987, ISBN 0-201-12105-0)
- [Phy88] [Herausgeber: Particle Data Group] *PHYSICAL LETTERS B: Vol. 204 (1988) pp. 1-486, Review of Particle Properties*, (Particle Data Group, Amsterdam, 14 April 1988)
- [Rep91] [TradelT] *REPRO STUDIO junior 2.0 ST Handbuch, Digitale Reprographic und Scan Software*, (TradelT, 1991)
- [Sell91] [R. Sell] *Ein topologischer Trigger für $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ im H1-Detektor bei HERA*,
(Internal Report DESY, H1-06/91-180, 1991)
- [TPH86] *Technical Proposal for the H1 Detector*, (DESY, March 25, 1986) *Technical Progress Report - H1 Collaboration*, (DESY, Aug. 24, 1989)
- [Wol92] [T. Wolff, J. Riedlberger, M. Arpagaus, R. Bernet, R. Eichler, C. Grab, H.P. Beck, S. Egli, S. Eichenberger, K. Müller, C. Meyer, P. Robmann, U. Straumann, P. Truöl] *A Driftchamber Track Finder for the First Level Trigger of the H1 Experiment*
(Internal Report DESY, H1-02/92-213, February, 1992) (ETHZ-IMP P/92-2)
- [Won88] [Wonneberger, R.] *Kompaktführer \LaTeX* ,
(Addison-Wesley 1988, ISBN 3-89319-152-6)
- [Zim90] [Zimmermann, W.]
Input Card, Central Z-Trigger, 2. Prototype (DESY FH1T, Jul.91, unpublished)
Combination Card, Z-Trigger, 2. Prototype, (DESY FH1T, Sept.91, unpublished)

Danke

Ich danke ganz besonders meinen Eltern, die mir ein Studium ohne jeden zeitlichen oder finanziellen Druck ermöglicht haben.

Herrn Prof. Dr. V. Blobel danke ich für die Aufgabenstellung der Arbeit.

Herrn Dr. H. J. Behrend danke ich für die detaillierte Erläuterung des Z-Kammer-Trigger durch viele Gespräche und dafür, daß ich nach langer schwerer Krankheit die Arbeit wieder aufnehmen konnte.

Den Herren Prof. Dr. V. Blobel, Dr. H. J. Behrend und Dr. J. Meyer danke ich für inhaltliche Korrekturen in der "Schreibphase" der Arbeit.

Bei der Entwicklung des Triggeradapter habe ich eine sehr angenehme Atmosphäre im "Glaslabor" bei den Technikern der Gruppe FH1T erlebt. Hiermit möchte ich mich bedanken

- bei Herrn Dipl. Ing. W. Zimmermann, der die Schaltung entworfen und mir erläutert hat.
- bei den Herren Dipl. Ing. H. Klär, Dipl. Ing. D. Hammer und Dipl. Ing. W. Lange, die jederzeit ansprechbar und hilfsbereit waren.
- bei Frau I. Hildebrandt für die Eingabe der Schaltung in die CADNETIX .
- bei Herrn Dipl. Ing. T. Novak, der den Prototyp des Triggeradapters nach meiner Erkrankung weiter entwickelte.

Last but not least bedanke ich mich bei Lars, der jederzeit bereit war meine Arbeit mit Bildern umständlich zu konvertieren und auszudrucken. Und schließlich danke ich allen namentlich nicht erwähnten DESY-Mitarbeitern für das angenehme Arbeitsklima.

Erklärung

Ich versichere diese Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen selbstständig angefertigt zu haben.

Hamburg, den 24. Juni. 1993

(Kristof Beiglböck)