Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Rainer Wallny
aus Esslingen am Neckar

Juli 1996

Untersuchung des strahlinduzierten Untergrundes bei der Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung durch den H1-Detektor bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von Rainer Wallny ausgeführt am
Physikalischen Institut der Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof.Dr. Ueli Straumann

Inhaltsverzeichnis

"Mehr Aktion und weniger Analyse, das ist es, was wir brauchen, Mr. Spock!"

McCoy zu Spock, "Notlandung auf Galileo 7"

$Postitch^{TM}$ – Heftklammerapparat.

1 Einleitung

1.1 Der Speicherring HERA

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA (**H**adron-**E**lektron- **R**ing-**A**nlage, Abb. 1.1) am **D**eutschen-**E**lektronen-**S**ynchrotron (DESY) in Hamburg, der seit 1992 in Betrieb ist, ermöglicht durch die Beschleunigung von Elektronen[1] und Protonen zu hohen Energien vielfältige Untersuchungen zur Struktur der Materie.

Nach mehreren Vorbeschleunigungsstufen werden dabei in einem Ringtunnel von insgesamt 6.3 km Länge Elektronen und Protonen in getrennten Hochvakuum-Strahlführungssystemen auf

[1] Im Betriebsjahr 1995 wurde HERA mit Positronen betrieben. Da dies für die vorliegende Arbeit keine Rolle spielt, werden beide Begriffe im folgenden synonym verwendet.

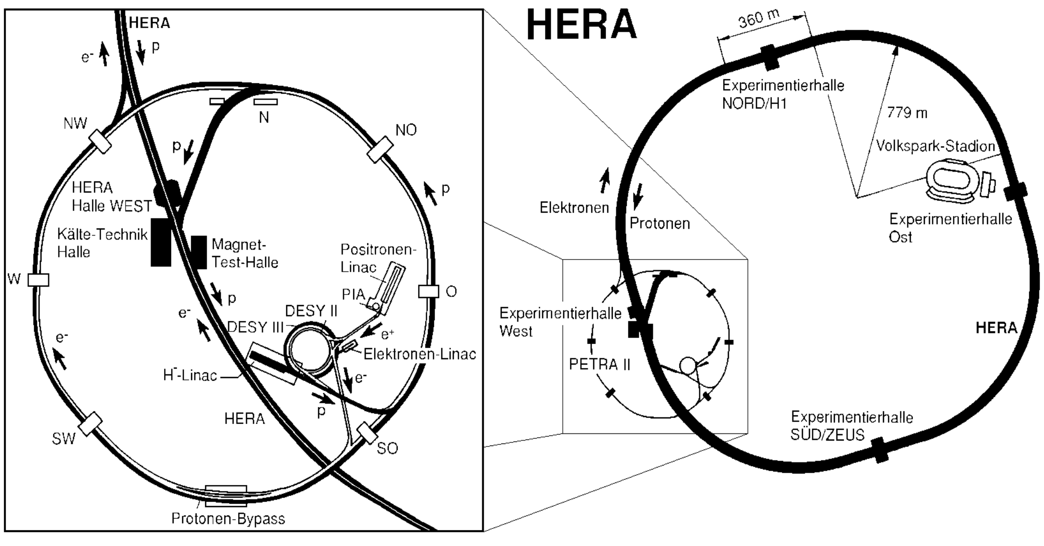


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA *(rechts)* und die Vorbeschleuniger *(links)* am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg

Energien von 27.5 GeV bzw. 820 GeV beschleunigt, gespeichert und bei zwei von vier Wechselwirkungszonen frontal zur Kollision gebracht. Um diese Wechselwirkungszonen herum sind die Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) aufgebaut, welche bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ die Physik der Elektron-Proton-Streuung erschließen.

An den verbleibenden Wechselwirkungszonen wird jeweils nur ein Teilchenstrahl verwendet. So untersucht seit 1995 das Experiment HERMES (Halle Ost) die Streuung polarisierter Elektronen an verschiedenen Gastargets, um Erkenntnisse über die Spinstruktur des Protons zu gewinnen. Auf dem DESY Gelände wird in der Halle West darüberhinaus das Experiment HERA-B aufgebaut, welches mittels Protonen aus dem Halo des Protonenstrahles die CP-Verletzung durch B-Mesonen messen soll. Die Inbetriebnahme dieses Experiments ist für 1998 vorgesehen.

Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts der Elektron-Proton-Streuung wird HERA im *multibunch*-Modus betrieben. Maximal 210 gespeicherte Elektronen- und Protonenpakete *(bunches)* von jeweils $\approx 10^{10}$ Teilchen[2] kollidieren im zeitlichen Abstand von 96 ns. Für die Datennahme der HERA-Experimente definiert dies eine Referenz-Frequenz (sog. *HERA clock*) von 10.4 MHz.

Die in der Meßperiode 1995 von HERA bei typischen Strahlströmen von 60 mA (Protonen) bzw. 30 mA (Elektronen) gelieferte integrierte Luminosität[3] betrug 10.65 pb^{-1}, von denen der H1-Detektor 6.195 pb^{-1} aufzeichnen konnte. Der Rest ging durch Detektortotzeit, defekte Detektorteile und schlechte Strahlbedingungen mit hohen Untergrundraten verloren.

[2] Von den 210 Teilchenbündel haben nicht alle einen Kollisionspartner. Diese sogenannten *pilot bunches* bieten eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung des strahlinduzierten Untergrundes

[3] Die Luminosität $\mathcal{L}$ ist eine Kenngrösse für Speicherringe und wird über die Ereignisrate R eines bekannten physikalischen Prozesses normiert auf den Wirkungsquerschnitt σ dieses Prozesses gemessen: $\mathcal{L} = \frac{R}{\sigma}$

1.2 Die Physik der Elektron-Proton-Streuung

Die Physik der Elektron-Proton-Streuung eröffnet ein reichhaltiges Spektrum an physikalischen Prozessen, die bei HERA untersucht werden können. Anschaulich wirkt dabei das hochenergetische Elektron durch seine Wechselwirkung mit dem Proton und seinen Konstituenten als eine Art Meßsonde, welche die innere Struktur des Protons abtastet.

Im *Quark-Parton-Modell* [Fey69] werden die Konstituenten des Protons, Partonen genannt, mit Quarks und Gluonen, den Eichbosonen der starken Wechselwirkung, identifiziert. Der inelastische Anteil der Elektron-Proton-Streuung wird dabei als elastische Streuung des Elektrons an einem Parton interpretiert. Die Partonen verhalten sich während dieser Wechselwirkung wie freie Teilchen, weil die Wechselwirkungszeit des Partons mit dem entsprechenden Eichboson als klein gegenüber der Wechselwirkungszeit der Partonen untereinander angenommen wird.

Die Wechselwirkung kann dabei über den Austausch eines virtuellen Photons γ (elektromagnetische Wechselwirkung) oder eines Eichbosons der schwachen Wechselwirkung (W^+, W^-, Z^0) erfolgen (siehe Abb.1.2). Der Nachweis der Reaktionsprodukte liefert dann Aufschluß über die stattgefundene Wechselwirkung.

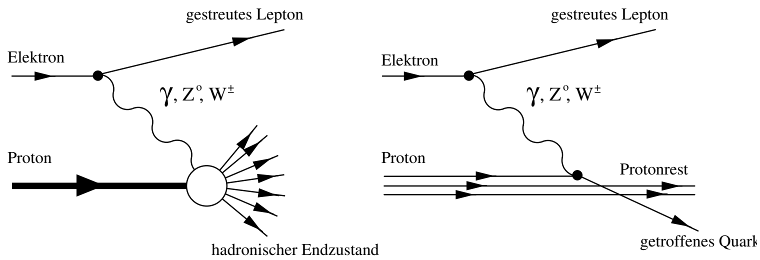


Abbildung 1.2: Elektron-Proton-Streuung: *links:* ohne Annahme über die Protonstruktur *rechts:* im Quark-Parton-Modell

Die klassischen Experimente zur **tief-inelastischen Streuung (DIS)**[4] ([Blo69] und [Bre69]), welche durch hohe (negative) Viererimpulsüberträge $Q^2 \gg 0$ des Elektrons auf die Protonkonstituenten ausgezeichnet sind, können bei HERA in einem bisher nicht erreichten kinematischen Bereich weitergeführt werden. Aus der Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ (siehe [H1F294]) kann die Quarkdichte- und Impulsverteilung im Proton bestimmt werden und liefert so Informationen über die Struktur des Protons. Für die vorliegende Arbeit wird die tief-inelastische Streuung maßgeblich sein, die im Abschnitt 1.3 näher vorgestellt wird.

Ungefähr 10% der Ereignisse des DIS-Wirkungsquerschnittes zeigen Anzeichen einer Wechselwirkung ohne QCD[5]-Farbladungsaustausch, wobei das Proton weitgehend intakt bleibt (siehe [H1DIF96]). Die Beschreibung dieser sogenannten **diffraktiven Ereignisse** durch die Theorie der starken Wechselwirkung (QCD) ist bisher noch nicht vollständig gelungen und ist ein weiterer Gegenstand des Interesses bei HERA.

[4]DIS: deep in elastic scattering
[5]QCD:Quantenchromodynamik

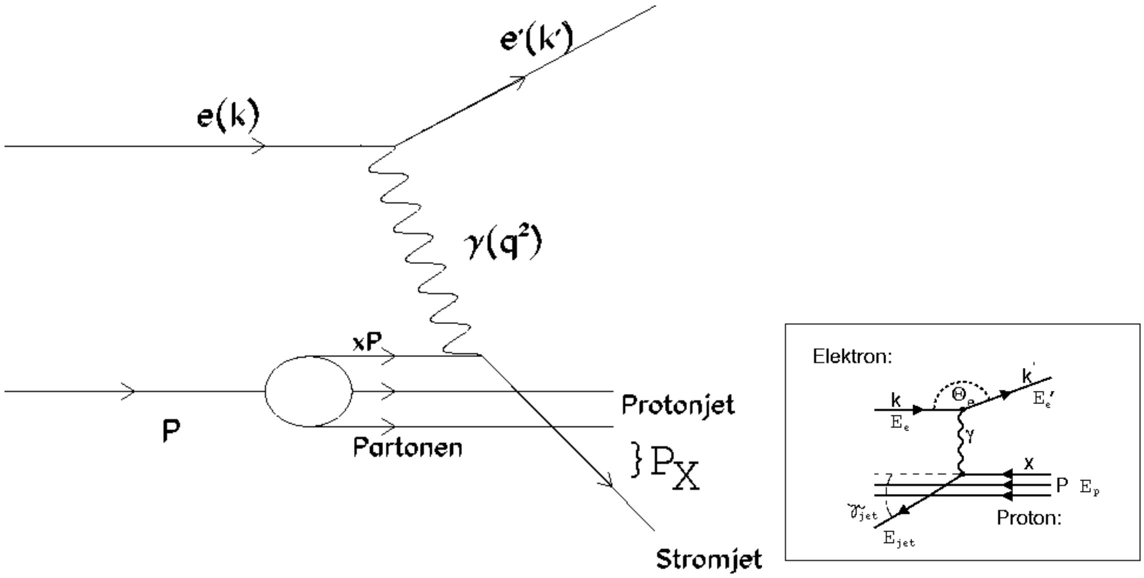
Darüberhinaus bietet HERA auch die Möglichkeit zur Untersuchung der Streuung quasi-reeller Photonen ($Q^2 \approx 0$) am Proton in sog. **Photoproduktions**-Ereignissen, die den größten Anteil der Physik-Ereignisse stellen. Der Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt wiederum wird dominiert von Ereignissen, in welchen das Photon in einen virtuellen hadronischen Zwischenzustand fluktuiert, welcher mittels der starken Wechselwirkung an die Partonen des Protons koppelt. Prozesse dieser Art stellen die wichtigste Untergrundquelle beim Nachweis tief-inelastischer Ereignisse dar.

In virtuellen Zwischenzuständen der tief-inelastischen Streuung oder der Photoproduktion treten auch **schwere Quarks** (z.b. das *charm*-Quark) in Erscheinung, so daß sich zudem gebundene Meson-Endzustände dieser Quarks (z.B. $D^{*\pm}$) untersuchen lassen.

Dank der hohen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ können zudem Produktionskanäle unbekannter, exotischer Teilchen eröffnet bzw. Grenzen für deren Masse aufgezeigt werden. Der Nachweis der Existenz dieser Teilchen würde zur Modifikation oder **Erweiterung des Standard-Modells** der Elementarteilchenphysik führen.

1.3 Tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung (DIS)

1.3.1 Kinematik der tief-inelastischen Streuung



(a) Feynman Diagramm

(b) kinematische Variablen im Laborsystem

Abbildung 1.3: Diagramme zur tief-inelastischen Streuung. Als Beispiel ist die Wechselwirkung mittels γ-Austausch dargestellt.

Der Prozess der inelastischen Elektron–Proton–Streuung

$$e + p \rightarrow l + X$$

läßt sich im Quark-Parton-Modell anhand des in Abb 1.3(a) gezeigten Feynman-Diagramms in niedrigster Ordnung beschreiben. Ein Elektron des Viererimpulses k wird an einem Proton des Viererimpulses P gestreut und überträgt dabei den Viererimpuls q. Die Wechselwirkung wird entweder durch die ungeladenen Eichbosonen γ oder Z^0 *(neutral current DIS)* oder durch die geladenen Eichbosonen $W^{\pm}$ *(charged current DIS)* der elektroschwachen Wechselwirkung vermittelt. Im Endzustand befinden sich ein gestreutes Lepton l des Viererimpulses k' sowie ein hadronisches System X mit Gesamtviererimpuls P_X. Dieses hadronische System besteht zumeist aus stark kollimierten Teilchenbündeln *(jets)*, die aus der Hadronisierung des gestreuten Quarks sowie des Protonrestes hervorgehen. Im folgenden sei der elektromagnetische Fall stellvertretend diskutiert.

Bei den HERA-Dektektoren ZEUS und H1 können das gestreute Elektron sowie der *Jet* des hadronisierenden gestreuten Quarks *(Stromjet)* nachgewiesen werden, während im allgemeinen der Protonrest *(Protonjet)* im Strahlrohr verloren geht. Mit bekannten Strahlenergien E_e und E_p kann der Streuprozeß durch Angabe von zwei der vier kinematischen Variablen Energie E'_e und Streuwinkel θ_e des Elektrons bzw. Energie E_{jet} und Streuwinkel γ_{Jet} des Stromjets im Laborsystem[6]

[6] die Winkel werden in Bezug auf das auslaufende Proton gemessen.

bestimmt werden (siehe Abb. 1.3(b)). Die dadurch entstehende Redundanz ermöglicht die Verwendung unterschiedlicher Methoden (siehe [KMu94]) zur Berechnung der kinematischen Variablen des Streuprozesses in unterschiedlichen kinematischen Bereichen und bietet zudem die Möglichkeit zur gegenseitigen Überprüfung dieser Methoden im Überlappbereich.

1.3.2 Lorentz-invariante Größen der DIS-Kinematik

Zum Vergleich der Ergebnisse unterschiedlicher Experimente eignen sich Lorentz-invariante Größen, die im folgenden vorgestellt werden.

Die **Schwerpunktsenergie** $\sqrt{s}$ des Elektron-Proton-Systems ergibt sich zu

$$\boxed{\sqrt{s} = (k+P)^2 = (k'+P_X)^2 = 4 \cdot E_e E_p}$$

wenn die Massen des Elektrons, Protons und des gestreuten Leptons vernachlässigt werden können, was durch die hohen Strahlenergien bei HERA gerechtfertigt und im folgenden immer vorausgesetzt wird.

Das **negative Quadrat des Viererimpulsübertrages** Q^2

$$\boxed{Q^2 := -q^2 = (k-k')^2 = -(P-P_X)}$$

ist ein Maß für die Virtualität des Photons und bestimmt das Auflösungsvermögen λ des virtuellen Photons

$$\boxed{\lambda \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2}}}$$

Bei HERA-Energien lassen sich im Proton ($\approx 1 fm$) somit Strukturen einer räumlichem Ausdehnung von bis zu 10^{-18} m aufzulösen.

Eine weitere Lorentz-invariante Größe liefert der **relative Energieübertrag** y **des virtuellen Photons** im Ruhesystem des Protons

$$\boxed{y := \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \quad \text{mit} \quad (0 \leq y \leq 1)}$$

sowie die sogenannte **Bjørken Skalenvariable** x

$$\boxed{x =: \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad \text{mit} \quad (0 \leq x \leq 1)}$$

die im "naiven" Quark-Parton-Modell als der Impulsanteil des Protons interpretiert wird, den das getroffene Parton trägt[7].

Da diese drei lorentz-invarianten Größen mittels

$$\boxed{Q^2 = xys} \tag{1.1}$$

miteinander verknüpft sind, läßt sich die experimentell nicht direkt zugängliche Größe x aus Q^2 und y berechnen. Diese können beispielsweise mittels der Beziehungen

$$\boxed{y = 1 - \frac{E_e'}{E_e}\sin^2(\theta_e/2)} \tag{1.2}$$

[7]Das gilt nur im sog. *infinite momentum frame*. In diesem Bezugssystem kann die die Wechselwirkung der Partonen untereinander vernachlässigt werden.

und

$$\boxed{Q^2 = 4E_e E_e' \cos^2(\theta_e/2)} \qquad (1.3)$$

aus Energie und Streuwinkel des gestreuten Elektrons im Laborsystem ermittelt werden ([Rob90]). Tabelle 1.1 faßt die verwendeten kinematischen Variablen zusammen.

k, k'	Viererimpulse des ein- und auslaufenden Elektrons
P	Viererimpuls des einlaufenden Protons
E_e, E_e'	Laborenergien des ein- und auslaufenden Elektrons
θ_e	Streuwinkel des Elektrons
γ_{Jet}	Streuwinkel des Stromjets
Q^2	negatives Quadrat des Viererimpulsübertrages vom Elektron auf das Proton
x	Bjørken Skalenvariable
y	relativer Energieübertrag des virtuellen Photons im Protonruhesystem

Tabelle 1.1: Tabelle der kinematischen Variablen des Laborsystems *(oben)* und die Lorentz-invarianten kinematischen Variablen *(unten)*.

1.3.3 Die kinematische $x - Q^2$-Ebene

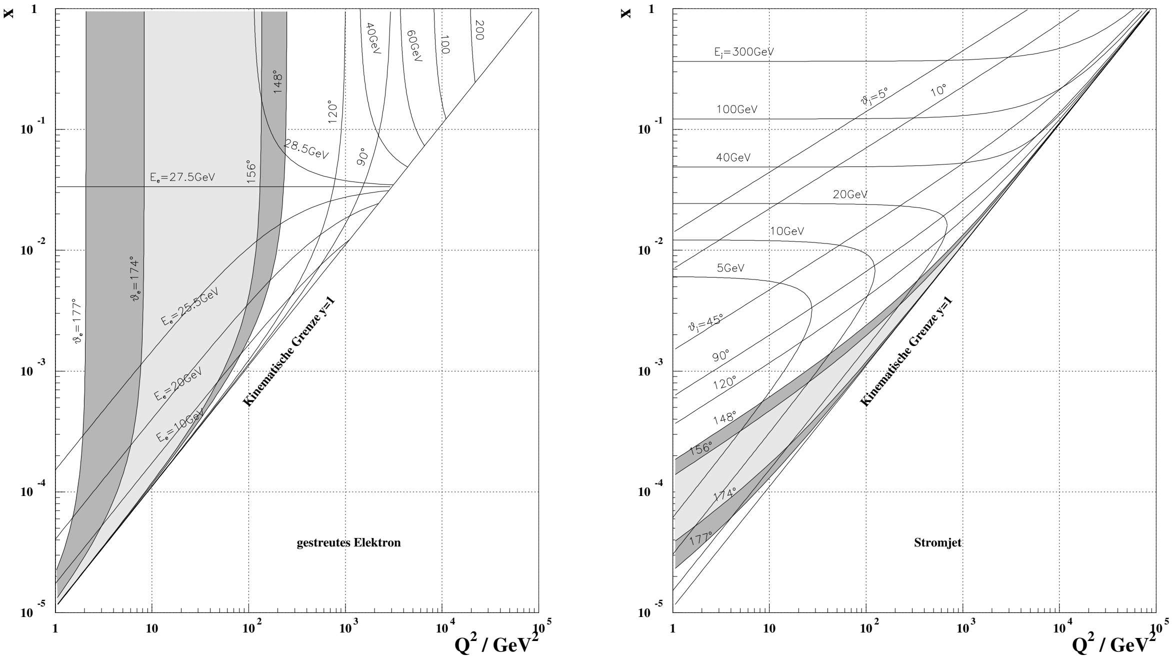
Die Abhängigkeit der hier vorgestellten vier kinematischen Variablen Elektron- und Stromjet-Energie E_e' und E_{jet} sowie der entsprechenden Streuwinkel θ_e und γ_{Jet} von den unabhängigen Lorentz-invarianten Größen x und Q^2 ist in Abb.1.4 ersichtlich. Dort sind diese Größen als Linien konstanter Energien und Streuwinkel von Elektron (Abb. 1.4(a)) und Stromjet (Abb. 1.4(b)) in die kinematische x-Q^2-Ebene eingezeichnet.

Für **Linien konstanter Elektronenenergie** fällt auf, daß ein relativ großer Bereich der kinematischen Ebene im Bereich von 25.0 bis 30 GeV liegt. In diesem Bereich -kinematisches Maximum genannt- liegt eine isoenergetische Linie bei der Elektronenenergie von 27.5 GeV, auf welcher die Energie des gestreuten Elektrons nahezu unabhängig vom Streuwinkel ist. Dieser Bereich kann zur Kalibration von Detektorkomponenten herangezogen werden (siehe [Jan95]).

Anhand der **Linien konstanter Elektronenstreuwinkel** wird klar, daß der physikalisch interessante Bereich kleiner x (siehe Abschnitt 1.3.5) bei kleinen Elektronenenergien E_e' und bei großen Streuwinkeln θ_e anzutreffen ist. Wegen der $1/Q^4$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung (siehe Gleichung 1.5) ist die Mehrzahl der Ereignisse in diesem Bereich großer Streuwinkel zu finden.

Darüberhinaus zeigen die **Linien konstanter Jetwinkel**, daß im Bereich kleiner x der Stromjet ebenfalls großen Streuwinkeln unterliegt. Da bei kleinen x auch die Elektronen in diesen Bereich gestreut werden, wird deren Identifikation durch die hadronische Aktivität des Stromjets erschwert.

Der Bereich niedriger x bei großen Elektronen- und Jet-Streuwinkeln wird bei den HERA-Detektoren vom Rückwärtsbereich abgedeckt und stellt besondere Anforderungen an die dortigen Detektorkomponenten, die im Abschnitt 2.2 diskutiert werden.



(a) für das gestreute Elektron.

(b) für den Stromjet.

Abbildung 1.4: Die kinematische x–Q^2–Ebene.

1.3.4 Die Strukturfunktion des Protons

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der tief-inlastischen Elektron-Proton-Streuung mittels des neutralen Stromes (γ oder Z_0) ist in führender Ordnung gegeben durch [Ing89]

$$\boxed{\frac{d^2\sigma_{NC}(ep\rightarrow eX)}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2xF_1(x,Q^2)+(1-y)F_2(x,Q^2)+(y-\frac{y^2}{2})xF_3(x,Q^2)\right]} \tag{1.4}$$

Die sogenannten *Strukturfunktionen* $F_1(x,Q^2)$, $F_2(x,Q^2)$ und $F_3(x,Q^2)$ parametrisieren in dieser Gleichung die Abweichungen des gemessenen Protons von einem punktförmig gedachten Fermion, welche in dessen innerer Struktur begründet sind. Die Strukturfunktion $F_3(x,Q^2)$ beschreibt den paritätsverletzenden Anteil des Wirkungsquerschnittes durch die schwache Wechselwirkung, welche für $Q^2 < 1000\ \mathrm{GeV}^2$ vernachlässigt werden kann [Roe95]. Für die *ep*-Wechselwirkung mittels γ-Austausch gilt dann

$$\boxed{\frac{d^2\sigma_{NC}(p\rightarrow eX)}{dQ^2dx} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4x}\left[2(1-y)+\frac{y^2}{1+R}\right]\ F_2(x,Q^2)} \tag{1.5}$$

Die Größe R beschreibt in dieser Gleichung das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die

Absorption longitudinal (σ_l) und transversal (σ_t) polarisierter virtueller Photonen:

$$\boxed{R = \frac{\sigma_l}{\sigma_t} = \frac{F_L(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)} = \frac{F_L(x,Q^2)}{F_2(x,Q^2)-F_L(x,Q^2)}} \tag{1.6}$$

wobei die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ definiert ist durch

$$\boxed{F_L(x,Q^2) := F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2)} \tag{1.7}$$

Für die Streuung von Elektronen an Spin-1/2-Partonen verschwindet der longitudinale Anteil und es gilt

$$\boxed{F_L(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2) = 0} \tag{1.8}$$

Diese als Callan-Gross-Relation [Cal69] bezeichnete Beziehung gilt nicht, wenn die Transversalimpulse der Quarks nicht mehr vernachlässigt werden können, was bei kleinen x der Fall ist. Die Messung von $F_L(x,Q^2)$ dient zur Überprüfung der Quantenchromodynamik und erlaubt bei kleinen x eine Bestimmung der Gluonendichte [Coo91].

Die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ kann im Quark-Parton-Modell in direkte Beziehung zu den Quarkdichten $q_f(x,Q^2)$ bzw. $\overline{q}_f(x,Q^2)$ gebracht werden. Jene geben die Wahrscheinlichkeit an, daß bei einem gegebenen Streuprozeß mittels eines Photons der Virtualität Q^2 das Elektron mit einem (Anti-)Parton der Sorte *(flavor)* f mit Impulsanteil x am gesamten Protonenimpuls wechselwirkt:

$$\boxed{F_2(x,Q^2) = x\sum_{f=1}^{n} e_f^2 \left[q_f(x,Q^2) + \overline{q}_f(x,Q^2)\right]} \tag{1.9}$$

e_f bezeichnet dabei die elektrische Ladung des Quarks der Sorte f, n bezeichnet die Anzahl der berücksichtigten Quarkflavors $(u,d,s,\ldots)$.

Für mittlere Werte von x $(0.03 < x < 0.3)$ zeigen die Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ keine Abhängigkeit von Q^2 sondern nur von x, was als *Bjørken-Skalenverhalten* [Bjo69] bezeichnet wird. Dieses im Gegensatz zu den elastischen Formfaktoren stehende Verhalten, welche stark mit Q^2 abfallen [Blo69], wurde als experimenteller Nachweis für die Gültigkeit des (naiven) Quark-Parton-Modells interpretiert.

1.3.5 Skalenbrechung und Verhalten von $F_2(x,Q^2)$ bei kleinen x

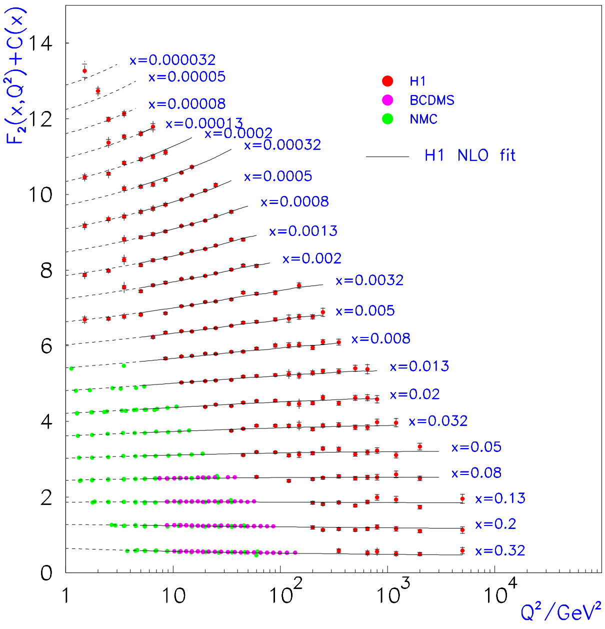
Bei HERA können mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\ GeV$ zum ersten Mal Werte von x bis zu $x \cong 10^{-4} \ldots 10^{-5}$ und Werte bis zu $Q^2 > 10^4\ GeV^2$ gemessen werden. Ziel ist dabei unter anderem, eine möglichst präzise Vermessung von $F_2(x,Q^2)$.

Für große und kleine Werte von x ist die Skaleninvarianz verletzt. Zudem wurde festgestellt, daß die Quarks im Proton zusammen nur etwa 50% des Protonimpulses besitzen [Mil72]. Der Rest wurde neutralen Partonen, den Gluonen zugeschrieben. In der Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) koppeln diese an die Farbladung der Quarks und vermitteln so die starke Wechselwirkung der Quarks untereinander, die im Quark-Parton-Modell vernachlässigt wurde. Darüberhinaus tragen die Gluonen selbst Farbladung und können mit sich selbst wechselwirken, was zu einer Abnahme der Valenz-Quark-Kopplung für $Q^2 \to \infty$ führt. Dieses Verhalten wird als asymptotische Freiheit bezeichnet und liefert eine nachträgliche Rechtfertigung für das Quark-Parton-Modell bei großen Werten von Q^2.

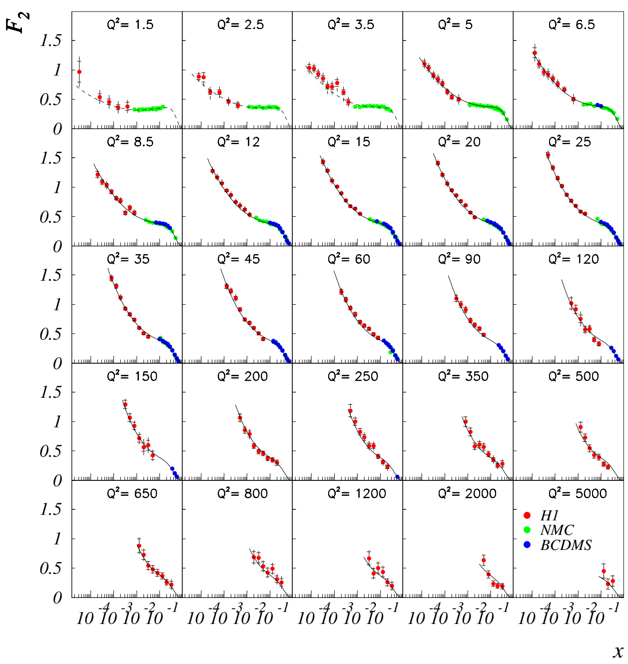
Die Skalenbrechung erklärt sich im Rahmen der QCD durch die Wolke von virtuellen Quarks (sog. *See-Quarks*), die jedes farbgeladene Parton umgibt. Diese werden entsprechend des Auflösungsvermögens ($\propto 1/\sqrt{Q^2}$) des virtuellen Photons erfaßt und führen so zu einer Abhängigkeit der Strukturfunktionen vom Quadrat des Vierimpulsübertrages, da mit steigendem Q^2 mehr Partonen im Proton aufgelöst werden (siehe Abb. 1.5(a)).

Ein Teil des Valenz-Quark–Impulses wird außerdem bei der tiefinelastischen Streuung von abgestrahlten Gluonen abgeführt, so daß mit wachsendem Q^2 die Wahrscheinlichkeit sinkt, ein Quark mit großem Proton-Impulsanteil x und die Wahrscheinlichkeit steigt, Quarks mit kleinem x anzutreffen. Der dominante Beitrag zur Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ bei kleinen x wird den See-Quarks zugeschrieben, die durch Paarerzeugung aus Gluonen entstanden sind. Der in Abb 1.5(b) ersichtliche starke Anstieg der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ zu kleinen x deshalb als Folge der stark ansteigenden Gluondichtefunktion interpretiert.

Die Berechnung von Quarkdichten, die die Abstrahlung von Gluonen berücksichtigen, wie sie bei kleinem x zum Tragen kommen, sind schwierig und erfordern vereinfachende Entwicklungsschemata *(QCD evolution equations)* die nur in bestimmten kinematischen Bereichen gültig sind und sich in ihren Voraussagen unterscheiden. Die experimentelle Entscheidung zwischen diesen sowie die Frage, ob eine mögliche Sättigung der Partonendichte zu kleinen x eintritt, sind noch offene Fragen, die eine experimentelle Herausforderungen an die HERA-Detektoren im Bereich der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung stellen.



(a) $F_2(x,Q^2)$ vs. Q^2



(b) $F_2(x,Q^2)$ vs. x

Abbildung 1.5: Messung von $F_2(x,Q^2)$ vs. Q^2 bzw. x von HERA und *fixed target* Experimenten (aus [H1F294]).

1.4 Zielsetzung dieser Arbeit

Beim Elektron-Proton-Speicherring HERA, welcher in dieser **Einleitung** vorgestellt wurde, wird an die Datennahme eine besondere Herausforderung gestellt. Verglichen mit der Messung von Physikereignissen in e^+e^-–Speicherringen mit kleinen Wirkungsquerschnitten und geringem Untergrund und $p\overline{p}$-Speicherringen mit großen Wirkungsquerschnitten und großem Untergrund ist die Messung von Physikereignissen bei HERA mit kleinem Wirkungsquerschnitt und großen Untergrund gewissermaßen eine "Suche der Stecknadel im Heuhaufen". Ein leistungsfähiges System zur Trennung von Physik- und Untergrundereignissen in Echtzeit *(online)*, Trigger genannt, ist daher wesentlich.

Der in **Kapitel 2** vorgestellte H1-Detektor ist an diese Bedingungen angepaßt und verfügt im Rückwärtsbereich über Detektorkomponenten zur Messung der Ereignisse aus der tief-inelastischen Streuung (Abschnitt 1.3) bei niedrigen Werten der Bjørken-Skalenvariable x. In diesem kinematische Bereich ist die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ besonders interessant, da offenstehende Fragen zur Struktur des Protons (z.B. der Gluondichte) experimentell untersucht werden können.

Die wirkungsvolle Unterdrückung von Untergrund setzt ein Verständnis der Entstehungs-Ursachen von Untergrundereignissen und ihrer Signaturen voraus. In **Kapitel 3** wird aus der Analyse spezieller Daten eine Untergrundklassifizierung erstellt, welche die Untergrundereignisse in Hinblick auf eine effiziente Unterdrückung durch das Triggersystem des H1-Detektors unterteilt.

In **Kapitel 4** wird aus dieser Untergrundklassifizierung ein Vorschlag zur Datennahme von Ereignissen aus der tief-inelastischen Streuung im Rückwärtsbereich des H1-Detektors erarbeitet.

Kapitel 5 schließlich faßt die Ergebnisse dieser Untersuchung zusammen.

Der H1-Detektor 2

2.1 Aufbau des H1-Detektors

Der H1-Detektor (Abbildung 2.1) besteht aus mehreren Detektorkomponenten, die die Wechselwirkungszone annähernd vollständig umgeben. Auffällig ist die asymmetrische Bauweise, die dem sich aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien in Protonrichtung bewegenden Schwerpunktssystem der Elektron-Proton-Streuung Rechnung trägt.

Der nominelle Wechselwirkungspunkt *(Vertex)* definiert den Ursprung des H1-Koordinatensystems, dessen z-Achse in Protonflugrichtung und dessen x-Achse zum Mittelpunkt des HERA-Speicherringes zeigt. Die y-Achse ist durch die Rechtshändigkeit des H1-Koordinatensystems festgelegt und zeigt nach oben. Der Azimutalwinkel φ wird längs der Protonflugrichtung von der x-Achse im Uhrzeigersinn und der Polarwinkel θ von der z-Achse gegen die Protonflugrichtung gemessen. Der Bereich negativer z-Koordinate bzw. großer Azimutalwinkel θ wird als Rückwärtsbereich bezeichnet.

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Komponenten des H1-Detektors beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [H1CH196].Die angegebenen Ziffern beziehen sich auf Abbildung 2.1.

(2) Zentrales Spurkammersystem: Das Strahlrohr wird von einem System konzentrischer Spurkammern umgeben (siehe Abb.2.12 für eine Radialansicht). Von inneren zu äußeren Radien sind dies eine doppellagige Vieldrahtproportionalkammer (CIP, *central inner proportional chamber*) und eine z-Driftkammer (CIZ, *central inner z-chamber*) zur Bestimmung der z-Koordinate von Spuren mit einer Auflösung von 200 μm.

Zwei konzentrische Jet-Driftkammern CJC1 und CJC2 (CJC: *central jet chamber*) erlauben die Rekonstruktion geladener Teilchenspuren in einem Winkelbereich von $30° < \theta_e < 150°$. Die Impulsauflösung der Kammern beträgt $\frac{\sigma_p}{p^2} \approx 3 \times 10^{-3}$ GeV^{-1} mit einer Winkelauflösung von $\sigma_\theta \approx 1\,\mathrm{mrad}$.

Zwischen den beiden Jet-Driftkammern befinden sich eine weitere doppellagige Vieldrahtproportionalkammer (COP, *central outer proportional chamber*) sowie eine äußere z-Driftkammer (COZ, *central outer z-chamber*) mit einer Auflösung von 340 μm.

Die Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP werden für das Triggersystem verwendet, welches in Abschnitt 2.3 vorgestellt werden wird.

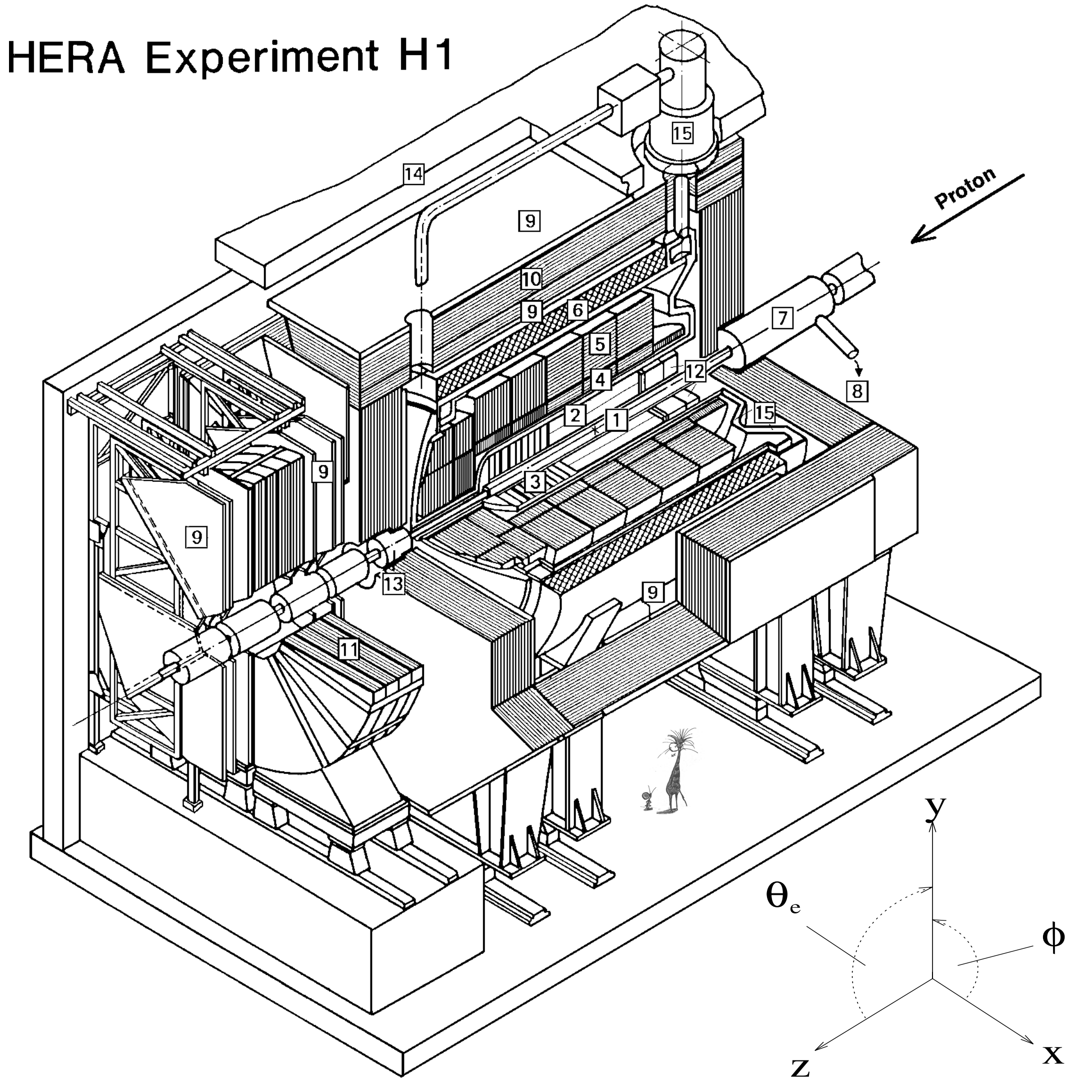


Abbildung 2.1: Der H1-Detektor. Die positive z-Richtung des H1-Koordinatensystems wird durch die Flugrichtung der Protonen definiert und die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Ringes. Die wichtigsten Detektorkomponenten sind im Text erklärt.

(3) Vorwärts-Spurkammersystem: Das Vorwärts-Spurkammersystem wird aus drei identischen Supermodulen gebildet, welche aus einer planaren und einer radialen Driftkammer sowie einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer doppellagigen Vieldrahtproportionalkammer (FPC, *forward proportional chamber*) bestehen. Durch die Vorwärtsspurkammern wird die Winkelakzeptanz für geladene Teilchen bis $\theta = 5°$ ausgedehnt. Die Vieldrahtproportionalkammern FPC werden ebenfalls für das Triggersystem verwendet.

(4,5) Flüssig-Argon-Kalorimeter: Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen (4) und einem hadronischen Teil (5) und erlaubt eine Energiemessung im Winkelbereich $3° < \theta < 155°$ und mittels einer feinen Granularität eine weitgehende Identifizierung von Pionen und Elektronen aus den Reaktionsprodukten der Elektron-Proton-Streuung. Die

Benutzung von flüssigem Argon als zu ionisierendes Material bedingt die Unterbringung des Kalorimeters in einem Kryostaten.

(13) Plug-Kalorimeter: Im Vorwärtsbereich wird der H1-Detektor durch ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter ergänzt. Dieser sogenannte Plug-Detektor erschließt den Akzeptanzbereich von $0.7^\circ \leq \theta \leq 3.2^\circ$.

(6,7) Supraleitende Spule und Kompensationsmagnet: Die supraleitende Spule erzeugt im Bereich der Spurkammern ein nahezu homogenes Magnetfeld von 1.16 T, dessen Feldlinien in die Protonrichtung, d.h. in die positive z-Richtung des H1-Koordinatensystems zeigen. Dies ermöglicht die Impulsmessung geladener Teilchen in den Driftkammern. Die Rückführung des magnetischen Flusses geschieht durch ein Eisenjoch, in dem zusätzlich Streamerkammern für den Nachweis von Myonen eingebettet sind (9,10).

Damit das Magnetfeld der supraleitenden Spule nicht die Teilchenbahn im Strahlrohr beeinflußt, ist an einem Ende des Detektors um das Strahlrohr eine supraleitende Kompensationsspule angebracht.

(12) Der rückwärtige Bereich: Elektronen und Hadronen bei großen Streuwinkeln von $\theta = 152^\circ$ bis $\theta = 177^\circ$ können mit Hilfe eines Blei-Faser-Kalorimeters (SPACAL, *spaghetti calorimeter*) und einer rückwärtigen Driftkammer (BDC, *backward drift chamber*) nachgewiesen werden. Zur verbesserten Vermessung der Energie und des Streuwinkels der Reaktionsprodukte aus der Elektron-Proton-Streuung ersetzten diese Komponenten im Winter 1994/95 ein zuvor installiertes konventionelles Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) und eine Vieldrahtproportionalkammer (BPC) [H1CUP93].

Silizium-Detektoren: Nahe dem Strahlrohr im zentralen und rückwärtigen Bereich befinden sich die Silizium-Spurdetektoren (CST,*central silicon tracker* und BST, *backward silicon tracker*). Der zentrale Silizium-Spurdetektor CST verbessert die Bestimmung des primären Vertex sowie das Auffinden sekundärer Vertices zerfallender Reaktionsprodukte. Der Silizium-Spurdetektor BST deckt im rückwärtigen Bereich Streuwinkel zwischen $\theta = 167^\circ$ und $\theta = 176^\circ$ [H1CSI92] ab. Beide Detektoren waren 1995 noch nicht voll ausgebaut und nur zeitweise in Betrieb.

Da auf den in Abb.2.2 vergrößert dargestellten rückwärtigen Bereich des H1-Detektors das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt, wird auf diesen im folgenden Abschnitt 2.2 näher eingegangen.

2.2 Der Rückwärtsbereich des H1-Detektors

Zu Beginn des Jahres 1995 wurden die neuen Detektorkomponenten SPACAL und BDC im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors installiert. Beide Detektoren erhöhen die Akzeptanz des H1-Detektors im Rückwärtsbereich zum Nachweis des gestreuten Elektrons und des Stromjets bis zu Streuwinkeln von $\theta = 177°$. Die Bedeutung dieses kinematischen Bereiches bei niedrigen x und Q^2 für die tief-inelastische Streuung wurde in Abschnitt 1.3.5 diskutiert.

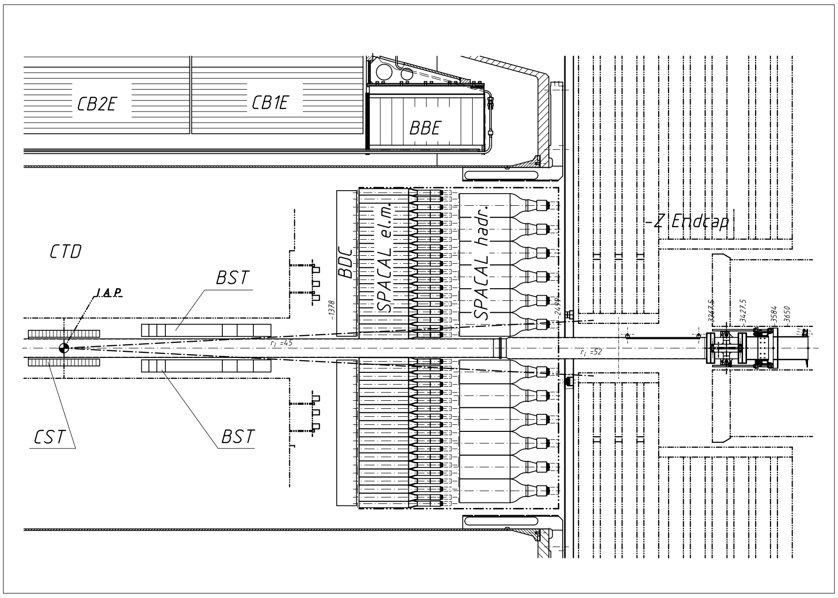


Abbildung 2.2: Seitenansicht des Rückwärtsbereich des H1-Detektors mit den neuen Detektoren BST, BDC und SPACAL.

Darüberhinaus verbessern beide Detektoren die systematischen Fehler der Winkel- und Energiemessung. Mit der BDC kann zudem die Energiemessung des SPACAL auf Effekte des inaktiven Materials vor den rückwärtigen Detektoren, das aus Kabeln und Vorverstärkerplatinen der zentralen Driftkammern besteht, korrigiert werden (sog. *preshower*-Funktion, siehe [Sch96]).

Sowohl das SPACAL als auch die BDC liefern eine Ortsmessung, die von unterschiedlicher Genauigkeit ist. Die verbesserte Ortsauflösung beider Detektoren sowie der Nachweis von Hadronen im hadronischen Teil des SPACAL erleichtern die Identifikation und Trennung von Pionen und Elektronen. Dies ist für Prozesse der tief-inelastischen Streuung bei kleinen Werten von x wesentlich, da sowohl das gestreute Elektron als auch der Stromjet in den Rückwärtsbereich gestreut werden (siehe Abschnitt 1.3.3). Zudem werden die Ereignisraten bei großen y von Photoproduktionsereignissen dominiert (siehe z.B. [KMu94]), deren hadronische Reaktionsprodukte die Identifikation der gestreuten Elektronen aus der tief-inelastischen Streuung erschweren.

Abbildung 2.3 zeigt ein Ereignis der tief-inlastischen Streuung eines Elektrons in den Rückwärtsbereich von H1.

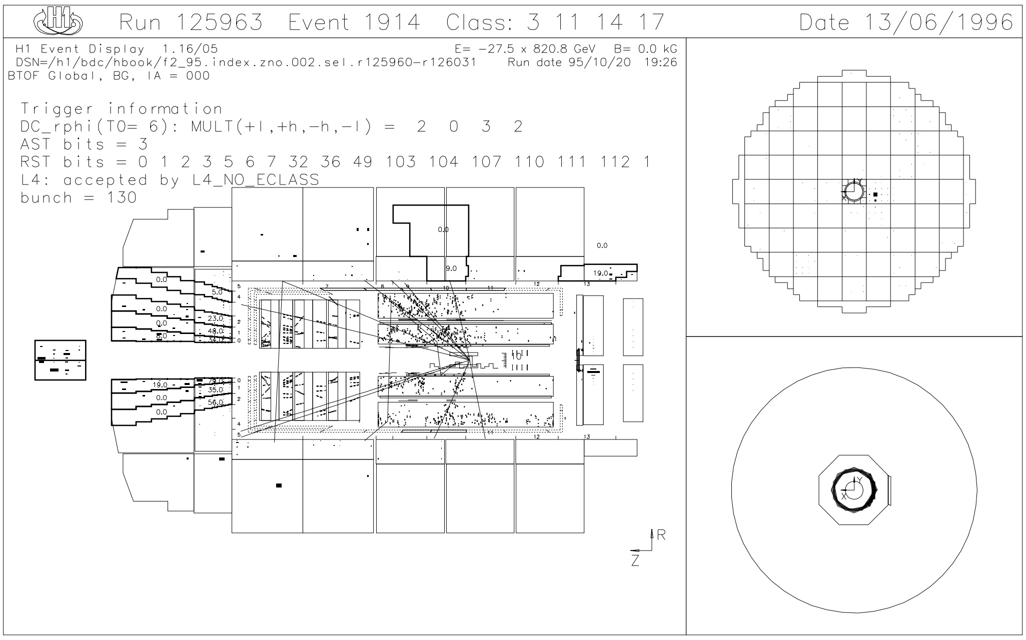


Abbildung 2.3: Ereignis tief-inelastischer Streuung im H1-Detektor. Man sieht die Stromjet-Aktivität im zentralen Bereich des Detektors *(links)*. Das außerhalb des Akzeptanzbereiches des zentralen Spurkammersystems gestreute Elektron wird im SPACAL *(rechts oben)* und der BDC *(rechts unten)* nachgewiesen.

2.2.1 Spaghetti-Kalorimeter SPACAL

Das Spaghetti-Kalorimeter SPACAL besteht aus einer Matrix von Bleiplatten mit eingelegten szintillierenden Fasern eines Durchmessers von 0.5 mm, denen das Spaghetti-Kalorimeter seinen Namen verdankt. Die Fasern werden auf Lichtmischer gebündelt und das Szintillationslicht mit Photomultipliern verstärkt. Die SPACAL-Ausleseelektronik wird in Abschnitt 2.3.6 beschrieben.

Ingesamt 1192 Zellen dieser Blei-Faser-Matrix bauen den elektromagnetischen Teil von $27X_0$ Strahlungslängen mit einer Granularität von 4×4 *cm* auf (siehe Abb.2.4). Im Datenahmejahr 1995 ließen sich damit Elektronen mit einer Ortsauflösung[1] von

$$\sigma_r = 4.0\ mm$$

nachweisen [Poe96]. Die Energieauflösung wurde aus Teststrahlmessungen zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(7.1 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%$$

[H1GEL95] bestimmt.

[1] gemittelt über Elektronenenergien größer als 15 GeV

Der hadronische Teil des SPACAL besteht aus 128 Zellen mit etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge und ist ähnlich wie der elektromagnetische Teil des SPACAL aufgebaut.

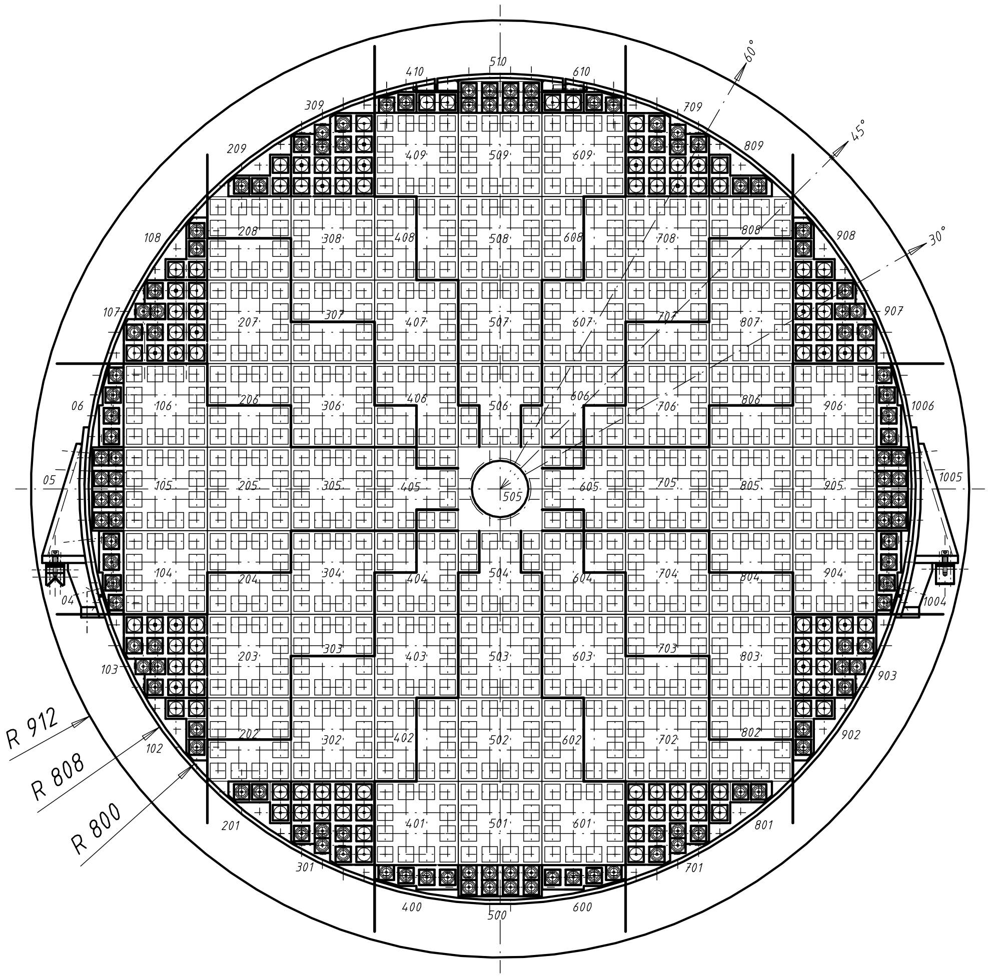


Abbildung 2.4: Frontansicht des SPACALs. Erkennbar ist die Zellstruktur des SPACALs. Insgesamt besteht der elektromagnetische Teil des SPACALs aus 1192 Zellen.

2.2.2 Rückwärtsdriftkammer BDC

Die rückwärtige Driftkammer BDC besteht aus vier Doppellagen zu je acht Sektoren, welche jeweils aus 32 Driftzellen aufgebaut sind (siehe Abb. 2.5). Die unterschiedliche Größe der 16 inneren und 16 äußeren Driftzellen mit maximalen Driftwegen von 0.5 cm (innen) und 1.5 cm (außen) trägt dabei den radial abfallenden Untergrundraten Rechnung (siehe Anhang B).

Die insgesamt 2048 Signaldrähte sind wie bei einem Spinnennetz in azimutaler Richtung gespannt, so daß die Drift der Ladungsträger in den Driftzellen in radialer Richtung erfolgt, was die Auflösung in dieser Richtung optimiert. Durch die Verdrehung der vier Doppellagen gegeneinander um $\Delta\varphi = 11.25^\circ$ kann mittels des Stereoeffektes zudem eine Messung des Azimutalwinkels von Spursegmenten in der BDC erzielt werden. Abb.2.6 zeigt eine dreidimensionale Darstellung der BDC.

Die Auslese der Signaldrähte erfolgt in einem analogen und einem digitalen Auslesezweig. Die Signale von acht Drähten gleicher radialer Position einer Drahtebene werden summiert und von einem schnellen Analog-Digital-Converter (FADC[2]) ausgelesen. Die Signale jeden Drahtes werden im Digitalzweig zudem über einen Komparator geführt, so daß bei Überschreiten des Drahtsignales einer global einstellbaren Schwelle ein digitales Signal ausgelöst wird. Auf diese Weise kann *offline* nachträglich die analoge Information dem getroffenen Draht zugeordnet werden. Die Digitalinformationen werden außerdem in einer Triggerelektronik ausgewertet, die im Abschnitt 2.3.5 diskutiert wird.

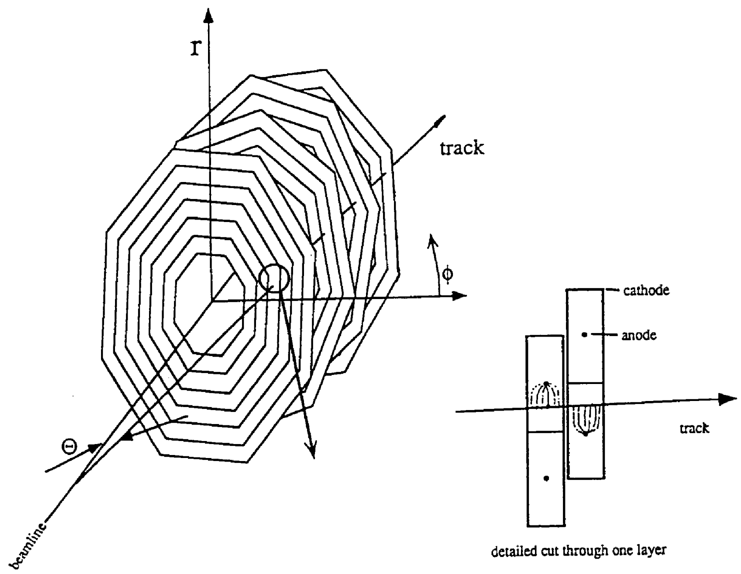


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der BDC: Die vier Doppellagen sind gegeneinander um $\Delta\varphi = 11.25^\circ$ verdreht.

In der Datennahmeperiode 1995 wurden die intrinsischen Auflösungen für die Spurparameter aus der Spurekonstruktion zu $\Delta r < 0.05$ cm und $r \times \Delta\varphi < 0.5$ cm bestimmt [Sch96]. Damit

[2]FADC:Flash-Analog-Digital-Converter

läßt sich der Streuwinkel des Elektrons mit einer Genauigkeit von $\sigma_\theta \simeq 0.5$ *mrad* messen. Die Spurfindungs-Effizienz der BDC zum Nachweis von Elektronen aus der tief-inelastischen Streuung wurde in [Kat96] zu 95 % für die großen und 97 % für die kleinen Driftzellen bestimmt.

Eine genauere Beschreibung des Aufbaus der BDC findet sich in [Sch96]. Die BDC-Auslese-elektronik wird in [Hau94] näher erläutert.

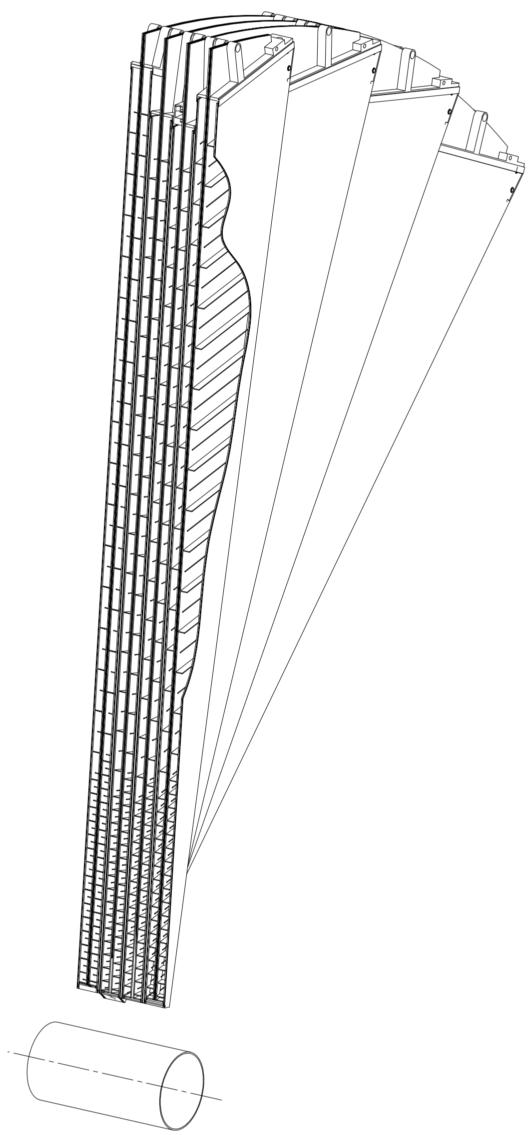


Abbildung 2.6: Dreidimensionale Darstellung der BDC und ihre Lage bezüglich der Strahlrohrachse.

2.3 Datennahme- und Triggersystem des H1-Detektors

Eine wesentliche Herausforderung bei HERA stellt die Unterscheidung und Trennung der Untergrundereignisse von den Elektron-Proton-Wechselwirkungen dar, da die Untergrundraten die der physikalisch interessanten Ereignisse dominieren. Diese Aufgabe wird bei H1 von einem insgesamt 4 Stufen (*Level-1* bis *Level-4*) umfassenden Triggersystem wahrgenommen, welches basierend auf den Informationen von verschiedenen Detektor-Subkomponenten Ereignisse selektiert oder verwirft. Die von Triggerstufe zu Triggerstufe akzeptierten Ereignisse stellen dabei gewissermassen eine Ereignisselektion fortschreitender Strenge dar. Abb. 2.7 zeigt den schematischen Aufbau des Trigger- und Datennahmesystems des H1-Detektors.

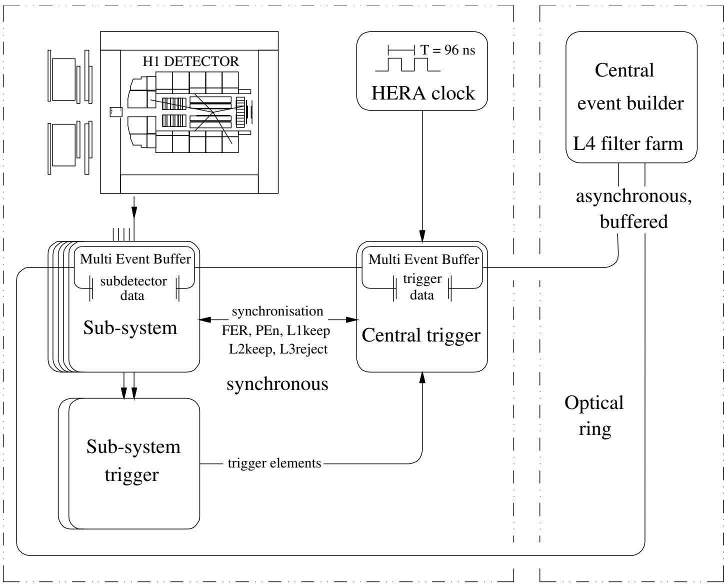


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau des H1-Trigger-und Datennahmesystems (aus [Hpb96a])

2.3.1 Das Datennahmesystem

Die Zeitspanne von 96 ns zwischen zwei potentiellen Elektron-Proton-Wechselwirkungen wird durch die HERA-Strahlkreuzungsfrequenz von 10.4 MHz *(HERA-clock)* bestimmt. Diese Zeitspanne ist klein verglichen mit der mittleren Signalformungszeit z.B. der zentralen Driftkammern (Driftzeit $\approx 1\,\mu s$) oder dem Flüssig-Argon-Kalorimeter ($\approx 1.5\,\mu s$), so daß die Signale der Detektorkomponenten bis zum Eintreffen einer Triggerentscheidung elektronisch zwischengespeichert werden müssen. Dies erfolgt bei H1 mittels zyklisch überschriebener Ringspeicher (sog. *pipelines*), so daß die Signale der jeweils letzten 20-30 aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen *(bunch crossings)* bereits im Auslesesystem der Subdetektoren *(front end)* gespeichert werden. Abb. 2.8 zeigt schematisch den Aufbau des Datennahme-Systems des H1-Detektors.

Bedingt durch die Größe dieser Ringspeicher muß die Level-1-Triggerentscheidung spätestens nach 2.5 μs erfolgen, so daß die erste Triggerstufe aus schnellen Elektronikschaltkreisen aufgebaut ist. Durch die Ringspeicher-Architektur arbeitet sie totzeitfrei. Da das Hauptaugenmerk dieser Ar-

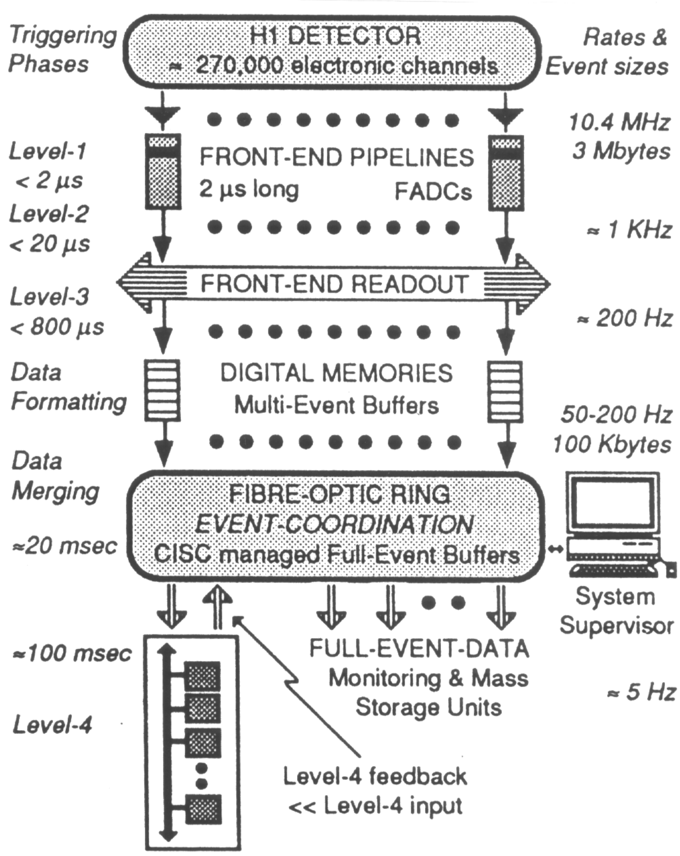


Abbildung 2.8: Das H1 Datennahmesystem. Erklärung siehe Text (aus [Hay92]).

beit auf dieser auch zentraler *Level-1* Trigger (CTL1, *central trigger level-1*) genannten Triggerstufe liegt, wird sie in Abschnitt 2.3.2 nochmals näher beschrieben.

Wird ein Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert *(L1keep)*, so werden die Ringspeicher angehalten und der Inhalt damit "eingefroren". Da der H1-Detektor in diesem Zustand keine weiteren Ereignisse mehr registrieren kann, beginnt nun die (primäre) Detektortotzeit und die Auslese der insgesamt über eine Viertelmillion Kanäle des H1-Detektors beginnt. Diese Datenmenge muß durch die Ausleseprozessoren der Detektorsubsysteme digitalisiert, komprimiert (nullunterdrückt) und formatiert werden, was innerhalb von $\approx 1.2\,ms$ geschieht. Die Auslese erfolgt dabei asynchron, d.h. jeder Subdetektor verfügt über eine Anzahl Zwischenspeicher *(multi event buffers)*, in welchen die ausgelesenen Subdetektor-Daten abgelegt werden. Diese werden an zentraler Stelle von einem Ausleseprogramm *(central event builder)* über einen optischen Glasfaserring gelesen und zu einem Gesamtereignis zusammengesetzt *(de-randomization)*.

Während der Auslesezeit durch die Subdetektorkomponenten wird auf der nächsthöheren Triggerstufe (CTL2)[3] aufgrund komplexerer Berechnungen eine weitere Triggerentscheidung formu-

[3]Die zweite Triggerstufe befand sich im Datennahmejahr 1995 noch in der Testphase.

liert. Die dafür zur Verfügung stehende Zeitspanne von 20 μs kann durch die Reduktion der Ereignisraten durch die erste Triggerstufe entsprechend länger angesetzt werden. Die *Level-2*-Trigger-Elektronik verarbeitet dabei umfassendere Informationen zu den topologischen Eigenschaften des anliegenden Ereignisses, die auf der ersten Triggerstufe noch nicht ausgewertet werden können.

Wird das anliegende Ereignis von der zweiten Triggerstufe verworfen *(L2reject)*, so kann die Auslese des gesamten Detektors abgebrochen *(fast clear)* und der Detektor durch die Freigabe der Ringspeicher *(pipeline enable)* für die Aufnahme eines weiteren Ereignisses vorbereitet werden.

Wird das Ereignis von der zweiten Triggerstufe akzeptiert *(L2keep)*, so werden die zeitintensiveren Ausleseprozesse (z.B. Nullunterdrückung der Driftkammerdigitalisierungen) gestartet. Gleichzeitig berechnet eine dritte Triggerstufe (CTL3)[4], welche aus einem Standardmikroprozessor besteht, innerhalb von 800 μs auf der Basis der vom *Level-2* Trigger akzeptierten Ereignisse eine letzte Triggerentscheidung, die im Falle des Verwerfens des Ereignisses *(L3reject)* den Abbruch der Auslese in ähnlicher Weise wie auf der zweiten Triggerstufe nach sich zieht. Nachdem die die Detektor-Subsysteme in den Ausgangszustand zurückversetzt sind *(Front End Ready)*, kann ein neues Ereignis durch den *Level-1*-Trigger akzeptiert werden.

Die Ereignisse, welche von den ersten drei Triggerstufen akzeptiert und vollständig ausgelesen wurden, werden auf der vierten Triggerstufe, der sogenannten *Level-4* Filter Farm einer letzten Selektion unterworfen. Insgesamt 30 unabhängige Prozessoren führen asynchron eine nahezu vollständige Ereignisrekonstruktion durch und bestimmen aufgrund z.B. der Vertexposition und präziser kalibrierter Energieschwellen, ob das Ereignis zur dauerhaften Speicherung auf Band übertragen oder als Untergrund verworfen werden soll. Anhand der maximalen Bandbreite von 1.2 MByte/s für die Datenübertragung zum DESY-Rechenzentrum ergibt sich bei typischen Ereignisgrößen von ungefähr 50-150 KB Größe eine Datenspeicherungsrate von 5-10 Hz. Mit der in der Datennahmeperiode 1995 verfügbaren Rechenkapazität konnten Ereignisraten von $\approx$ 30 Hz vom zentralen Trigger in die *Level-4*-Filter Farm übernommen werden, ohne weitere (sekundäre) Detektortotzeit zu erzeugen.

2.3.2 Der zentraler Level-1 Trigger

Der zentrale Level-1 Trigger benutzt die auf die *HERA-clock* synchronisierten sogenannten *Triggerelemente* der verschiedenen Subdetektor-Komponenten als Eingangssignale, um mittels frei programmierbarer Koinzidenzen dieser Signale die Signaturen interessanter Elektron-Proton-Wechselwirkungen zu identifizieren. Die *Level-1* Triggerentscheidung erfolgt dabei verzögert nach 2.5 μs, um die Signalformungszeit mancher Detektoren, die Latenzzeit der Level-1 Elektronik sowie Verzögerungen durch Kabellaufzeiten zu berücksichtigen.

Fast alle Detektorkomponenten liefern Triggerelement-Signale an den zentralen Trigger. Diese können z.B. eine bestimmte Spurtopologie in einer Driftkammer (z.B. $DCr\phi$-Trigger) oder das Überschreiten einer voreingestellten Schwelle für Energie-Depositionen in einem Kalorimeter repräsentieren. Ein besonderer Fall stellt der *z-vertex*-Trigger *(zvtx)* dar. Das mit ihm verbundene System der zentralen Proportionalkammern wurde eigens für die Bereitstellung von Triggersignalen zur Auffindung des Ereignis-Wechselwirkungspunktes (Vertex) konzipiert. Er wird zusammen mit anderen Trigger-Subsystemen, die für diese Untersuchung relevant sind, in den folgenden Abschnitten näher diskutiert werden.

[4] Die dritte Triggerstufe war im Datennahmejahr 1995 noch nicht implementiert.

Als Triggerelement-Koinzidenzen, auch *Subtrigger* genannt, können aussagenlogische Bedingungen der Form

TE_1 && TE_2	logisches *Und*	
TE_3 || TE_4	logisches *Oder*	
!TE_5	logisches *Nicht*	TE = *Triggerelement*

und mit geringen Einschränkungen komplexe Ausdrücke hieraus gebildet werden. Zu beachten ist allerdings, daß in jeder Triggerkoinzidenz ein sogenanntes t_0-Triggerelement vorhanden sein muß. Dieses Triggerelement wird von einem Subdetektor-System besonders hoher Zeitauflösung bereitgestellt, welches die Strahlkreuzung des anliegenden Ereignisses markiert. Neben der Definition des Ereignis-Zeitnullpunktes z.B. zur Berechnung der Orts-Driftzeit-Relation von Driftkammern ist diese Information auch zur Identifizierung sogenannter *pile-up*-Ereignisse wichtig, bei welchen sich Ereignis-Signale unterschiedlicher Entstehungsquellen überlagern und gleichzeitig ausgelesen werden. Die Wahrscheinlichkeit solcher Ereignisse ist aber bei HERA gering ($\approx 10^{-3}$).

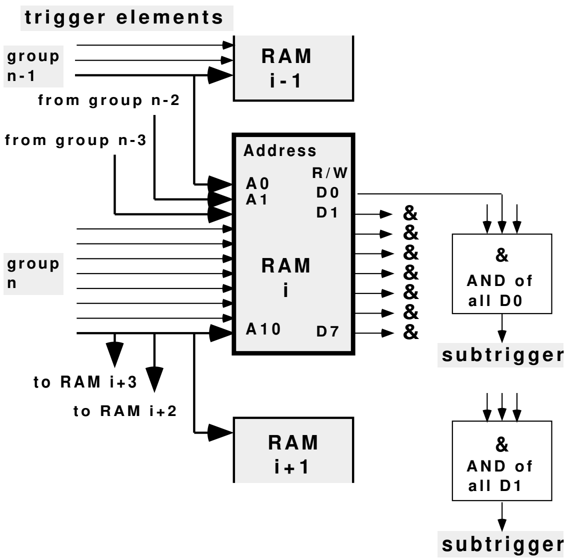


Abbildung 2.9: Generierung der *Subtrigger* durch RAM-Lookup Tables. Triggerelemente eines Subsystems werden zusammen mit den t_0-Triggerelementen auf die Adressleitungen eines RAM-Bausteins gelegt. Die mittels konventioneller UND-Gatter erzeugte Koinzidenz der RAM-Ausgänge aller Subsysteme erzeugt die *Subtrigger*-Bedingungen (aus [Sef92]).

Die Triggerkoinzidenzen werden elektronisch über sogenannte RAM[5]-*Lookup-Tables* gebildet (siehe Abb. 2.9). Die logischen Signale der Triggerelemente eines Subsystems werden dabei zusammen mit den t_0-Triggerelementen auf den Addressbus eines schnellen RAM-Bausteins gegeben, dessen 8-bit-Speichzellen die frei programmierbare Kombination logischer Ausdrücke all

[5]Random Access Memory

dieser Triggerelemente ermöglichen. Jeder Ausgang dieses RAM-Bausteines kann mit Ausgängen anderer RAM-Bausteine durch konventionelle logische UND-Gatter verbunden werden. Zusammen bilden diese eine von insgesamt 128 möglichen *Subtrigger*-Bedingungen.

Eine erfüllte *Subtrigger*-Bedingung führt nicht automatisch zu einer *L1keep*-Entscheidung, da sonst die *Level-1* Rate eines bestimmten *Subtriggers* zu hoch werden kann. Man bedient sich daher einem Skalierungsverfahren *(prescaling)*, nach welchem nur jeweils eines aus einer voreinstellbaren Anzahl von Ereignissen *(prescale factor*), die die *Subtrigger*-Bedingung ausgelöst haben, tatsächlich ausgelesen wird. Durch Multiplikation des voreingestellten Skalierungsfaktors mit der skalierten *Subtrigger*-Rate läßt sich die tatsächliche *Subtrigger*-Rate ohne Skalierung berechnen.

2.3.3 Die Szintillations-Flugzeit-Detektoren (ToF)

Ein einfaches und wirksames Mittel zur Unterdrückung von Untergrund bieten Flugzeitdetektoren mit hoher Zeitauflösung. Sie messen den Zeitpunkt des Eintreffens von Signalen mit einer Genauigkeit von einigen ns. Jedes dieser sogenannten *ToF*-Systeme[6] kann mit entsprechend eingestellten Zeitfenstern bestimmte Ereignisse akzeptieren (*ToF*-Zeitfenster) oder verwerfen (*AToF*, Anti-ToF-Zeitfenster). Dies kann z.B. durch die die Bereitstellung von entsprechenden ToF- und AToF-Triggerelementen geschehen, deren Kombination innerhalb einer *Subtrigger*-Koinzidenz auf der ersten Triggerstufe ein Veto zur Unterdrückung von Untergrundereignissen ermöglicht.

BToF und FToF

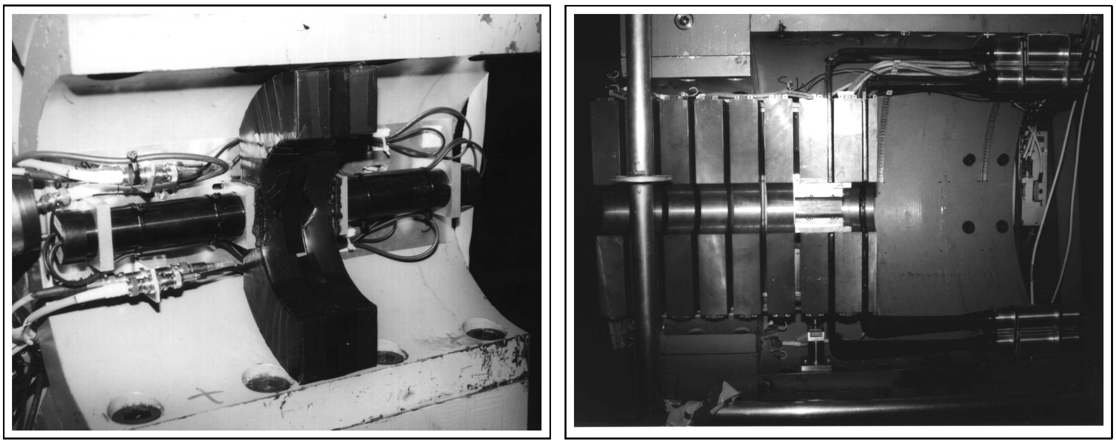
Beim H1-Detektor kommen Szintillations-Vetozähler auf der Elektronen- (*Forward ToF*, FToF) sowie auf der Protonenseite (*Backward ToF*, BToF) zum Einsatz. Sie sind 5.2 m bzw. 2.7 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt um die Strahlachse herum angebracht (siehe Abb. 2.10). Jeweils zwei zur Strahlachse senkrechte Ebenen von szintillierendem Material werden über Photomultiplier ausgelesen, die auch in Anwesenheit des starken magnetischen Feldes eine gute Linearität in der Sekundärelektronenvervielfachung aufweisen müssen[7]. Für zwei (BToF) bzw. drei einstellbare (FToF) Zeitfenster können über eine NIM-Logik digitale Trigger-Signale erzeugt werden, welche als Triggerelemente zum zentralen Trigger geführt werden. Die Zeitauflösung dieser Zeitfenster, welche Signale der Elektron-Proton-Wechselwirkung (Triggerelement ToF_IA) vom Untergrund (Triggerelement ToF_BG) trennen sollen, beträgt ≈ 2 *ns* [Lop96p].

Darüberhinaus erfolgt eine Auslese der Zeitinformation über ein FTDC[8]-System mit einer theoretisch erreichbaren Zeitauflösung von 0.2 ns, die aber durch die Zeitauflösung der Photomultiplier limitiert ist. Diese *offline* zur Verfügung stehende Zeitmessung vor allem des BToFs wird in Abschnitt 3.2.1 bei der Klassifizierung des Untergrundes verwendet werden.

Das Plug-ToF

Im Verlauf der Datennahmeperiode 1995 wurde der Plug-Detektor in nicht-bestückten Einschüben mit Szintillatorplatten ausgestattet, die ebenfalls eine Vetozählerfunktion ähnlich von BToF und

[6] ToF: Time of Flight,Flugzeit-Detektor
[7] man verwendet Hamamatsu R2490-01
[8] FTDC:Flash Time-to-Digital-Converter



(a) Backward ToF.

(b) der Plug-Detektor mit Szintillatoren zwei unbestückten Silizium-Einschüben, die rechts im Bild zu sehen sind.

Abbildung 2.10: Zwei Detektorsysteme zur Flugzeitmessung.

FToF ermöglichen. Die Zeitauflösung dieses Systems, welche im wesentlichen aus der selben Elektronik wie das BToF aufgebaut ist, ist geringfügig schlechter als für BToF und FToF. Ein wesentliches Problem ist dabei das stark inhomogene Magnetfeld in diesem Bereich, welches die Sekundärelektronenvervielfachung in den Photomultipliern beeinträchtigt.

Abb. 2.11 zeigt am Beispiel des PToF die Einstellung des Wechselwirkungszeitfensters (PToF_IA) sowie des Zeitfensters für Untergrundereignisse (PToF_BG), wie sie in Form von Triggerelementen dem zentralen Trigger zugeführt werden (siehe 2.3.2). Die Kombination dieser Triggerelemente erzeugt das Plug-ToF-Veto

$$\boxed{\mathsf{PToF\_Veto} = (\mathsf{PToF\_IA} || !\mathsf{PToF\_BG})}$$

welches teilweise Bestandteil der in dieser Arbeit untersuchten Triggerkoinzidenzen ist. Dabei muß beachtet werden, daß natürlich nur Untergrundereignisse getriggert wurden, für welche die Veto-Bedingungen nicht zutreffen.

Aus technischen Gründen sind die Zeitfenster für die Triggerelemente von *BToF* und *PToF* nur innerhalb eines globalen Fensters von 70 *ns* einstellbar. Zusätzlich wird ein Triggerelement PToF_GL definiert, das die Lage dieses Fensters markiert. Dieses Triggerelement wurde in der Datennahmeperiode 1995 nicht benutzt.

Die Vetowand

Ein viertes, auf Szintillationszählern basierendes System, die sog. *Veto Wand* sollte hier zur Vollständigkeit erwähnt werden. Sie besteht aus zwei Doppellagen von Szintillationszählern im Rückwärtsbereich bei 6.5 m (innere Vetowand) bzw. 8.1 m (äußere Vetowand) vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Die Generierung der Triggersignale erfolgt in ähnlicher Weise wie bei FToF und

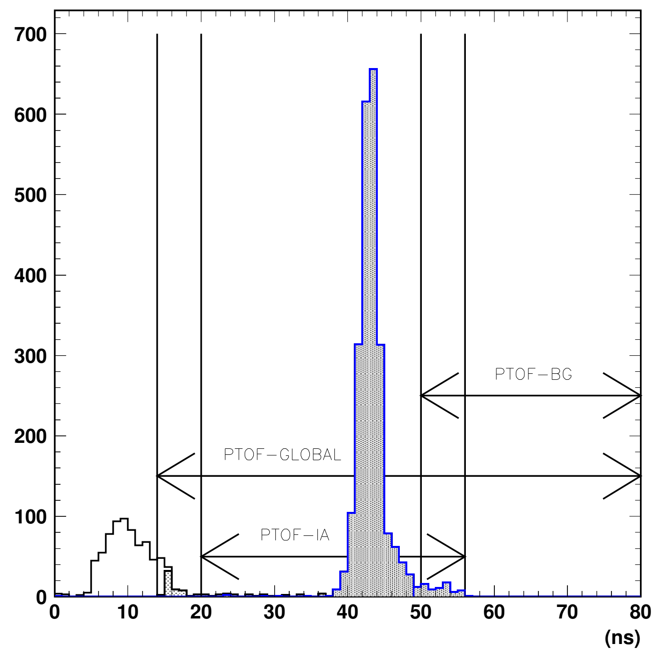


Abbildung 2.11: PToF-Zeitspektrum und die Lage der Triggerelement-Zeitfenster. PToF_BG markiert das *AToF*-Zeitfenster, PToF_IA das *ToF*-Zeitfenster und beginnt bei ≈ 20 *ns*. Das Triggerelement PToF_GL markiert den Anfang und das Ende des gesamten PToF-Zeitfensters.

BToF. Mittels der Triggerelement-Raten von innerer und äußerer Vetowand kann zudem der Strahluntergrund von der Elektronseite *(electron gated background)* sowie der Protonseite *(proton gated background)* im H1-Kontrollraum überwacht werden.

2.3.4 Der *zvtx*-Trigger

Die Aufgabe des *zvtx*-Triggers besteht darin, einen gemeinsamen Ursprung von zentralen Spuren entlang der z-Achse mithilfe des Proportionalkammersystems aufzufinden. Abb. 2.12 zeigt die radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems mit den Proportionalkammern CIP und COP, welche eigens zu Triggerzwecken konzipiert wurden. Im Vorwärtsbereich werden die ersten beiden Lagen der FPC miteinbezogen.

Die Proportionalkammern sind in der φ- und z-Koordinate in sogenannte *Pads* segementiert, die auf Spuraktivität sensitiv sind. Die Zeitauflösung beträgt ca. 40 ns, was zur Unterscheidung von Signalen unterschiedlicher *bunch crossings* ausreicht. Die Koinzidenz von vier (optional drei) Pads definiert eine gerade Linie (*ray* genannt), die eindeutig einem Bereich auf der z-Achse zugeordnet werden kann und so einen möglichen Spurkandidaten liefert. Innerhalb des sensitiven Bereichs des *zvtx*-Triggers von $z = \pm 43.9$ *cm* definiert ein solcher Bereich von 54.9 *mm* Länge

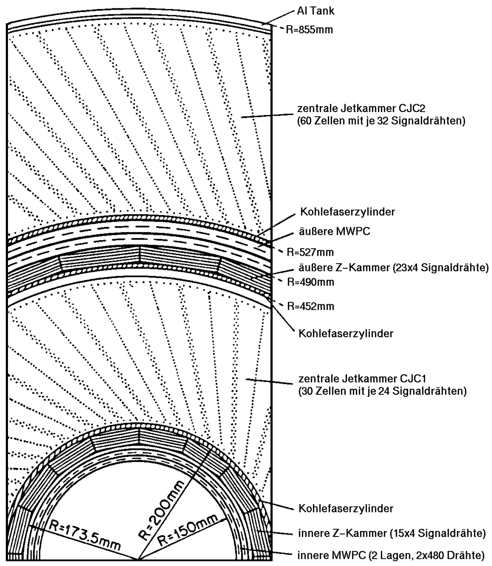


Abbildung 2.12: radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems

in der z-Koordinate ein *bin* im *zvtx*-Histogramm, welches insgesamt aus 16 solcher *bins* besteht (siehe Abb. 2.13). Jeder Spurkandidat trägt einen Eintrag im *zvtx*-Histogram bei, wobei der Wechselwirkungspunkt einer Elektron-Proton-Wechselwirkung durch das *bin* mit den meisten Einträgen markiert sein sollte.

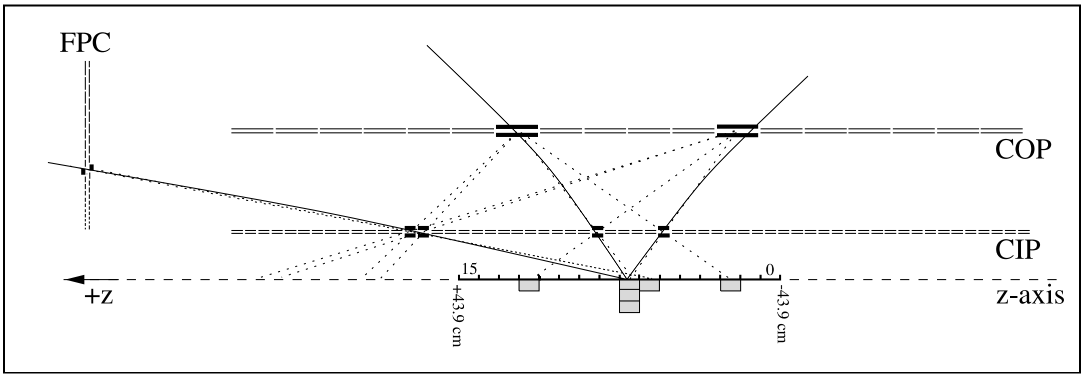


Abbildung 2.13:
Funktionsweise des *zvtx*-Triggers. Koinzidenzen von jeweils vier Proportionalkammer-Pads von CIP, COP und FPC definieren einen Spurkandidaten (aus [Hpb96a]).

Der *zvtx*-Trigger liefert mehrere Triggerelemente an den zentralen Trigger. Bei Vorhandensein mindestens eines Spurkandidaten im *zvtx*-Histogramm wird das Triggerelement zvtx_t0 gesetzt. Liegt im *zvtx*-Histogramm ausserdem ein signifikantes Maximum vor, wird ein zvtx_σ1-Triggerelement gesetzt. Die Signifikanzbedingung wird dabei aus einem frei programmierbaren

RAM-Lookup-Table abgeleitet, was eine große Flexibilität erlaubt. In der Tat existieren mehrere Signifikanzbedingungen verbunden mit weiteren Triggerlementen, die in [Hpb96b] beschrieben sind.

Darüberhinaus können die *zvtx*-Spurkandidaten mit Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters zu sogenannten *big rays* verbunden werden. Eine Untersuchung dieser topologischen Triggerkoinzidenz auf der ersten Triggerstufe findet sich in [DMu94].

2.3.5 Der BDC Trigger

Auch die rückwärtige Driftkammer BDC liefert Triggersignale, die vom Digitalzweig der Auslese (*Wire Digital Module Boards*, WDMBs) abgeleitet und zum zentralen Trigger geführt werden. Für alle Sektoren jeder Doppellage werden radiale Bereiche von jeweils 8 Drähten pro BDC-Sektor zu sogenannten Ringen zusammengefaßt, so daß jede Doppellage eine Segmentierung in 4 radiale Bereiche aufweist.

Für jeden dieser radialen Bereiche werden *AND* und *OR*-Signale gebildet, je nachdem, ob für einen gegebenen Ringbereich Drähte aus beiden *(AND)* oder nur aus einer Drahtebene *(OR)* angesprochen haben. Dies geschieht in den sogenannten *Double Layer Boards*, wobei zur Definition der Koinzidenz die Zeitdauer der Signale beider Drahtebenen verlängert werden muß, um unterschiedliche Driftzeiten in den Driftzellen zu kompensieren *(Stretching)*.

Für die *AND* und *OR* Signale eines jeden Ringbereiches aller Doppellagen wird schließlich auf einem *Main Coincidence Board* eine Majoritätsbedingung formuliert, indem das zeitliche Zusammentreffen von mindestens drei aus vier radialen Bereichen aus allen Doppellagen gefordert wird. Die resultierenden acht Triggerelemente BDC_OR_0 bis BDC_OR_3 bzw.BDC_AND_0 bis BDC_AND_3 liefern somit ein schwächeres und ein stärkeres Kriterium für Spuraktivität in der BDC in vier unterschiedlichen radialen Bereichen (siehe Abb. 2.14).

Zur Definition der Majoritätsbedingung auf dem *Main Coincidence Board* sowie der *AND* UND *OR*-Bedingungen auf den *Double Layer Boards* werden *Lookup-Tables* herangezogen, so daß auch in diesem Trigger-Subsystem ein Maximum an Flexibilität gegeben ist. Zur Implementation des Triggers konnten Bauteile aus dem Myonensystem (siehe [Tut91]) verwendet werden, da auch die digitale Auslese der BDC auf diesem System basiert. Die Effizienz des BDC-Triggers wurde zu 91% bis 97% (*ANDs*) bzw. 100% (*ORs*) bestimmt [Itt96p]. Nähere Informationen zur BDC-Trigger-Elektronik finden sich in [Itt97].

Die Raten der BDC-Triggerelemente konnen *online* überwacht werden. Im Anhang B wird das Auslesesystem hierzu kurz vorgestellt und die räumlichen Verteilung der Aktivität in der BDC untersucht.

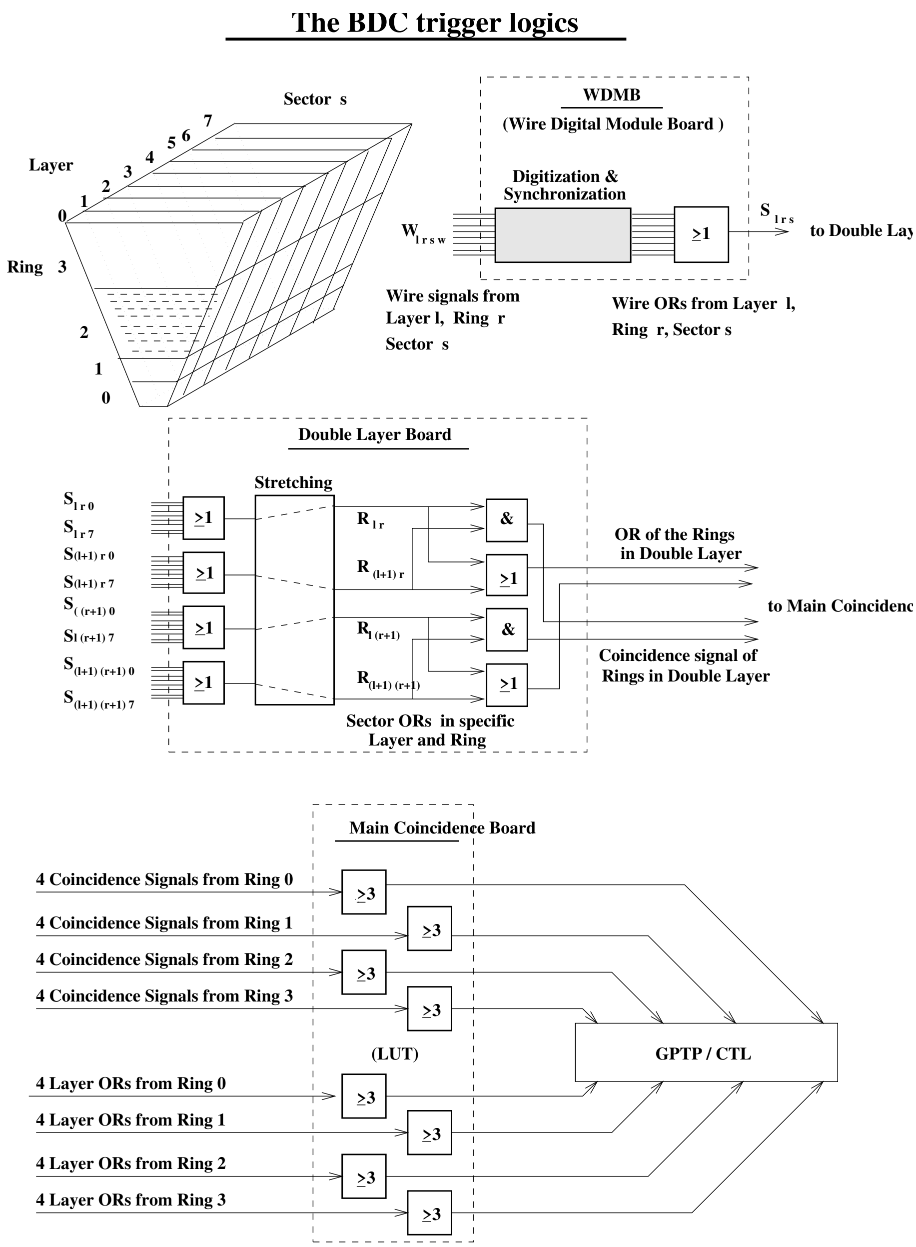


Abbildung 2.14: Schematischer Aufbau des BDC-Triggers. Signale aus dem Digitalzweig der BDC-Auslese *(WDMBs)* für unterschiedliche Ringbereiche in den BDC-Doppellagen werden auf den *Double Layer Boards* driftzeitkompensiert und zur Koinzidenz gebracht. Die resultierenden Signale werden auf dem *Main Coincidence Board* den Majoritätsbedingungen unterworfen und dem zentralen Trigger *(CTL)* zugeführt (aus [Itt97]).

2.3.6 Der Inklusive Elektron-Trigger (IET)

Das Spaghetti-Kalorimeter SPACAL erlaubt neben einer präzisen Energiemessung auch die Bestimmung des Ereignis-Zeitpunktes, zu dem eine Energiedeposition in den SPACAL-Zellen gemessen wurde. Basierend auf dieser Eigenschaft verfügt das SPACAL über ein leistungsfähiges Triggersystem, den Inklusiven Elektron Trigger (IET). Er dient zum Nachweis von Elektronen und Hadronen anhand ihrer Schaueraktivität im elektromagnetischen Kalorimeter.

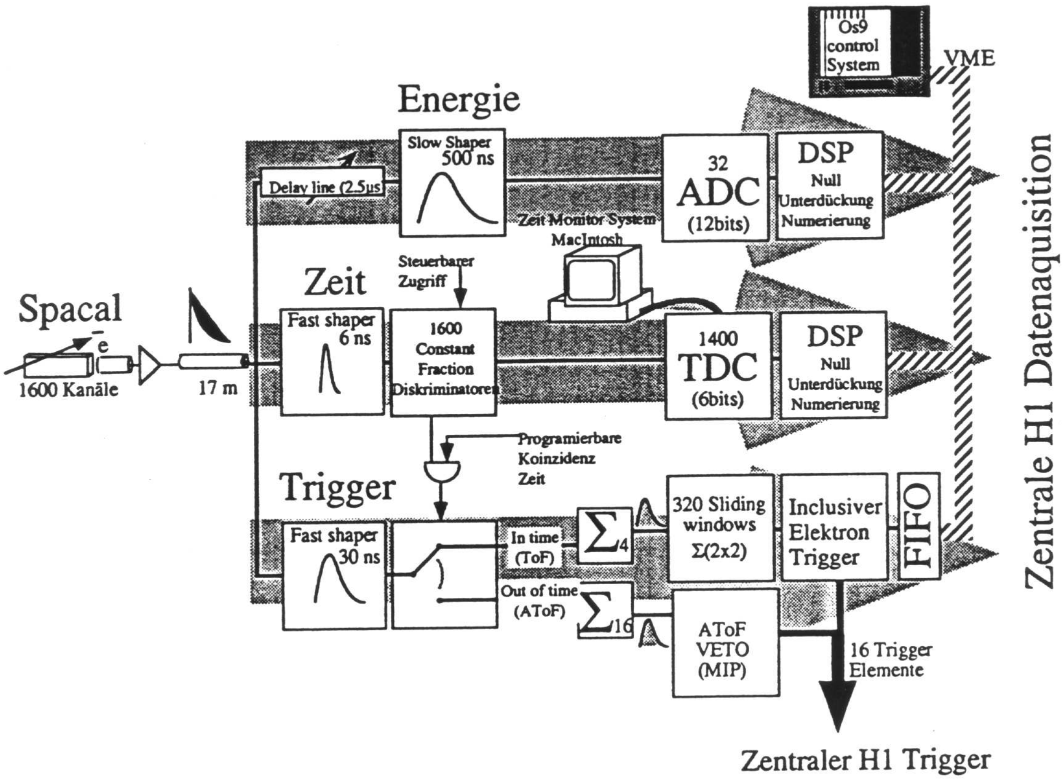


Abbildung 2.15: Schema des SPACAL-Auslesesystems (aus [Arn95]).

Energiezweig des SPACAL

Entsprechend der dreifachen Anforderung der Energie- und Zeitmessung sowie der Triggerfunktion werden die insgesamt 1320 Zellen des hadronischen (128 Zellen) und elektromagnetischen SPACAL (1192 Zellen), die von der gleichen Elektronik ausgelesen werden,auf drei Auslesezweige verteilt (siehe Abb.2.15). Im **Energiezweig** werden die Signale der SPACAL-Zellen verstärkt, umgeformt und mittels eines konventionellen ADC[9]-Systems digitalisiert. Spezielle Signalprozessoren (DSP[10]) führen eine Nullunterdrückung, Kalibration und geometrische Zuordnung der Signale durch, ehe sie dem H1-Datennahmesystem zugeführt werden.

[9]ADC:Analog-Digital-Converter
[10]DSP:Digital Signal Processor

TDC-Zweig des SPACAL

Analog zur Energiemessung erfolgt die Zeitmessung im **TDC-Zweig**. Die Signale werden zunächst umgeformt und auf sogenannte *Constant Fraction Discriminatoren* gegeben, welche bei Erreichen einer bestimmten, auf die Signalpulshöhe bezogene Schwelle ein digitales Signal liefern. Die Zeitdauer zwischen diesem und einem durch die *HERA-clock* synchronisierten Referenz-Zeitsignal wird durch ein TDC [11]-System digitalisiert. Die TDC-Zeitinformation wird daraufhin von DSPs ausgelesen, nullunterdrückt und an das H1-Datennahmesystem weitergeleitet. Die ereichte Zeitauflösung im Datennahmejahr 1995 wird dabei auf $\sigma_{TDC} = 0.6\ ns$ beziffert [Gor96]. Eine ausführliche Beschreibung des SPACAL-TDC-Systems findet sich in [Eis94].

Triggerzweige des SPACAL: Prinzip des IET-Triggers

Durch eine einstellbare Koninzidenzzeit wird die gemessene Energie in den SPACAL-Zellen einem ToF- und einem AToF-Zeitfenster zugeordnet und in separaten elektronischen **Triggerzweigen** weiterverarbeitet. Jeweils 16 Zellen im AToF-Trigger Zweig werden summiert und können mit voreinstellbaren Energieschwellen verglichen und in Triggerelementen kodiert dem zentralen Trigger zugeführt werden.

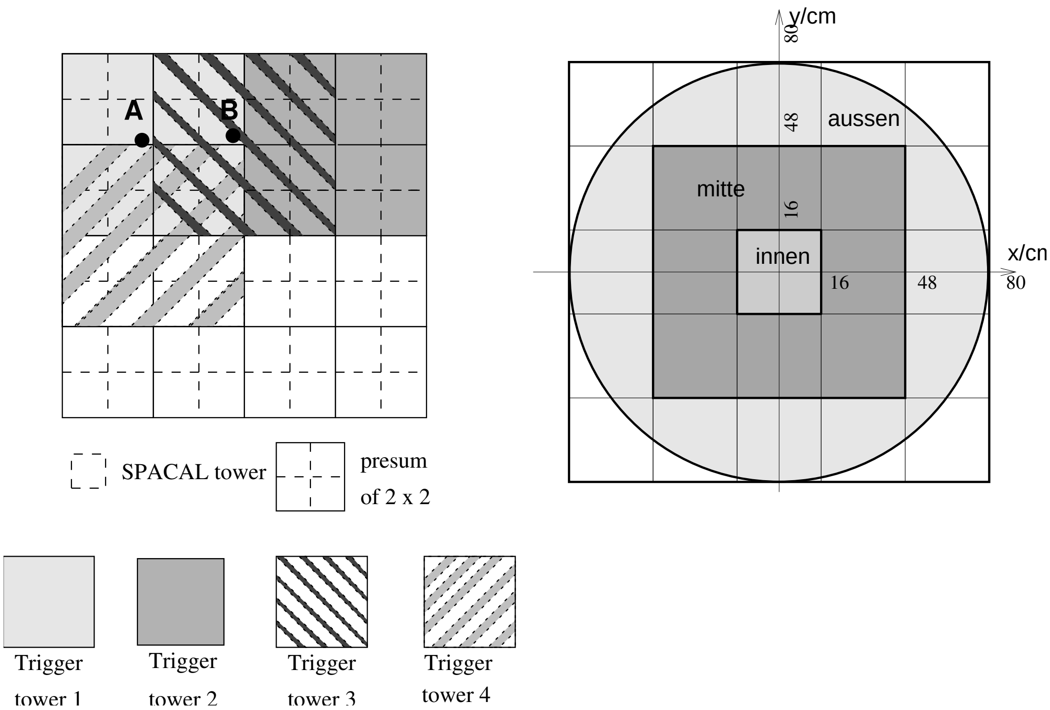
Der **inklusive Elektron-Trigger** basiert auf Zelleninformation aus dem ToF-Triggerzweig und erlaubt auf der ersten Triggerstufe eine feinere Diskriminierung lokaler Energiedepositionen (sog. *Cluster*), wie sie von Elektronen verursacht werden, die unter flachem Einfallswinkel ins elektromagnetische SPACAL gestreut werden und dort einen elektromagentischen Schauer erzeugen. Um einen solchen Schauer im SPACAL lokalisieren zu können, stehen 320 sogenannte *sliding windows* zur Verfügung. Als solche werden bis zu vier sich jeweils überdeckende Bereiche von 4×4 SPACAL-Zellen (sog. *Trigger Tower*) bezeichnet, die elektronisch aufsummiert werden. Die gegenseitige Überdeckung dieser Bereiche stellt sicher, daß die Energie des elektromagetischen Schauers in mindestens einem dieser aufsummierten Zellen-Bereiche möglichst vollständig erhalten ist (siehe Abb. 2.16(a)).

	IET > 0	IET > 1	IET > 2
Zentrum	4 *GeV*	6 *GeV*	15 *GeV*
Mitte	2 *GeV*	3.5 *GeV*	15 *GeV*
Außen	1 *GeV*	2 *GeV*	15 *GeV*

Tabelle 2.1: Energie-Schwellen-Einstellung für den SPACAL IET–Trigger. Horizontal: IET-Triggerschwelle; vertikal: Energieschwelle im zentralen, mittleren und äußeren Bereich.

Ist die auf diese Weise aufsummierte Energie größer als eine einstellbare Schwelle, so wird dies mittels entsprechender Triggerelemente dem zentralen Trigger mitgeteilt. Insgesamt drei unterschiedliche Energieschwellen SPLCe_IET > 0, IET > 1 und IET > 2 können kodiert werden, die jeweils noch für den zentralen, mittleren und äußeren Bereich unterschiedlich eingestellt werden können (siehe Abb 2.16(b)). Tabelle 2.1 zeigt die in der Datennahmeperiode 1995 eingestellten Energiewerte für die drei IET-Schwellen in den unterschiedlichen SPACAL-Bereichen.

[11] TDC:Time-to-Digital Converter



(a) Bereiche von jeweils 4×4 SPACAL-Zellen *(sliding windows)*, die sich gegenseitig überdecken, erfassen den Schauer eines bei A bzw. B. eintreffenden Elektrons. Die gesamte Energie wird dabei im *sliding window* 1 bzw. 3 gemessen (aus [Bou95]).

(b) Der zentrale, mittlere und äußere Bereich des SPACAL, für welche unterschiedliche Energieschwellenwerte für eine gegebene IET-Trigger-Schwelle eingestellt werden können (siehe Tabelle 2.1)

Abbildung 2.16: Der IET-Trigger.

Slewing der SPACAL-TDC-Information

Die Zeitmessung der SPACAL-Zellen zeigt eine systematische Abhängigkeit von der Zellen-Energie bei kleinen Zellenergien. (siehe Abb.2.18(a). Dieser Effekt wird als *Slewing* bezeichnet. Er rührt von der Tatsache her, daß Pulse kleiner Pulshöhe und damit kleiner Energie eine flachere Anstiegsflanke haben als Pulse großer Energie. Diese überschreiten die Diskrimator-Schwelle eines konventionellen TDC-Systems damit später (siehe Abb. 2.17). Ein solcher Effekt läßt sich durch die Verwendung der *Constant Fraction Diskriminatoren*, die die Diskrimator-Schwelle auf die Pulshöhe beziehen, zwar vermindern, kann aber bei ungünstigen Betriebsparametern dennoch zum Tragen kommen. Kleine Energiedepositionen im SPACAL werden somit systematisch zu späteren Zeiten eingeordnet.

Dieser *Slewing*-Effekt findet sich in den Daten von Run 130845 wieder, bei welchem niedrige IET-Triggerschwellen eingestellt waren. Das *Slewing* setzt bei einer Zellenergie von ≈ 0.5 *GeV* ein (Abb.2.18(a)). Oberhalb dieser Schwelle kann auf *Zell-Niveau* von einer verläßlichen Zeitmessung ausgegangen werden.

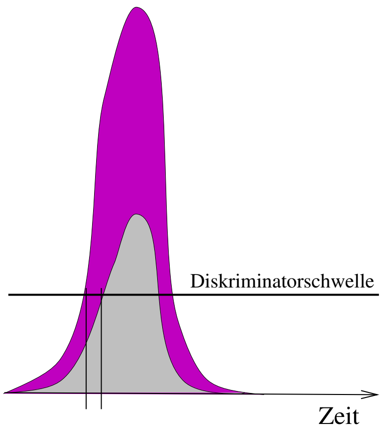


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung zum *Slewing*. Kleine Pulse überschreiten die Diskriminator-Schwelle später.

In Hinblick auf die in Abschnitt 4.3 durchgeführte Untersuchung von Triggerraten bei niedrigerer SPACAL-IET-Schwelle ist aber interessant, welche untere Grenze sich für die Energie des zugehörigen SPACAL-Clusters ergibt, wenn die energiereichste, zeitgebende Zelle des *Clusters* oberhalb von 0.5 *GeV* liegen soll. In Abb.2.18(b) sieht man den Zusammenhang zwischen der mittleren totalen *Cluster*-Energie und der korrespondieren Energie der zeitgebenden Zelle des *Clusters*. Es zeigt sich, daß für die folgenden Untersuchungen die Systematik des SPACAl-Zell-*Slewings* auf Cluster-*Niveau* für *Cluster*-Energien oberhalb 1 *GeV* vernachlässigt werden kann.

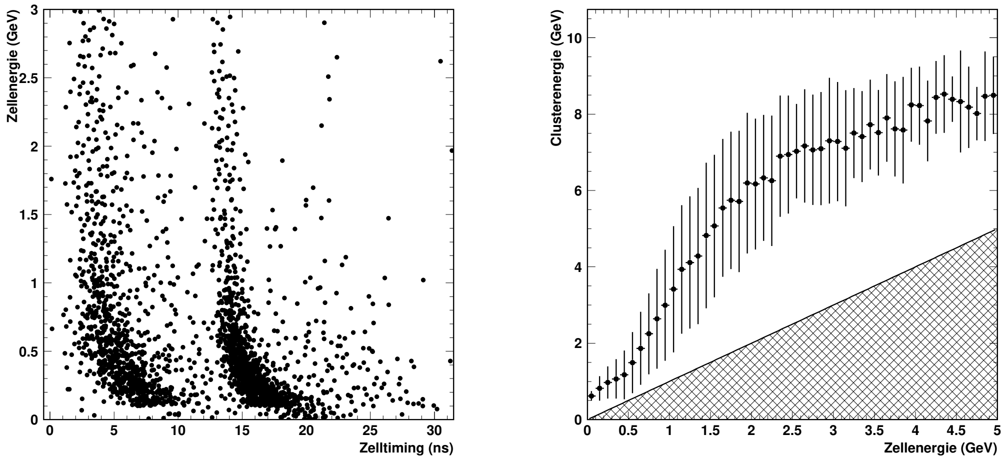
2.3.7 Die Berechnung des Ereigniszeitpunktes aus Spuren in der zentralen Jet-Driftkammer CJC_t_0

Bisher wurden Subdetektorsysteme diskutiert, die eine Information an den *Level-1* Trigger in Form von Triggerelementen liefern. Zur Untergrund-Unterdrückung können aber auch Größen herangezogen werden, die auf der *Level-4*-Farm bzw. in der *offline*-Rekonstruktion berechnet werden. Eine solche Größe, wie sie im Laufe dieser Untersuchung verwendet werden wird, ist der Ereignis-Zeitpunkt, wie er aus Spuren in den zentralen Spurkammern errechnet werden kann *(CJC_t_0)*.

Normalerweise benötigt das Rekonstruktionsprogram einer Driftkammer eine externe Information über den Ereignis-Zeitnullpunkt, um aus der Orts-Driftzeitrelation

$$\boxed{s = s(t) = \int_{t_0}^{t} v_d(t')dt'}$$

zur Berechnung der Hitpositionen die Spurparameter zu ermitteln [Sch96]. Gehen jedoch viele Freiheitsgrade in die Spurberechung ein, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß eine Teilchenspur die Signaldrahtebende kreuzt und somit ein Spurhit in den Nahdrahtbereich eines Auslesedrahtes fällt. Das Signal wird demnach -ähnlich einer Proportionalkammer - durch sofortige Lawinenbildung ohne Driftzeitverzögerung erzeugt und dient damit selbst zur Markierung des Ereignis-Zeitnullpunktes, so daß eine Anwendung der Orts-Driftzeit-Relation ohne externe Referenz möglich wird.



(a) *Slewing*-Kurven von Run 130845. Hier ist die gemessene Zellenenergie gegen die Zeitinformation des TDC-Systems aufgetragen. Man sieht den systematischen Beitrag des *Slewing* unterhalb einer Zellenergie von $\approx$ 0.5 GeV. Die zueinander verschobenen Kurzen stammen von verschiedenen Untergrundereignissen, die zu unterschiedlichen Zeiten im SPACAL eintreffen (siehe Abschnitt 4.3).

(b) Zusammenhang zwischen der mittleren rekonstruierten *Cluster*-Energie und der Energie der energiereichsten zeitgebenden Zelle dieses *Clusters*. Die Fehlerbalken zeigen die Varianz der Verteilung um den Mittelwert. Die Gerade markiert *Cluster*, bei welchem die gesamte *Cluster*-Energie in einer Zelle gespeichert ist. Der Bereich unterhalb der Gerade kann nicht erreicht werden.

Abbildung 2.18: Zum SPACAL-Slewing.

Die spezielle Geometrie der zentralen Jet-Driftkammer, wie sie in Abb. 2.12 ersichtlich ist, ergibt sich aus der Forderung, für Teilchenspuren aus der Wechselwirkungszone mit hohem Transversal-Impuls p_t mindestens eine solche Signaldrahtebenen-Kreuzung zu erhalten. Für jede Spur in einem Ereignis wird dabei als Ausgangspunkt zunächst ein *Einzelspur*-t_0 aus dem Minimum der Driftzeitverteilung aller Hits gebildet. In einem iterativen Verfahren, welches in [Stei94] beschrieben ist, kann dann basierend auf den Einzelspur-t_0 Ergebnissen der *Ereignis*-Zeitnullpunkt durch das Rekonstruktionsprogramm der zentralen Jet-Driftkammern bestimmt werden.

Die mit diesem Verfahren erreichte Zeitauflösung ist in [Stei94] zu $\approx$ 1.1 ns angegeben. Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes erfolgt dabei genauer, je mehr Signaldrahtebenenkreuzungen durch Spuren es in diesem Ereignis gibt. Ein bis zwei gut gemessene Spuren sind in der Regel für die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit dieser Genauigkeit ausreichend. Wenn in einem Ereignis aber z.B. nur Spuren unter sehr flachen Winkeln vorliegen, was bedingt durch die Geometrie der zentralen Driftkammer zu wenigen Signaldrahtebenen-Kreuzungen führt, kann die Messung entsprechend ungenauer ausfallen.

Da sich die Zeitinformation des CJC_t_0 aus den mit 104.0 MHz getakteten FADCs ableitet, wird als CJC_t_0-Einheit $\frac{1}{50}$ der FADC-Taktfrequenz, also 0.192 ns definiert.

3 Untergrundklassifizierung

Die bei den HERA-Experimenten bei weitem dominierenden Untergrundereignisse stammen von Elektron- und Protonstrahl. Um diesen Strahl-Untergrund möglichst gezielt mit dem *Level-1* Trigger reduzieren zu können, bedarf es zunächst einer Untersuchung unterschiedlicher Ereignis-Eigenschaften wie Topologie, Vertexinformation oder Multiplizitäten. Durch Schnitte auf geeignete Variablen kann dann eine Klassifizierung der Untergrundereignisse erstellt werden. Basierend auf einer solchen Klassifizierung, die in diesem Kapitel durchgeführt wird, lassen sich schließlich Triggerkoinzidenzen finden, welche bei maximaler Effizienz, d.h. geringem Verlust von Physikereignissen eine größtmögliche Ratenreduktion bewirken. Ein solches Verfahren wird im nächsten Kapitel anhand einer auf dem SPACAL basierenden Triggerkoinzidenz vorgestellt.

3.1 Elektron- und Protonstrahl-induzierter Untergrund

3.1.1 Quellen von Untergrund

Sowohl der Elektron- als auch der Protonstrahl sind Quellen von Untergrundereignissen, die im H1 Detektor beobachtet werden können. Folgende Mechanismen tragen dazu bei:

1. **Protonstrahl-Restgas Wechselwirkungen:** Protonen im normalen Strahl kollidieren mit Restgasatomen des Hochvakuums. Es entstehen Ereignisse mit einem Vertex in der Strahlachse und verschwindender longitudinaler Energie–Impulsdifferenz $E - p_z$.

2. **Proton-Strahlrohr Wechselwirkungen:** Die normale Verlustrate von Protonen über den gesamten HERA - Umfang beträgt ca. 10^7 sec^{-1}. An verschiedenen von den Experimenten weiter entfernten Stellen befinden sich zwar sogenannte *scrapers*, die den Strahl von Teilchen reinigen soll, die von der Sollbahn abweichen. Trotzdem gehen manchmal noch Protonen kurz vor dem Experiment verloren, die dann in der Strahlrohrwand und den Strahlführungselementen hadronische Partikelschauer auslösen. Größere Energiedepositionen im SPACAL und Spuren unter flachen Winkel in den zentralen Spurkammern sind die Folge. Da diese Ereignisse das SPACAL in der falschen Richtung durchdringen, wird die longitudinale Energie–Impulsdifferenz $E - p_z$ stark überschätzt. Meistens werden auch mehrere, eigentlich sekundäre Vertices entsprechend der hohen Schauermultiplizität beobachtet.

3. **Proton-Satelliten:** Im Beschleunigungsverfahren von Synchrotrons werden auch Hochfrequenzen mit einem Mehrfachen der eigentlichen Teilchenpaketfrequenzen verwendet, bei

HERA insbesondere das 5 fache (ca. 50 MHz) und das 20 fache (ca. 200 MHz). Bei ungenauen Vorbeschleunigungs- und Einschußverhältnissen in den HERA–Hauptring gelangt ein von Füllung zu Füllung unterschiedlicher Bruchteil der Protonen nicht an die richtige Stelle, sondern zwischen die eigentlichen Teilchenpakete.

Diese Protonen können nun sowohl mit Elektronen wechselwirken als auch Untergrund durch Restgas- oder Strahlrohr-Wechselwirkung erzeugen. Weil die Zeitverhältnisse in der ersten Triggerstufe von H1 eine wesentliche Rolle spielen, werden diese Ereignisse je nach zeitlicher Lage im Trigger schlechter unterdrückt.

4. **Elektron-Strahluntergrund:** Der durch den Elektronstrahl erzeugte Untergrund äußert sich in Ereignissen mit einer meist hohen Zahl von einzelnen lokalen Ionisationsstellen in den Spurkammern, die eine gegenüber den normalen Teilchenspursignalen um ein Mehrfaches erhöhte Pulshöhe aufweisen, so daß sie als Photonkonversionen interpretiert werden müssen (siehe Abs. 4.1). In der Tat sieht man manchmal Andeutungen von Positron-Elektron Paaren, die an diesem Konversionspunkt entstehen. Diese Ereignisse weisen oft auch relativ hohe und sehr inhomogen verteilte Energiedepositionen im SPACAL auf, und zeigen fast immer eine sehr starke Spurenaktivität in der BDC, die als das Resultat von Photonkonversionen in der hinteren Rückwand der zentralen Spurkammern interpretiert werden. Diese Photonen treten zeitlich stark korreliert auf, die meisten gewöhnlichen Ereignisse haben keine, oder fast keine solcher Konversionselektronen, während der hier besprochene Untergrund ausnahmslos eine sehr hohe Zahl von solchen Photonen aufweist.

   Es ist klar, dass es sich bei diesen Photonen nicht um direkte Synchrotronstrahlung aus dem Beschleuniger handeln kann, da weder deren Energieverteilung (siehe [Pit88]), noch deren stark zeitlich korreliertes Auftreten mit dieser Hypothese verträglich wäre. Als Erzeugungmechanismen kommen deshalb nur Sekundärstrahlung von einzelnen dem Strahl verlorengegangenen Elektronen oder von hochenergetischen Photon-Strahlrohrwechselwirkungen in Frage.

Die Intensität der Untergrundarten nach 2, 3 und 4 variieren stark von Füllung zu Füllung. Der Elektron-Strahluntergrund ist zudem abhängig von der genauen relativen Position des Strahles und den Synchrotronmasken im H1-Strahlrohr. Dieses Problem wurde durch den Einbau eines Strahlrohres mit kleinerem Durchmesser ab der Messperiode 1995 wesentlich verschärft.

Im Hinblick auf die bestehende Granularität der auf der ersten Triggerstufe zur Verfügung stehenden Triggersignale ist allerdings eine vollständige Klassifizierung nach physikalischem Enstehungsmodus nur eingeschränkt sinnvoll, da physikalisch unterschiedlich entstehene Ereignisse für den *Level-1* Trigger identische Signaturen haben können. Für diese Arbeit wurde daher eine induktive Klassifizierung des Untergrundes gesucht, welche auf der ersten Triggerstufe klare Signaturen ergeben und deren Klassen möglichst disjunkt sind.

3.1.2 Verwendete Daten der Runperiode 1995

Grundlage der Untersuchungen bilden die Runs 123878, 130441, 130845, bei welchem die Untergrundunterdrückung der *Level-4* Filter Farm ausgeschaltet wurde (*Level-4* transparente Runs) . Auf diese Weise wir jedes von *Level-1* Trigger akzeptierte Ereignis auf Band geschrieben, was das detaillierte Studium der Untergrundereignisse und eine spätere Berechung von absoluten Triggerraten ermöglicht. Bei Run 130441 und 130845 wurde die gesamte zur Verfügung stehende Bandbreite den SPACAL IET-Triggern (vor allem die Triggerkoinzidenz *Subtrigger 5*) ohne Skalierung zur Verfügung gestellt, während im Run 123878 im wesentlichen mit der gesamten zu diesem Zeitpunkt verwendeten Trigger-Zusammensetzung gemessen wurde. Bei Run 130845 waren zudem noch niedrigere Schwellen des SPACAL-IET Triggers eingestellt, um das Verhalten von Triggerraten bei kleinerer Energie-Schwelle zu studieren. Tabelle 3.1 stellt die Randbedingungen der einzelnen *Level 4*-transparenten Runs zusammen.

<table>
<tr><th></th><th>Run 123878</th><th>Run 130441</th><th>Run 130845</th></tr>
<tr><td>Haupt-Subtrigger</td><td>0,1,2,3,4,5,6,7,8</td><td>5,81,102,103,105,119</td><td>5,81,102,103,105,119</td></tr>
<tr><td>Gesamtanzahl Ereignisse</td><td>19426</td><td>58658</td><td>36116</td></tr>
<tr><td>Anzahl Ereignisse von ST5 getriggert</td><td>16554</td><td>5687</td><td>23709</td></tr>
<tr><td>Level-1 Aktivzeit (s)</td><td>107.2</td><td>233.73</td><td>14.7</td></tr>
<tr><td>$IET > T$ Schwelle (GeV) (innen, mitte, außen)</td><td>(4,2,1)</td><td>(4,2,1)</td><td>(4,0.3,0.3)</td></tr>
<tr><td rowspan="2">Subtrigger 5 Definition</td><td colspan="3">(SPCLe_IET > 0) && (FToF_IA || !FToF_BG)&&...</td></tr>
<tr><td>...(!BToF_BG)</td><td colspan="2">...(!BToF_BG && !VETO_inner_BG && !VETO_Outer_BG) && (PToF_IA || !PToF_BG))</td></tr>
</table>

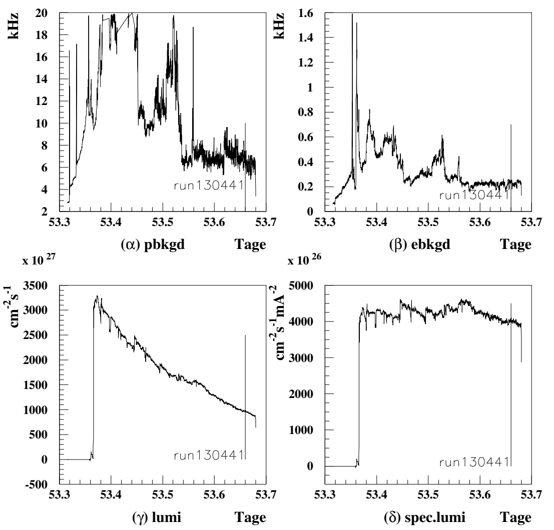
Tabelle 3.1: Tabelle der *Level-4* transparenten Runs.

Ein generelles Maß für die Untergrundverhältnisse im H1-Detektor liefert die Zählrate der Triggerelemente der *Vetowand*. Durch unterschiedliche Einstellung der Zeitfenster kann mit diesem System der Untergrund von der Elektronenseite *(electron-gated)* und von der Protonenseite *(proton-gated)* unterschieden werden.

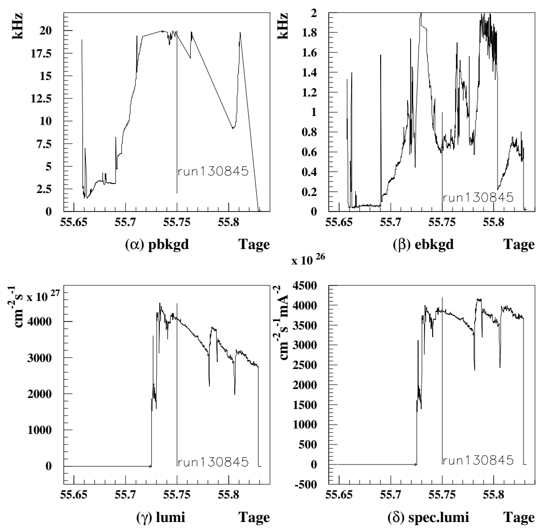
Abbildung 3.1 zeigt für die Runs 130845 bzw 130441 die Untergrundverhältnisse anhand von *proton-* und *electron-gated* Triggerraten der Vetowand sowie die zeitliche Lage dieser Runs innerhalb der jeweiligen HERA-Füllung. Die Luminosiät nimmt mit sinkenden Strahlströmen ab. Run 130845 wurde zu Beginn der HERA–Füllung 969, Run 130441 gegen Ende der HERA–Füllung 964 aufgezeichnet. Die Untersuchung jeweils eines Runs zu Beginn und am Ende einer HERA-Füllung erlauben es, die in Abs. 4.3 ausgeführten Ratenabschätzungen in den Kontext sich ändernder Strahlbedingungen unterschiedlicher HERA-Füllungen zu stellen.

Die Interpretation der *electron-gated* und *proton-gated* Untergrundraten muß jedoch mit Vorsicht erfolgen, da die Unterscheidung hier mit nur einem einzigen Zeitkriterium an der Stelle der Vetowand erfolgt. Deshalb ist der als *electron-gated* bezeichnete Untergrund auch durch Protonstrahl-Satelliten überlagert, was die teilweise scheinbare zeitliche Korrelation zwischen *electron-gated* und *proton-gated* Untergrund in Abb. 3.1 erklärt. Im folgenden soll also eine bessere Unterscheidung entwickelt werden.

Trotz der relativ stark variierenden Untergrundraten bleibt die Luminosität relativ stabil und proportional zu den Strahlströmen, was man an der Konstanz der normierten Luminosität sieht (siehe Abb.3.1, *(δ)*).



(a) Strahl-Bedingungen von Run 130441 (HERA-Füllung 964).



(b) Strahl-Bedingungen von Run 130845 (HERA-Füllung 969).

Abbildung 3.1: Strahlbedingungen von Run 130441 und Run 130845. Gezeigt sind die Raten des *proton-gated* (α) und des *electron-gated* Untergrundes (β) als Funktion der Zeit in Tagen seit dem 1.Oktober 1995. Zudem ist die absolute Luminosität *(γ)* und die auf die Strahlströme normierte Luminosität *(δ)* gezeigt.

Beim Studium der *Level-4* transparenten Runs trifft man auf zunächst zwei typische Arten von Ereignissen, wie sie in Figur 3.2 und 3.3 abgebildet sind.

Das Ereignis in Abbildung 3.2 zeigt eine hohe Spurmultiplizität in der CJC, wobei die Spuren von mehreren Vertices zum Teil außerhalb der nominellen *ep*–Vertexregion zu stammen scheinen. Dieses Ereignis führt man daher auf den in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Mechanismus 2 zurück, d.h. ein oder mehrere Protonen gehen dem Protonenstrahl verloren und produzieren einen Teilchenschauer durch Kollision mit dem Strahlrohr oder mit einem Ablenkmagneten.

Abbildung 3.3 dagegen zeigt ein Ereignis mit vielen nicht zu Spuren zusammensetzbaren Hits in der CJC, die allenfalls zu kurzen Spursegmenten zusammengefaßt werden können. Es kann durch den in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Mechanismus 4 interpretiert und damit als elektronenstrahlinduziertes Ereignis identifiziert werden. Auffällig ist auch die hohe Aktivität in der BDC, welche auf Konversion von Photonen im toten Material hinter der CJC zurückzuführen ist (siehe Bemerkung in Abs. 3.1.1 Punkt 4 sowie Abs. 4.1).

Elektron- oder Protonstrahl-induzierte Untergrundereignisse unterscheiden sich also in der Spurmultiplizität der CJC und können daher anhand dieser klassifiziert werden.

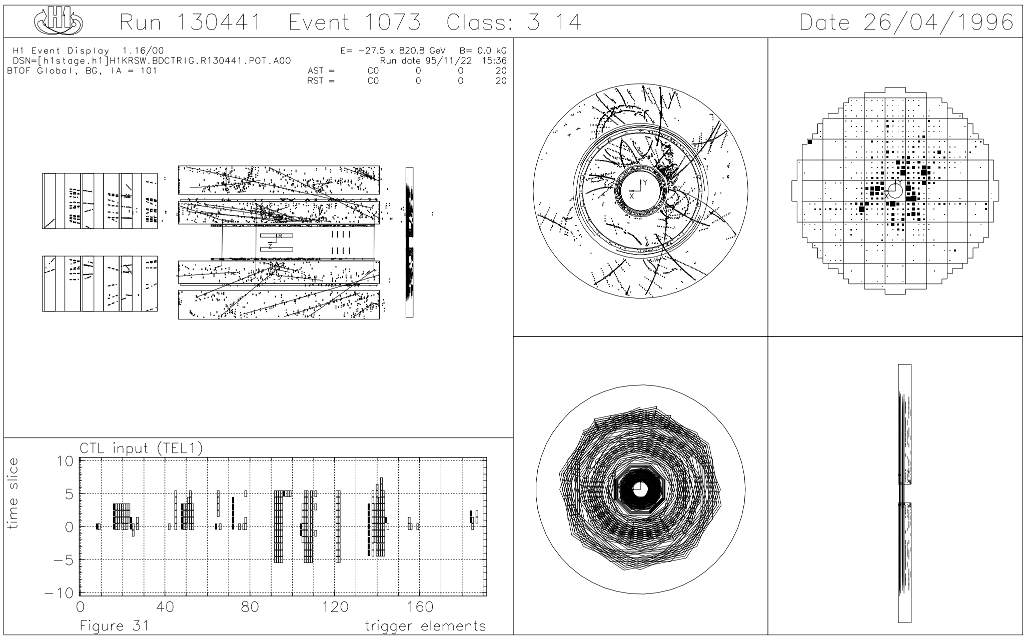


Abbildung 3.2: Typisches proton-induziertes Untergrund-Ereignis *(Upstream)*. Die meisten CJC-Spuren haben einen Vertex außerhalb der Wechselwirkungszone. In dieser Abbildung sieht man im größten Bereich links oben das Spurkammersystem des H1-Detektors, bestehend aus den Vorwärtspurkammern, den zentralen Jet-Driftkammern mit den Proportionalkammern und der BDC. Darunter zeigt ein Diagramm die in diesem Ereignis aktiven Triggerelemente. In der Mitte oben ist die Radialansicht der zentralen Spurkammern dargestellt, darunter befindet sich die Radialansicht und rechts daneben die Seitenansicht der BDC. Rechts oben schließlich ist das elektromagnetische SPACAL abgebildet.

3.1.3 Trennung von elektron- und protoninduziertem Untergrund

Abbildung 3.4 zeigt eine Verteilung der Spurmultiplizitäten fur den Run 123878. Die Variable $ncjkr$ gibt dabei die Anzahl der von der Rekonstruktion gefundenden Spuren in der zentralen Spurkammer an, ohne dabei einen erfolgreichen Vertexfit vorauszusetzen (*unbiased CJC tracks*).

Die Beobachtung an einzelnen Ereignissen und die stark erhöhte Häufigkeit der Anzahl von Ereignissen mit keiner oder nur einer rekonstruierten Spur motiviert das folgende Selektionskriterium:

$$\begin{aligned} \textbf{elektroninduzierter Untergrund}: \ ncjkr &\leq 1 \\ \textbf{protoninduzierter Untergrund}: \ ncjkr &> 1 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Dabei werden die eigentlichen *ep*–Wechselwirkungen dem protoninduzierten Untergrund im weiteren Sinne zugeordnet. Da bei *ncjkr=2* ebenfalls noch eine leicht erhöhte Anzahl von Ereignissen sichtbar ist, erwartet man auch hier noch einen Anteil an elektroninduzierten Ereignissen,

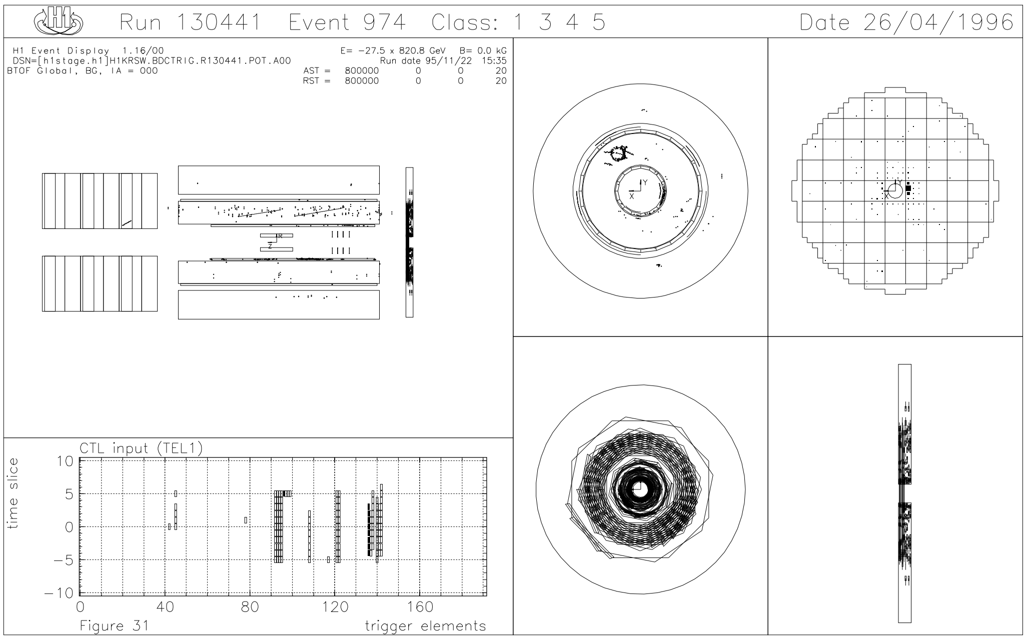


Abbildung 3.3: Typisches elektroninduziertes Untergrund-Ereignis. In der zentralen Spurkammern sind viele Hits sichtbar, die sporadisch zu kurzen Spursegmenten gelinkt werden. In der Radialansicht der zentralen Spurkammer sieht man oben zwei stark gegenläufig gekrümmte Spursegmente, die man als eine Paarbildung interpretieren kann. Erklärung der Darstellung siehe Abb. 3.2.

wie auch das Beispiel der Abb. 3.3 zeigt. Daß dieser Schnitt dennoch eine weitgehende Unterscheidung von proton- und elektroninduzierten Untergrundereignissen erlaubt, wird im folgenden gezeigt werden.

Wenn elektroninduzierter Untergrund im wesentlichen Photonenhits in der CJC hervorruft, dann erwartet man eine höhere mittlere Ladung pro Hit, da Photonen durch die ihnen offenstehenden Wechselwirkungen mit dem Spurkammer-Gas (Photoeffekt, Compton-Effekt, Paarbildung) im wesentlichen ihre gesamte Energie lokal deponieren, während Teilchendurchgänge infolge Ionisation ihren Energieverlust quasi-kontinuierlich entlang der Spur deponieren.

Die in Abb.3.5 dargestellte Verteilung der mittleren Ladung pro Hit in der CJC für Run 123878 bestätigt diese Erwartung mit zwei klar unterscheidbaren Bereichen, von welchen der Bereich kleiner mittlerer Ladung der protoninduzierten Untergrundklasse (dunkel schraffiert), der Bereich großer mittlerer Ladung der elektroninduzierten Untergrundklasse (hell schraffiert) zugeordnet ist.

3.1.4 Eigenschaften von elektron- und protoninduziertem Untergrund

Elektron- und protoninduzierter Untergrund unterscheiden sich im Energiespektrum der energiereichsten *Cluster* im SPACAL, welche Abbildung 3.6 zeigt.

Das Energiespektrum der als elektroneninduziert klassifizierten Ereignisse (Abb. 3.6(a)) fällt mit zunehmender Energie stark ab. *Cluster* von einigen GeV können zum einen durch niederener-

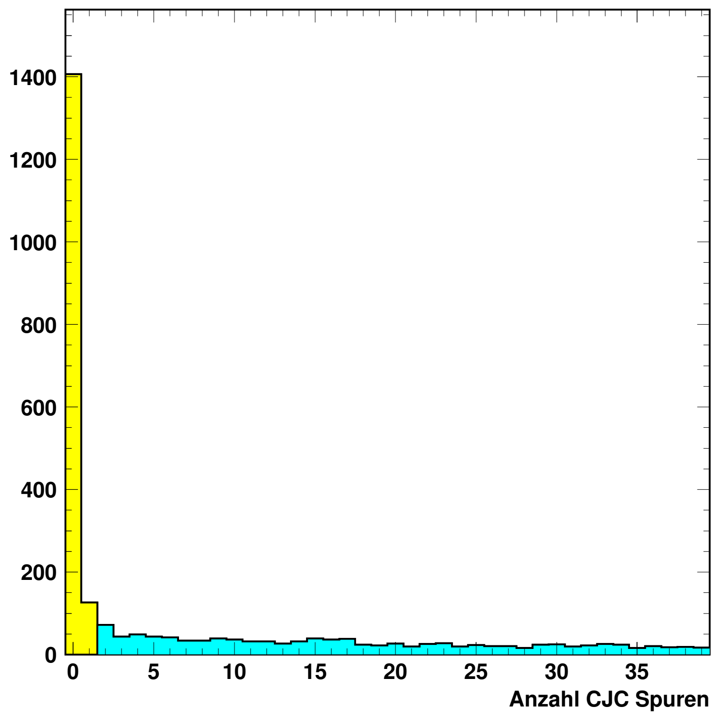


Abbildung 3.4: Verteilung der CJC-Spurmultiplizitäten (Run 123878). *hell schraffiert:*elektron-induzierte Untergrundklasse; *dunkel schraffiert:*proton-induzierte Untergrundklasse

getische Photonen (einige $10-100$ keV) entstehen, die die SPACAL-Photomultiplier direkt treffen und *Cluster* von einigen GeV fingieren können, zum anderen von realen sekundären Teilchen, welche vom Elektronenstrahl erzeugt werden (siehe Abs. 3.1.1 Punkt 4). Die protoninduzierten Ereignisse dagegen besitzen ein relativ flaches, zu großen Energien auslaufendes Energiespektrum. Dies ist auf die hadronische Natur der Wechselwirkung dieser Ereignisse zurückzuführen. Der Abfall der beiden Energiespektren unter 5 GeV wird durch die IET-Triggerschwelle bestimmt.

In der Energieverteilung der als elektroninduzierter Untergrund klassifizierten Ereignisse sind einige wenige Ereignisse bei ≈ 27 GeV sichtbar. Diese Ereignisse sind auf das kinematische Maximum zurückzuführen, da einige dieser Ereignisse keine Spuren im Zentralbereich hinterlassen und deshalb von Gleichung 3.1 falsch erfaßt werden. Es handelt sich dabei um Ereignisse mit hohem x, deren Jetaktivität in den Vorwärtsbereich konzentriert ist. Diese kann von den zentralen Spurkammern nicht erfaßt werden. Da es sich aber um insgesamt wenig Ereignisse handelt, die falsch klassifiziert werden, ist dieser Effekt für Ratenabschätzungen zu vernachlässigen.

Elektron- und protoninduzierter Untergrund unterscheiden sich desweiteren eindeutig in den TDC-Spektren der ToF-Szintillationszähler, wie in Abb. 3.7 zu sehen und im folgenden Abschnitt erklärt werden wird.

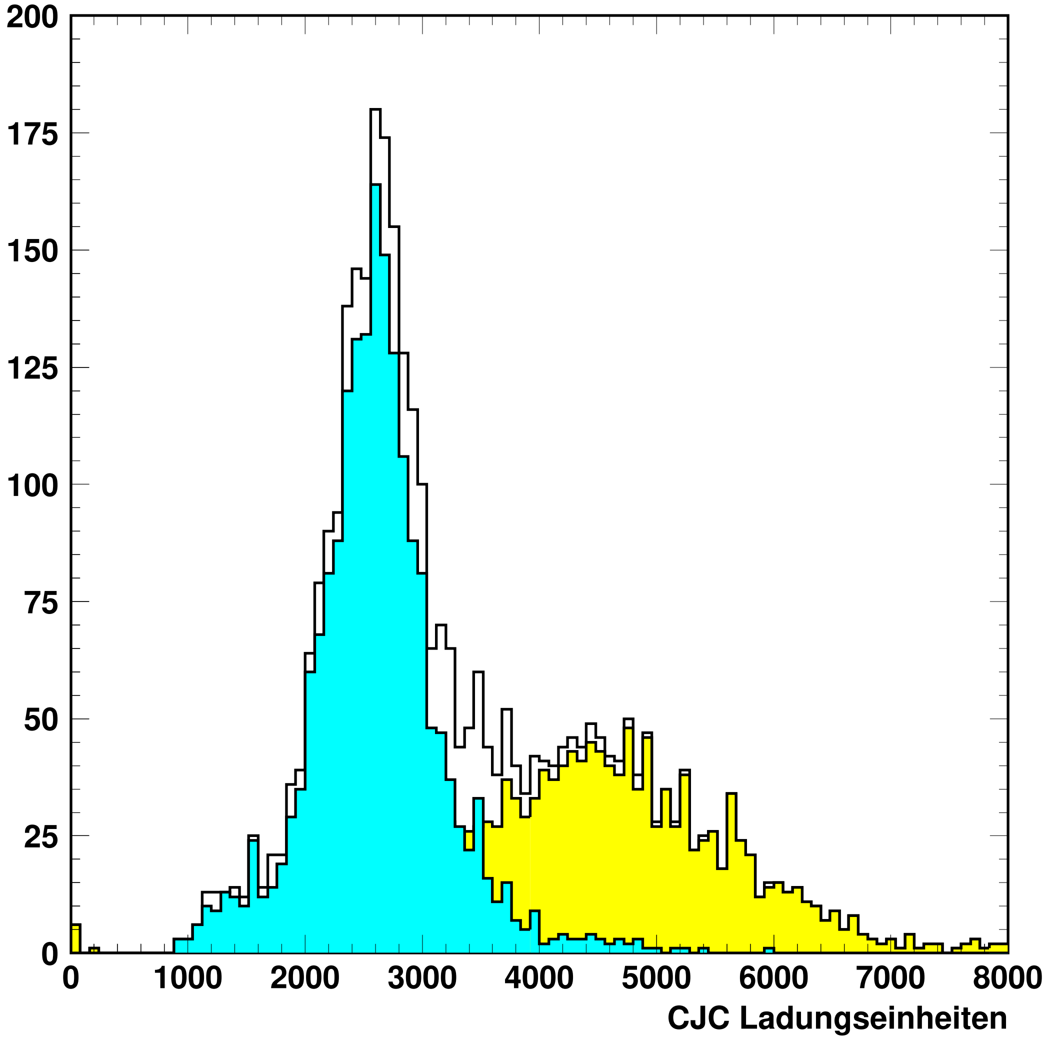
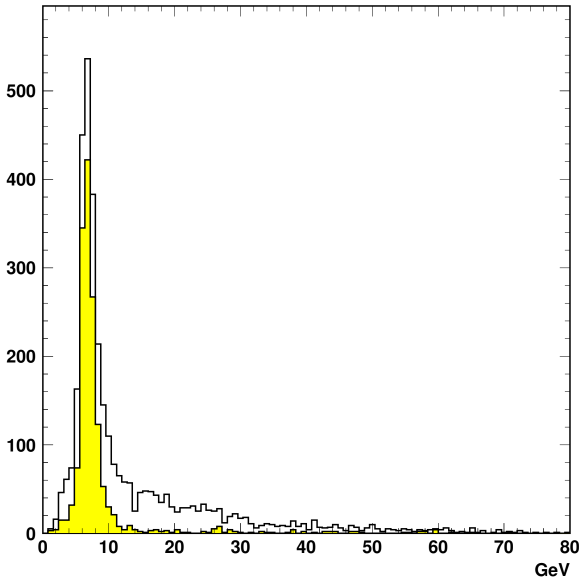
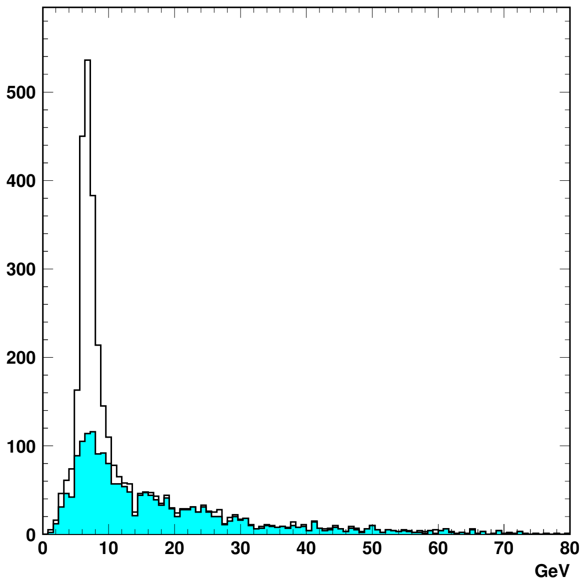


Abbildung 3.5: Verteilung der über das gesamte Ereignis gemittelten Ladung pro Hit in der CJC (Run 123878). Die Gesamtverteilung *(offenes Histogramm)* weist klar unterscheidbare Bereiche auf. *hell schraffiert:* elektron-induzierte Untergrundklasse; *dunkel schraffiert:* proton-induzierte Untergrundklasse (vgl. [Ned94]).



(a) elektron-induzierte Untergrundklasse



(b) proton-induzierte Untergrundklasse

Abbildung 3.6: Energieverteilung der energiereichsten SPACAL-Cluster. Das offene Histogramm beschreibt die Gesamtverteilung, das schraffierte Histogram die jeweilige Untergrundklasse.

3.2 Unterklassifizierung des protonstrahlinduzierten Untergrunds

Obwohl Untergrundereignisse mit den auf der ersten Triggerstufe zur Verfügung stehenden Mitteln nicht gänzlich nach physikalischen Entstehungsmechanismen klassifiziert werden können, wird sich zeigen, daß sich eine weitere Unterscheidung des protonstrahlinduzierten Untergrunds anhand der Zeitinformation weiterer Detektorkomponenten gewinnen läßt. Diese befinden sich an verschiedenen Positionen im H1-Detektor und registrieren die Signale ein und desselben Ereignisses entsprechend der Teilchenflugrichtung zu verschiedenen Zeiten. Die Kombination der Zeitfenster mehrerer Detektoren erlaubt deshalb die Identifizierung unterschiedlicher Untergrund-Quellen (Protonstrahl, Elektronstrahl etc.).

Für diese Untersuchung wurden die TDC-Zeitinformation des *Backward Time of Flight Device* (BToF), des *Plug Time of Flight Device* (PToF), die TDC-Information der energiereichsten SPACAL-Zelle des energiereichsten *Clusters* sowie der *offline* verfügbare Ereignis-Zeitnullpunkt der zentralen Jet-Driftkammer (CJC_t_0, siehe Kapitel 2.3) verwendet. Bevor anhand dieser Zeitinformationen eine Klassifikation erarbeitet werden kann, müssen zuvor die die Zeitskalen der zeitgebenden Detektorkomponenten kalibriert werden.

3.2.1 Kalibration der Zeitskalen

Kalibration von PToF und BToF

Da die Wahrscheinlichkeit für ein Signal im PToF oder BToF jeweils nur bei $\approx 1\%$ pro *bunch crossing* liegt, benötigt man eine hohe Statistik, um die Zeitskalen dieser beiden Detektorkomponenten zu kalibrieren. Außerdem sind insbesondere die Untergrundereignisse nicht getriggert worden, für die die Veto-Bedingungen von PToF oder BToF erfüllt sind. Für diese Untersuchung, die sich auf den *Subtrigger ST5* der in Tabelle 3.1 aufgeführten Runs beschränkt, bedeutet dies, daß Untergrund-Ereignisse, für die die AToF-Triggerelemente BTOF_BG oder PTOF_BG gesetzt waren, nicht vom *Level-1* Trigger akzeptiert wurden. Eine Ausnahme bildet Run 123878. Hier war ein PToF-Veto[1] zur Reduktion des Untergrund-Beitrages der Protonsatelliten noch nicht Bestandteil der *Subtrigger ST5*-Koinzidenz. Im Run 123878 ist der Beitrag der Protonsatelliten deshalb besonders gut sichtbar.

Abb.3.7 zeigt das TDC-Zeitspektrum des PToFs für Run 130845. Die Maxima dieses Spektrums wurden einer Gaussfunktion abgepaßt und und die Standardabweichung als 1σ-Fehler genommen. Diese Maxima werden (von frühen zu späten Zeiten) als Beiträge des elektron-induzierten Untergrundes, der Teilchen-Signale von der Wechselwirkungszone (z.B. *ep*-Wechselwirkungen) und des Beginns des Satelliten interpretiert. Letzterer schließt sich dicht an den Beitrag der Wechselwirkungszone an und kann daher vom AToF-Zeitfenster des PToF nicht völlig abgeschnitten werden.

Um die zeitliche Lage des Satelliten zu bestimmen, läßt sich das TDC-Spektrum des Runs 123878 heranziehen (Abb.3.8). Der hier schön sichtbare Beitrag des Satelliten beginnt bei ungefähr 50 *ns*. Auf die Anpassung der Gaussfunktion wurde dabei verzichtet, da die Satelliten-Verteilung mehrere Maxima aufweist und zudem vom Ende des globalen Zeitfensters für die Triggerelemente abgeschnitten wurde.

Um den Beitrag der ep-Wechselwirkungen schließlich von den übrigen Signalen von der Wechselwirkungszone (z.B. Protonstrahl-Restgas-Wechselwirkungen innerhalb der Wechselwirkungszo-

[1] PtoF – Veto = (PTOF_IA || !PTOF_BG)

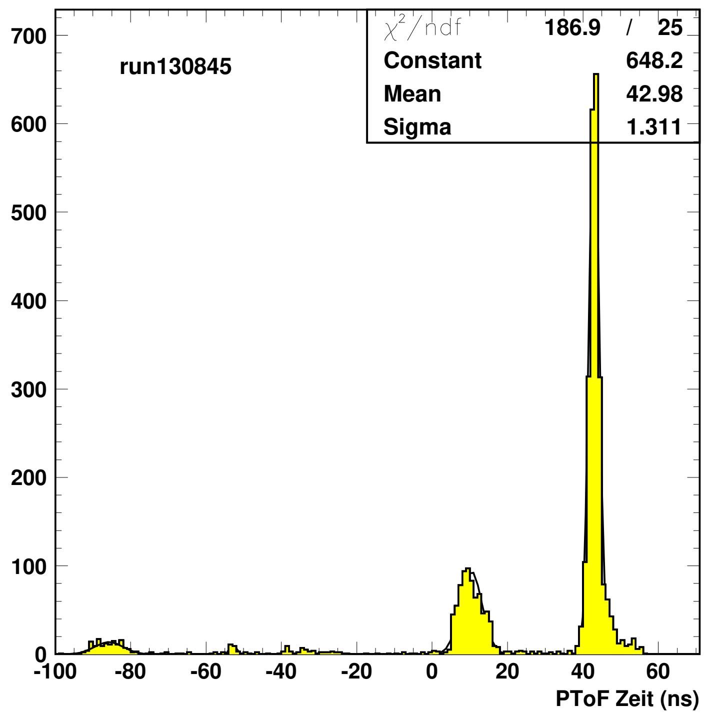


Abbildung 3.7: PToF-Zeitspektrum des Runs 130845. Der Beitrag von Signalen von der Wechselwirkungszone bei (43 ± 1.3) *ns* geht der Beitrag des elektroninduzierten Untergrundes bei (10.4 ± 2.9) *ns* voran. Dieser Beitrag ist auch ein *bunch crossing* zuvor bei (-85.7 ± 3.8) *ns* zu sehen. *(Die oben rechts dargestellten Parameter der Gauss-Anpassung beziehen sich -wie in den folgenden Abbildungen- auf den Beitrag der Signale von der Wechselwirkungszone.)*

ne) abzuheben, wurde zur Kontrolle die zeitliche Lage von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung (DIS) herangezogen (siehe Abb.3.9).

Die Kalibration des BToF-Zeitspektrums ist durch den Umstand erschwert, daß die relativ zu den Signalen von der Wechselwirkungszone zu früh eintreffenden protonstrahlinduzierten Untergrundereignisse sowie der Beitrag des Satelliten vom BToF-Veto des *Subtrigger ST5* zurückgewiesen werden. Man kann sich aber den Umstand zunutze machen, daß diese Vetofunktion für die Triggerelemente nur im nominellen *bunch crossing* aktiv sind. Das PToF TDC-System zeichnet die Zeitinformation weiterer folgender sowie früherer *bunch crossings* auf, welche deshalb vom *Level-1* Trigger nicht unterdrückt werden.

In diesen weiteren *bunch crossings* wird der Untergrund-Beitrag von Proton-Strahlrohr-Ereignissen sowie des Satelliten sichtbar (vgl. Abb. 3.10). Auch hier wurden die im Zeitspektrum auftretenden Maxima einer Gaussfunktion angepaßt und die Standardabweichung als 1σ-Fehler genommen. Man erkennt ein Maximun bei frühen Zeiten, wie sie von Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen vor der Wechselwirkungszone herrühren sowie den großen Beitrag der Signale von der Wechselwirkungszone selbst, der durch den elektroninduzierten Untergrund dominiert ist.

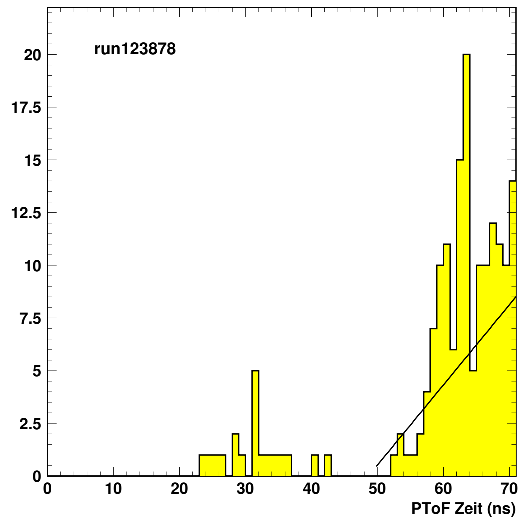


Abbildung 3.8: PToF-Zeitspektrum von Run 123878. Das Spektrum ist dominiert durch den Satellitenuntergrund, welcher bei $\approx$ 50 *ns* beginnt.

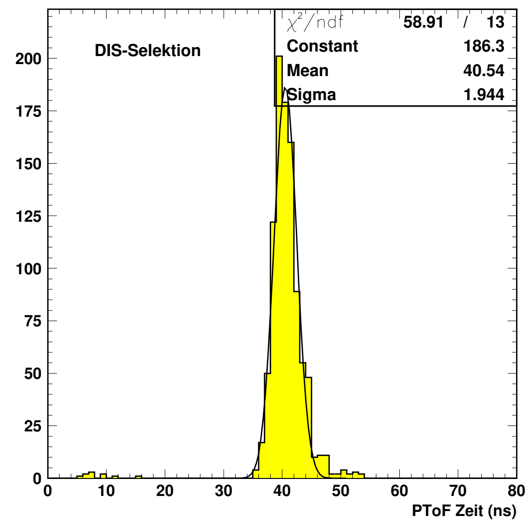


Abbildung 3.9: PToF-Zeitspektrum einer Selektion von DIS-Elektrone mehrerer Runs der Datennahmeperiode 1995. Das Maximum liegt bei (41 ± 1.9) *ns*

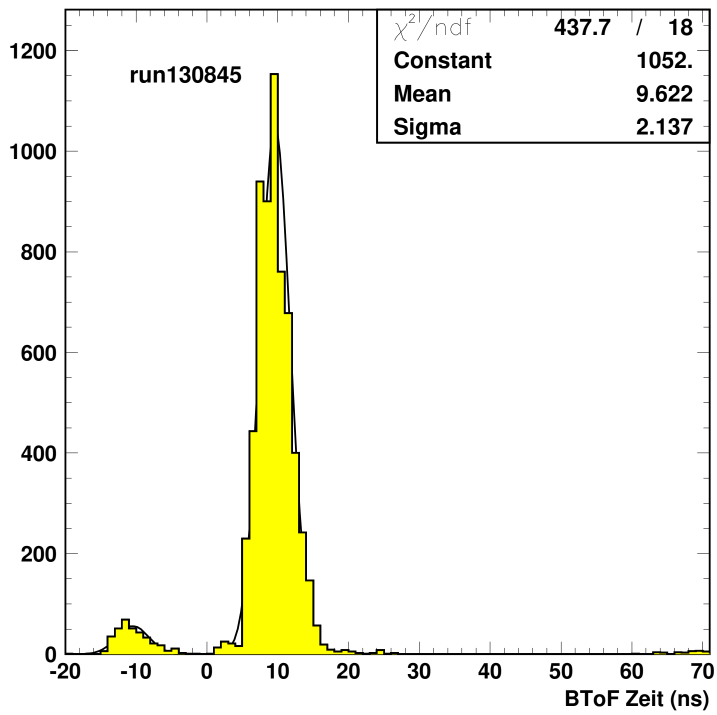


Abbildung 3.10: BToF-Zeitspektrum aller *bunch crossings* von Run 130845. Bei (-10 ± 2.3) *ns* liegt der Betrag der Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen außerhalb der Wechselwirkungszone (*upstream*). Bei (9.6 ± 2.1) *ns* liegt der Beitrag der Signale von der Wechselwirkungszone, der vom elektroninduzierten Untergrund dominiert wird.

Kalibration der SPACAL-TDC-Zeitspektren

Die TDC-Spektren der SPACAL-Zellen wurden mit Hilfe des *Level-4* transparenten Runs 130845 geeicht. Dieser Run weist die spezielle Bedingung auf, daß im Zeitspektrum der Zellen des energiereichsten *Clusters* ein Beitrag bei frühen Zeiten sichtbar ist, welcher normalerweise von den AToF-Fenstern ausgeblendet wird. Damit läßt sich dieser Untergrund ohne die Veto-Funktion des IET-Triggers studieren (siehe Abb.3.11).

Die das SPACAL zu frühen Zeiten erreichenden Ereignisse stammen von Proton-Strahlrohr- oder Protonstrahl-Restgas-Ereignissen vor der Wechselwirkungszone (*upstream*-Ereignisse). Zu späteren Zeiten sieht man den Beitrag von Signalen aus der Wechselwirkungszone. Die Zeitdifferenz beider Signale von $\approx$ 10 *ns* stimmt gut mit der zur erwartenden Laufzeitdifferenz zwischen Wechselwirkungszone und SPACAL überein. In Abb. 3.11 ist zur Kontrolle außerdem das SPACAL-TDC-Spektrum einer Selektion von DIS-Elektronen zu sehen.

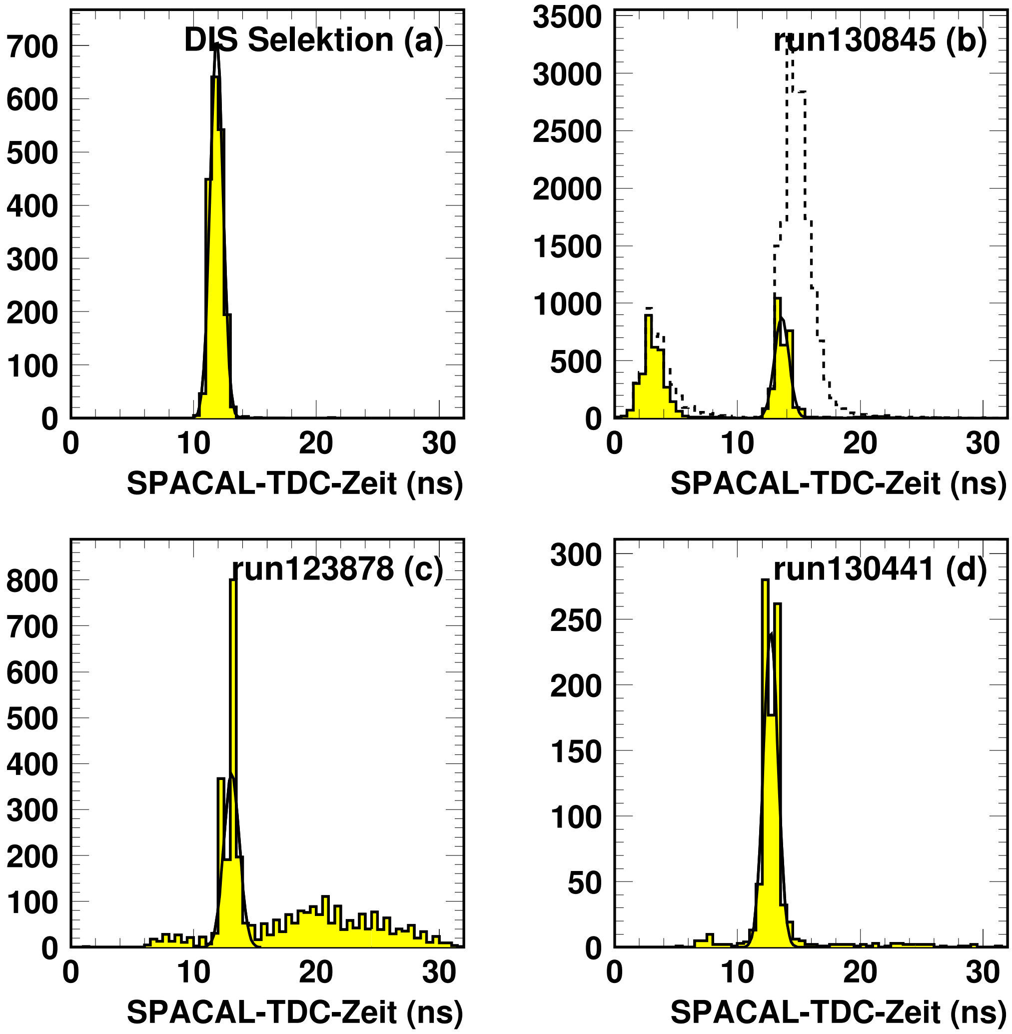


Abbildung 3.11: SPACAL-TDC-Zeitspektrum der energiereichsten Zelle des energiereichsten *Clusters* der Rekonstruktion. *(a):* DIS-Selektion. *(b):* Run 130845. Ein Beitrag bei frühen Zeiten ist erkennbar. Da dieser Run eine niedrige IET-Triggerschwelle hatte, muß der *Slewing*-Effekt korrigiert werden. Das offene Histogramm gibt dabei das unkorrigierte, das schraffierte das korrigierte Zeitspektrum an. *(c):* Run 123878. Infolge des fehlenden PToF-Vetos ist ein starker Beitrag des Satelliten bei späteren Zeiten erkennbar. *(d):* Run 130441. Die Lage der Wechselwirkungszonen-Signale ist mit der DIS-Selektion kompatibel.

Kalibration des CJC_t_0

Abb. 3.12 zeigt das gemessene Zeitspektrum des CJC_t_0 für die untersuchten *Level-4* transparenten Runs sowie für die DIS-Selektion. Der Mittelwert der *ep*-Wechselwirkungsereignisse wurde zu 403 *CJC*_t_0-Einheiten bestimmt, was mit allen untersuchten Runs innerhalb der Meßgenauigkeit kompatibel ist. Außerdem wurde im Run 123878 der Beginn des Satelliten zu $\approx$ 440 *CJC*_t_0-Einheiten bestimmt.

Im Run 130845 ist infolge der fehlenden AToF-Veto-Funktion ein erheblicher Anteil von Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen zu sehen, der vor allem Spuren unter kleinen Winkeln in der CJC erzeugt. Diese führen zu einer schlechteren CJC_t_0-Zeitauflösung ([Stei96p]), was sich in der größeren Breite der CJC_t_0-Verteilung für diesen Run bemerkbar macht.

Tabelle 3.2 faßt die Ergebnisse der Kalibrationen zusammen.

Untergrundquelle	PToF [*ns*]	CJC_t_0 [0.192 *ns*]	SPACAL-TDC [*ns*]	BToF [*ns*]
elektroneninduziert	10 ± 2.9			
ep-Wechselwirkung	43 ± 1.3	403 ± 5	12.5 ± 0.8	$+9.6 \pm 2.1$
Proton-Strahlrohr-Ww.			3.4 ± 1.0	-10 ± 2.3
Satellit (Beginn)	≈ 50	≈ 440		

Tabelle 3.2: Ergebnis der Kalibration der TDC-Zeitspektren und des CJC_t_0. Für die verschiedenen Untergrund-Ereignisse wird der zeitliche Mittelwert und 1σ-Fehler der Gaussanpassung angegeben. Für die Satelliten-Untergrundereignisse wird der zeitliche Beginn angegeben.

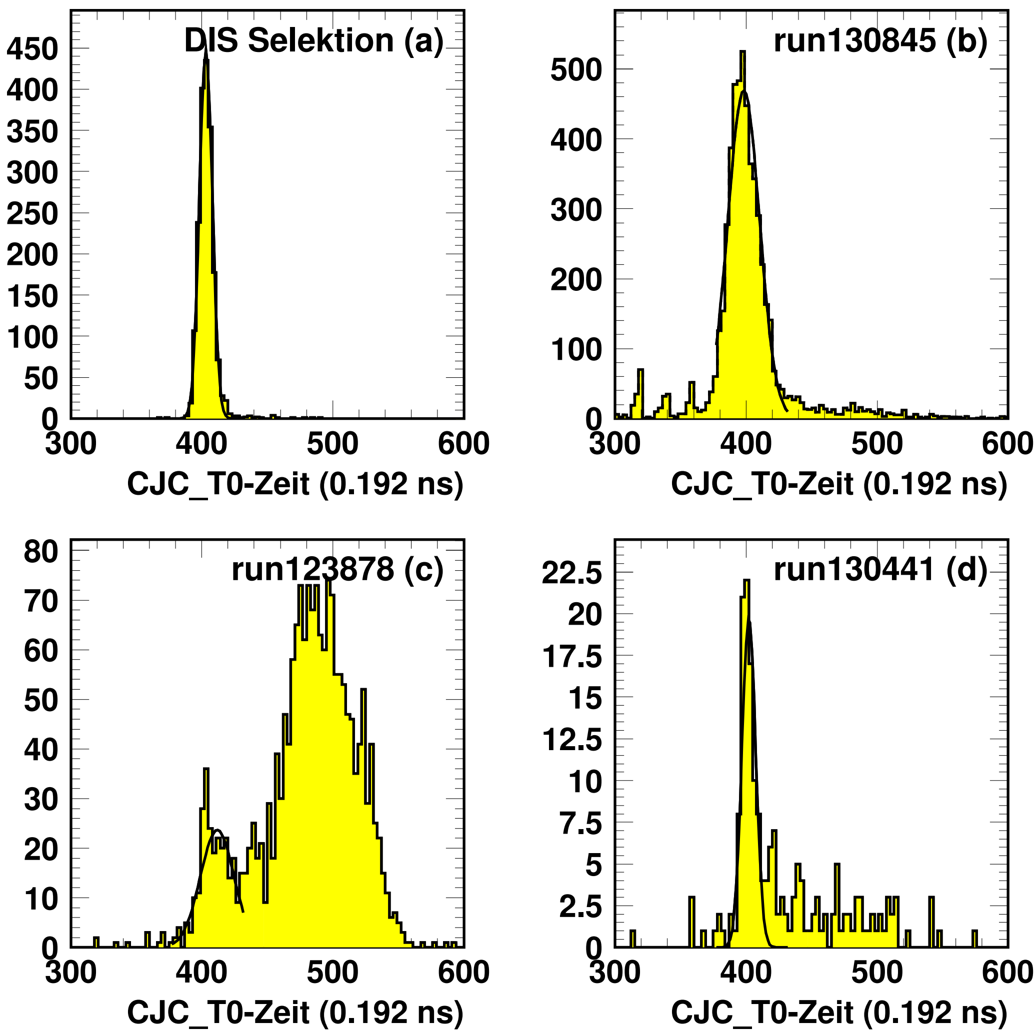


Abbildung 3.12: CJC_t_0-Zeitspektrum aus der Rekonstruktion (Zeit in *CJC*_t_0-Einheiten von 0.192 ns). *(a):* DIS-Selektion. *(b):* Run 130845. *(c):* Run 123878. Infolge des fehlenden PToF-Vetos ist ein starker Beitrag des Satelliten bei späteren Zeiten erkennbar. Der Beginn dieses Satelliten ist bei ca. 440 *CJC*_t_0-Einheiten erkennbar. Sein Maximum wird bei ca.500*CJC*_t_0-Einheiten oder ≈ 20 *ns* nach dem nominellen *bunch crossing* erreicht. *(d):* Run 130441.

3.2.2 Raum-Zeit-Diagramm der Untergrundquellen

Mit Hilfe von der in vorherigen Kapitel durchgeführten Kalibration der PToF, BToF, SPACAL-TDC und CJC_t_0-Zeitinformation lassen sich nun in einem *Raum-Zeit-Diagramm* (siehe Abb. 3.13) die Weltlinien der unterschiedlichen Untergrundereignisse aufstellen und durch Kombination der Informationen der zeitgebenden Detektorsubsysteme identifizieren.

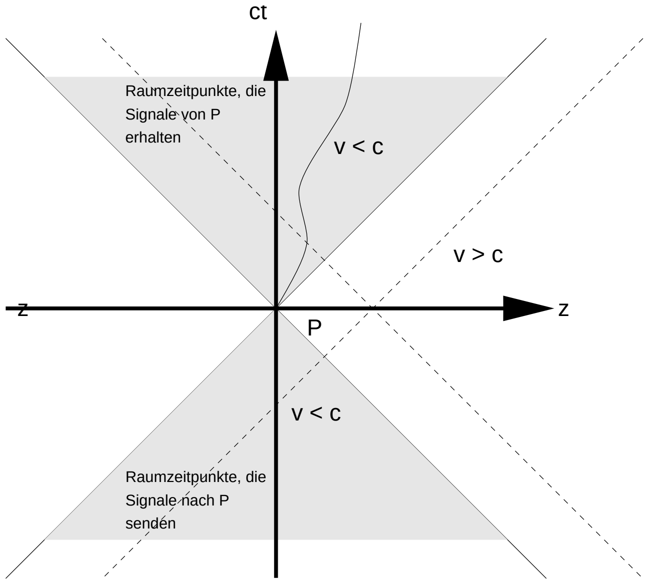


Abbildung 3.13: Zur Definition des Lichtkegels. Raumzeitpunkte unterhalb der z-Achse können den Ursprung erreichen. Raumzeitpunkte oberhalb der z-Achse können Signale von der Wechselwirkungszone empfangen. Signale mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = c$ befinden sich auf den Öffnungslinien des Lichkegels, Signale mit $v < c$ im Innenbereich des Kegels. Signale mit $v = c$, die zeitlich versetzt im Ursprung eintreffen, befinden sich auf einem zum Ursprung in z verschobenen Lichtkegel.

Abb. 3.14 zeigt die Situation in der Umgebung des Wechselwirkungspunktes von H1. Da die Elektronen und Protonen sowie die Reaktionsprodukte der *ep*-Wechselwirkungen approximativ mit Lichtgeschwindigkeit fliegen, befinden sich die Ereignisse unterschiedlicher Quellen auf den Öffnungslinien von Lichtkegeln.

Signale, die den Wechselwirkungszeitpunkt zum Zeitpunkt t_0 erreichen können, liegen auf den Öffnungslinien des bei $z = 0$ nach unten geöffneten Lichtkegels unterhalb der $z-$Achse, wobei die Signale, die den Wechselwirkungspunkt von der positiven $z-$Richtung erreichen, vom Elektronenstrahl (*in-time electron*-Signale) stammen und die von der negativen $z-$Richtung vom Protonenstrahl (*in-time-proton*-Signale). Neben den Elektronen und Protonen selbst sind dies auch die sie begleitenden Untergrundereignisse, also der elektroninduzierte Untergrund (siehe 4 in Abs. 3.1.1) und Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen auf der Protonseite im Bereich vor der Wechselwirkungszone (siehe Punkt 2 in Abs. 3.1.1). Der letztere wird im folgenden auch als *upstream*-Untergrund bezeichnet.

Entsprechend verlassen die Signale von der Wechselwirkungszone diese auf den Öffnungslinien eines nach oben geöffneten Lichtkegels im Halbraum oberhalb der $z-$Achse. Neben den physikalisch interessanten Signalen der *ep*-Wechselwirkungen sind dies auch die Signale der Proton-Strahl-Restgas-Wechselwirkungen und Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen im Bereich der Wechselwirkungszone, die der *Level-1* Trigger nicht von den *ep*-Wechselwirkungen trennen kann und folglich als "Physikandidaten" (*physics*) akzeptieren muß.

Ereignisse, die früher oder später am Wechselwirkungspunkt eintreffen, befinden sich auf Lichtkegeln, die relativ zum Hauptlichtkegel entlang der z-Achse um $\Delta z = c\Delta t$ verschoben sind. (siehe Abb. 3.13). Als solche werden nur die Signale des Proton-Satelliten in den Zeitspektren gefunden, welcher bei etwa $\Delta t_0 = +20$ *ns* nach dem nominellen Teilchenpaket-Durchgang (*bunch crossing*) sein Maximum erreicht und insgesamt eine breitere Zeitverteilung aufweist (siehe Abb. 3.12 und 3.11). Von diesem Satelliten wiederum können Signale durch Kollision mit den Elektronen des nominellen *bunch crossings*, durch Proton-Strahlrohr- oder Proton-Strahl-Restgas-Wechselwirkungen entstehen, die aber gegenüber den Signalen des Hautlichtkegels des nominellen Teilchdurchgangs insgesamt eine zeitliche Verschiebung aufweisen. Eine feinere Klassifizierung von Satelliten-Untergrundereignissen anhand von Zeitinformationen ist daher weder nötig noch möglich.

Abb. 3.14 zeigt auch die Zeitachsen der zeitgebenden Systeme BToF, PToF, SPACAL und CJC_t_0 in jeweils lokalen Einheiten (*ns* bzw. CJC_t_0-Einheiten) an ihrer jeweiligen z-Position unter Verwendung der in Tabelle 3.2 zusammengefaßten Resultate der Kalibration. Als Ursprung wurde der nominelle Wechselwirkungsvertex bei $z = 0$ und die Zeit t_0 des Elektron-Proton-Kollisionsdurchgangs zu $t_0 = 0$ gewählt, was bis auf eine feste Phase der *HERA-clock* entspricht. Die Verschiebung *(offsets)* der lokalen Zeitachsen werden berechnet aufgrund der z-Position der entsprechenden Detektoren, der Kalibrationsresultate in Tabelle 3.2 und unter Annahme, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Signale $v = c$ beträgt. Das Resultat zeigt Tabelle 3.3.

Schließlich erkennt man in Abb.3.14, daß mit den SPACAL-ToF-und AToF-Zeitfenstern keine Unterscheidung des elektroninduzierten Untergrunds von *ep*-Wechselwirkungen und nur eine teilweise Abtrennung des 20ns-Satelliten von *ep*-Wechselwirkungen erzielt werden kann, da diese Ereignisse etwa zeitgleich im SPACAL registriert werden.

	PToF	CJC_t_0	SPACAL	BToF
Position in z $[mm]$	$+5230$	0	-1510	-2750
ep-Wechselwirkungen erwartet bei $[ns]$ (bzgl.Referenzzeit)	17.4	0	5.0	9.2
Nullpunkt der Skala bei $[ns]$ (bzgl.Referenzzeit)	-26.7 ± 1	-77.4	-10 ± 1	0.8 ± 2

Tabelle 3.3: Eichung der Zeitskalen von BToF, PToF, SPACAL-TDC und CJC_t_0. Aus der Position läßt sich mittels der Laufzeitdifferenz und dem Eintreffen des Signals der *ep*-Wechselwirkungen der Nullpunkt der lokalen Zeitskala relativ zur Referenzzeit berechnen.

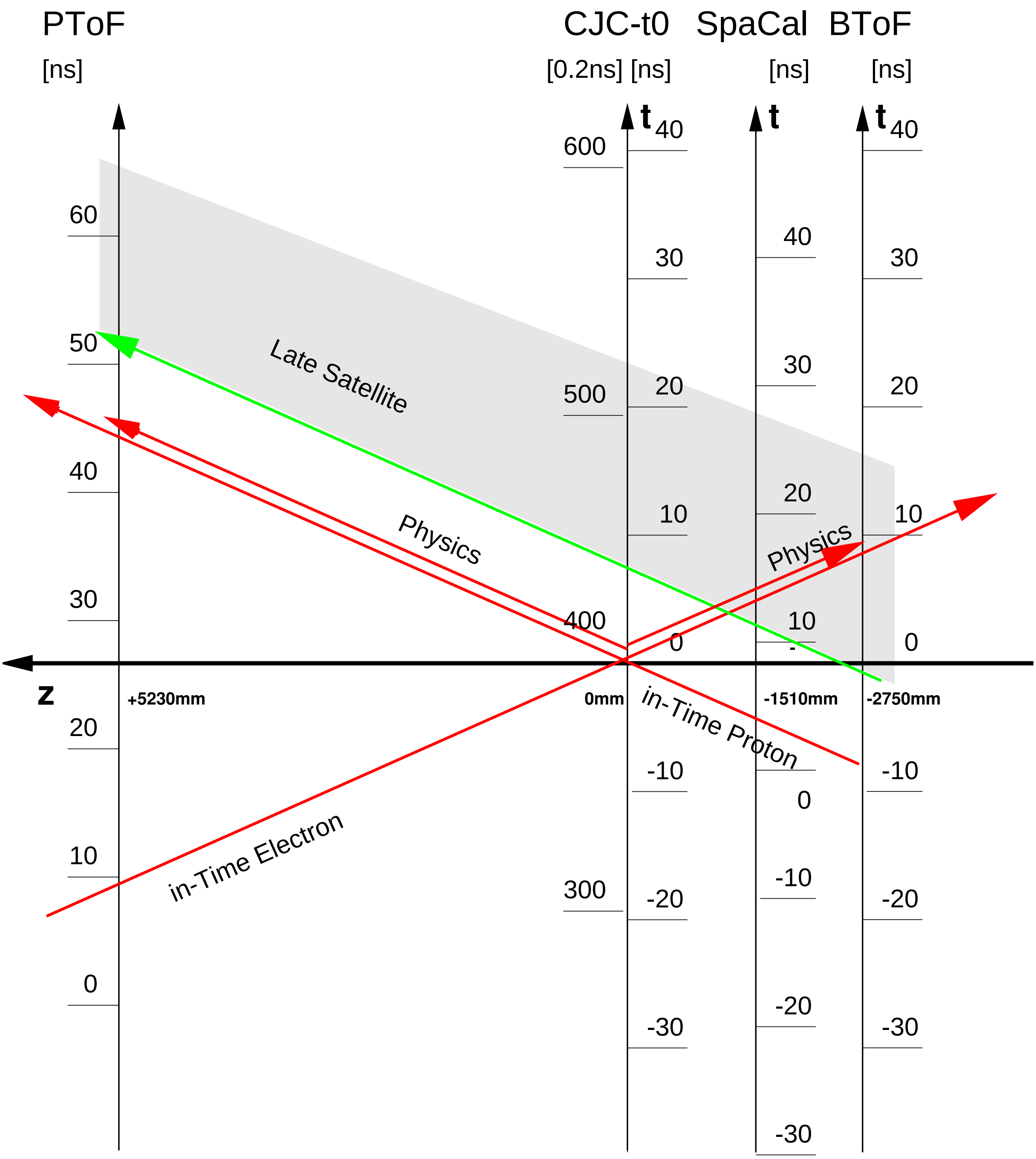


Abbildung 3.14: Raum-Zeitdiagramm: Signale von Proton- und Elektronstrahl erreichen den Wechselwirkungspunkt auf den Öffnungsgeraden des nach unten geöffneten Hauptlichtkegels (*in-time-electron* und *in-time-proton*). Signale von der Wechselwirkungszone erreichen die Detektor-Subsysteme auf dem nach oben geöffneten Teil des Hauptlichtkegels (*physics*). Signale des 20 *ns*-Satelliten befinden sich auf Lichtkegeln, die nach $-z$ gegenüber dem Hautlichtkegel verschoben sind (*satellite*).

3.2.3 Unterteilung des protoninduzierten Untergrundes anhand des Raum-Zeit-Diagramms

Die Gesamtheit aller Zeitinformationen von SPACAL, BToF, PToF und des CJC_t_0, die zur Festlegung der Weltlinien im Raum-Zeit-Diagramm herangezogen wurden, steht nicht für jedes Ereignis zur Verfügung. Anhand des Raum-Zeit-Diagramms Abb. 3.14 wird aber deutlich, daß zwei Zeitinformationen im wesentlichen ausreichen, um ein Ereignis der entsprechenden Weltlinie zuzuordnen.

Mit Hilfe der SPACAL-TDC-Zeitinformation ist es möglich, den Beitrag der Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen (*in-time proton* bzw. *upstream*) von den übrigen Ereignissen zu trennen. Nimmt man die Zeitinformation des CJC_t_0 hinzu, so ist eine weitere Unterscheidung der Satellitenereignisse (*late satellite*) möglich. Eine Ambiguität besteht nun lediglich zwischen elektroninduzierten Ereignissen (*in-time electron*), die zeitgleich mit den Signalen von der Wechselwirkungszone (*physics*) sowohl im SPACAL wie in der CJC registriert werden.

Ein Schnitt zur Abtrennung von **elektroninduzierten** Ereignissen vom Rest steht aber bereits in Gleichung 3.1 zur Verfügung. In jedem Ereignis des verbleibenden **protoninduzierten** Untergrundes ist dann eine eindeutige Zuordnung eines Ereignisses anhand der Zeitinformation des SPACAL-TDC-Systems und des CJC_t_0 möglich. Gleichzeitig stellt der Schnitt von Gleichung 3.1 sicher, daß die CJC_t_0-Zeitinformation anhand mindestens einer Spur in der CJC berechnet werden kann. Zum anderen steht auch in jedem Ereignis die SPACAL TDC-Zeit zur Verfügung, da nach Voraussetzung das Ereignis vom SPACAL durch *Subtrigger 5* getriggert wurde und somit sowohl ein *Cluster* als auch eine entsprechende Zellen-Zeitinformation des TDC-Systems in diesem Ereignis vorliegen muß.

Mittels der in Tabelle 3.4 dargestellten Schnitte auf diese beiden Zeitinformationen läßt sich daher eine Feinunterteilung des protoninduzierten Untergrundes in disjunkte Klassen erzielen. Anhand der Ereignisse, für welche zusätzlich die Zeitinformationen von BToF und PToF verfügbar sind, kann die Konsistenz dieser Klassifikation überprüft werden.

	SPACAL-TDC (ns)				CJC_t_0($0.192ns$)		
upstream	$0 \leq$	t_{Spacal}	< 10	&&		t_{CJC}	≤ 440
physics	$10 \leq$	t_{Spacal}	< 17	&&	$350 \leq$	t_{CJC}	< 440
in-time satellite (isat)	$10 \leq$	t_{Spacal}	< 17	&&	$440 <$	t_{CJC}	
out-of-time satellite (osat)	$17 <$	t_{Spacal}		&&	$440 <$	t_{CJC}	
ghost	$10 <$	t_{Spacal}		&&	$350 \leq$	t_{CJC}	
	$17 <$	t_{Spacal}		&&		t_{CJC}	< 440

Tabelle 3.4: Schnitte zur Klassifizierung des protoninduzierten Untergrundes anhand der SPACAL-TDC-Zeiten und des CJC_t_0 der zentralen Spurkammern

Es ist allerdings zu bemerken, daß ein Äquivalent der *offline* erzeugten CJC_t_0-Zeitinformation auf der ersten Triggerstufe nicht zur Verfügung steht. Dies hat zur Folge, daß ein Teil der durch den Protonsatelliten hervorgerufenen Ereignisse auf der ersten Triggerstufe nicht von Signalen aus der Wechselwirkungszone (*physics*) unterschieden werden kann. Satelliten-Ereignisse, die der *Level-1* Trigger infolge der fehlenden CJC_t_0-Information nicht von den *ep*-Wechselwirkungen trennen kann, werden daher im folgenden der Untergrundklasse *in-time satellite (isat)*, der Anteil, der sicher mit der SPACAL TDC-Information identifiziert werden kann, der Untergrundklasse *out-of-time satellite (osat)* zugeordnet. In diese Klasse fällt der Hauptbeitrag der Satellitenereignisse, der etwa 20 ns nach dem nominellen *bunch crossing* eintrifft (sog. 20 ns Satellit, siehe Abb 3.12).

Die auf Protonsatelliten zurückzuführenden Ereignisse können aber außerdem eine zeitlich breite Verteilung aufweisen, so daß bereits 5 *ns* nach dem Durchgang des nominellen Protonpakets Ereignisse dieser Art registriert werden können (sog 5 ns Satellit). Im SPACAL liegt dieser frühe Anteil des Satelliten zeitlich dicht (siehe Abb. 3.14) an den Signalen der Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen und kann für diese Untersuchung nicht aufgelöst werden. Dieser geringe Anteil wird daher in die Untergrundklasse *upstream* subsummiert.

In wenigen Fällen versagt diese Klassifizierung, da z.B. die Bestimmung der CJC_t_0-Zeit für sehr kurze Spursegmente fehlerhaft verlaufen kann. Weiter gibt es Fälle von überlappenden Ereignissen verschiedener Quellen, die Geschwindigkeiten $v > c$ simulieren und außerhalb des Lichtkegels zu liegen scheinen. Ereignisse mit unphysikalischen Signalkombinationen werden daher in einer separaten Klasse *ghost* abgetrennt. Die Untersuchung wird jedoch zeigen, daß der Anteil solcher Ereignisse gering ist.

3.2.4 Veranschaulichung der Klassifikations-Schnitte anhand der CJC-SPACAL-Zeitebene

Die im vorangegangenen Abschnitt erarbeitete Klassifizierung des protoninduzierten Untergrundes läßt sich in anhand einer Grafik "SPACAL-TDC-Zeit vs CJC_t_0" veranschaulichen (siehe Abb. 3.15).

Ereignisse, die von der Protonseite kommen, erreichen das SPACAL früher als die zentralen Spurkammern, Ereignisse von der Elektronenseite entsprechend später. Habe nun ein Ereignis $E^{(e)}$ von der Elektronseite (zum Beispiel die Kollision eines ausgedehnten Elektron- mit einem ausgedehnten Proton-Paket) eine Verteilung der zeitlichen Dauer von $\Delta t^{(e)}$, so wird dieses Zeitintervall gemessen in der CJC in ein zeitlich um $\frac{\Delta z}{c}$ mit $\Delta z = z_{spacal} - z_{vertex}$ später verschobenes Zeitintervall im SPACAL projiziert. Die Gleichung

$$\boxed{\begin{aligned} t_{SPACAL} &= t_{CJC}(\Delta t^{(e)}) + \frac{\Delta z}{c} \\ t_{CJC}(\Delta t^{(e)}) &= t_0^{(e)} + \Delta t^{(e)} \end{aligned}}$$

parametrisiert daher die Ereigniszeitdauer $\Delta t^{(e)}$ als Strecke positiver Steigung in der $t_{SPACAL} - t_{CJC}$-Ebene. Für ein anderes Ereignis $E^{(p)}$ der zeitlichen Dauer $\Delta t^{(p)}$ gilt entsprechend die Gleichung

$$\boxed{\begin{aligned} t_{SPACAL} &= t_{CJC}(\Delta t^{(p)}) - \frac{\Delta z}{c} \\ t_{CJC}(\Delta t^{(p)}) &= t_0^{(p)} + \Delta t^{(p)} \end{aligned}}$$

Diese Gleichung parametrisiert in der Ereigniszeitdauer $\Delta t^{(p)}$ eine um $2\frac{\Delta z}{c}$ parallel zur Strecke von Ereignis $E^{(e)}$ verschobene Strecke in der $t_{SPACAL} - t_{CJC}$-Ebene. In Abb. 3.15 sieht man die in Tabelle 3.4 aufgeführte Klassifikation graphisch in die $t_{SPACAL} - t_{CJC}$-Ebene Tabelle 3.4 abgesetzt. Man erkennt die (sehr kurze) Strecke der Ereignisse von der Wechselwirkungszone und die parallel zu späteren Zeiten verschobene längere Strecke des zeitlich ausgedehnteren Protonsatelliten.

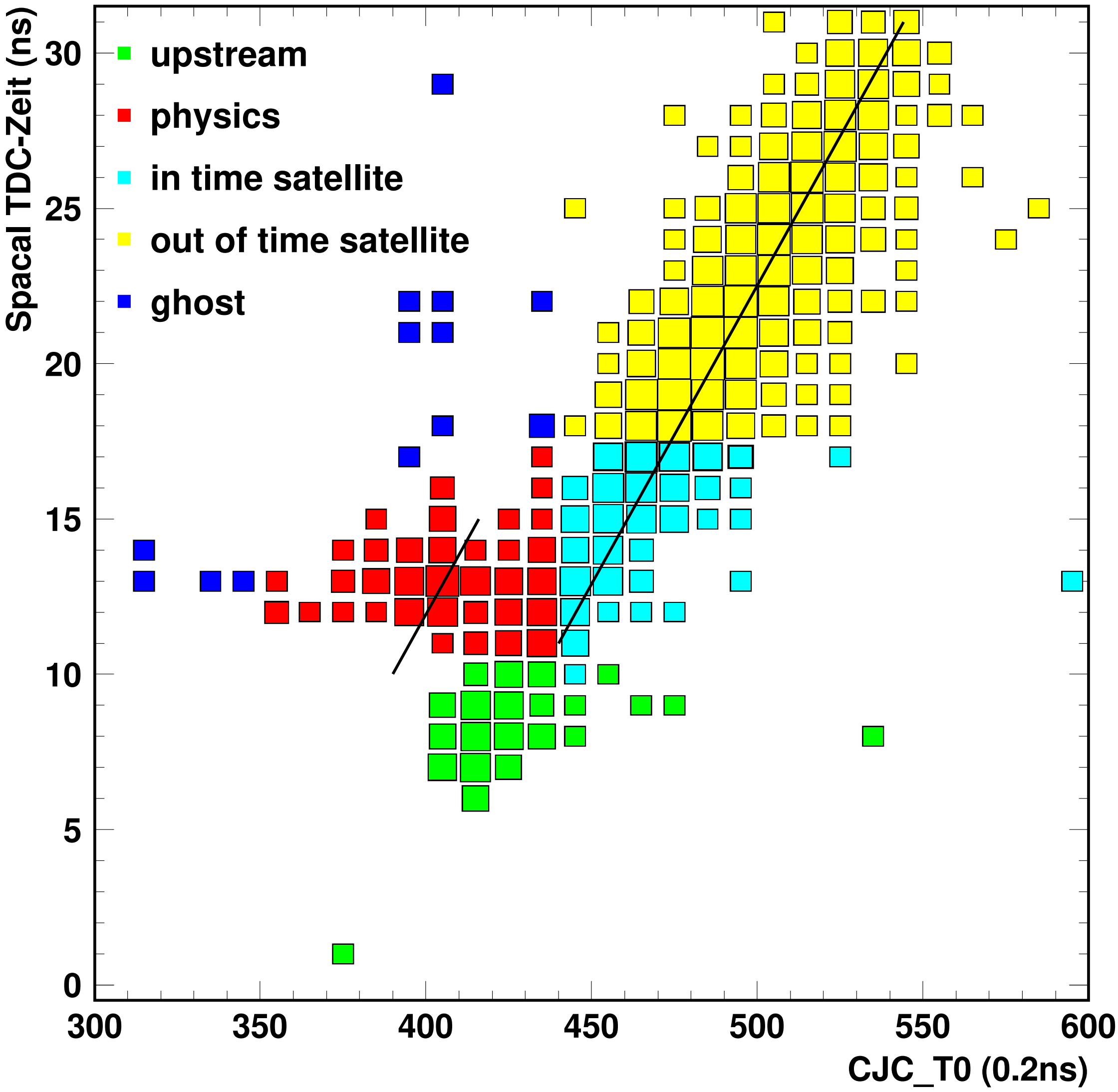


Abbildung 3.15: Unterteilung des protoninduzierten Untergrundes in der $SPACAL-TDC-CJC\_t_0$-Ebene. Die Bereiche unterschiedlicher Schattierung repräsentieren die unterschiedlichen Untergrundklassen. Man erkennt zwei Ereignis-"Strecken" (siehe Text), die Ereignisse aus dem nominellen und den Satelliten-Teilchenpaketen repräsentieren.

3.3 Eigenschaften der Untergrundklassen

3.3.1 Vertexverteilung und Spursteigung in der BDC

Als Kontrolle für die richtige Klassifikation der Untergrundereignisse wird der vom zentralen Spurkammersystem ermittelte Ereignis-Wechselwirkungspunkt (*Vertex*) herangezogen. Dabei ist allerdings zu beachten, daß der Fit-Algorithmus, welcher aus den Spuren der zentralen Spurkammer den Vertex ermittelt, für das Auffinden eines primären Vertex und eventuell weiterer sekundärer Vertices von Teilchenzerfällen ausgelegt und optimiert ist. Das bedeutet insbesondere, daß bei Vorhandensein mehrerer primärer Vertices die Vertexrekonstruktion einen eventuell vorhandenen im Bereich der Wechselwirkungszone bevorzugt, selbst wenn die Mehrzahl der Spuren aus dem Rückwärtsbereich stammen sollten.

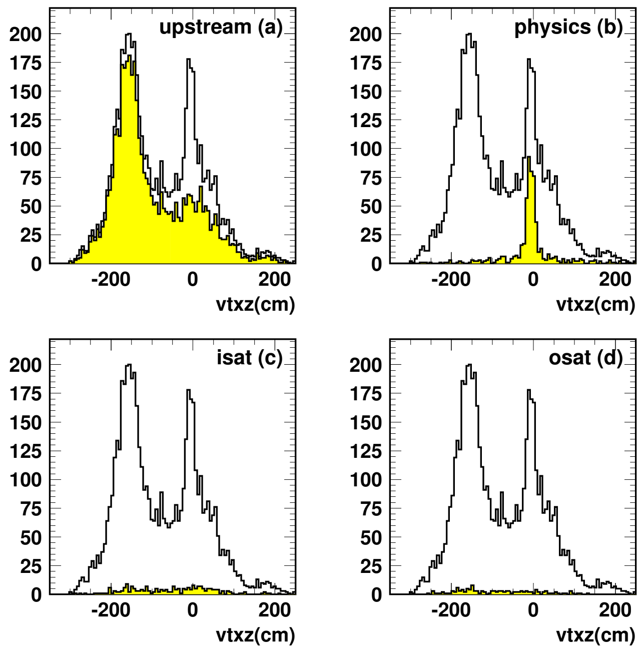


Abbildung 3.16: Vertexverteilungen von Run 130845. Der Beitrag von *upstream*-Ereignissen *(a)*, die nur in diesem Run zu sehen sind, besitzen hauptsächlich einen Vertex im Rückwärtsbereich, während die als *physics (b)* klassifizierten Ereignisse einen solchen im Bereich der Wechselwirkungszone aufweisen. Bei Beitrag des Satelliten ist in *(c)* und *(d)* zu sehen, der in diesem Run nicht stark ausgeprägt war. Die offenen Histogramme zeigen die Gesamtverteilung, während die Verteilungen der jeweiligen Untergrundklasse schraffiert eingezeichnet sind.

Abb. 3.16 zeigt den rekonstruierten Vertex für die verschiedenen Untergrundklassen des Run 130845. Deutlich erkennbar ist die Häufung von Ereignisvertices von der Protonenseite ($-z$) für die

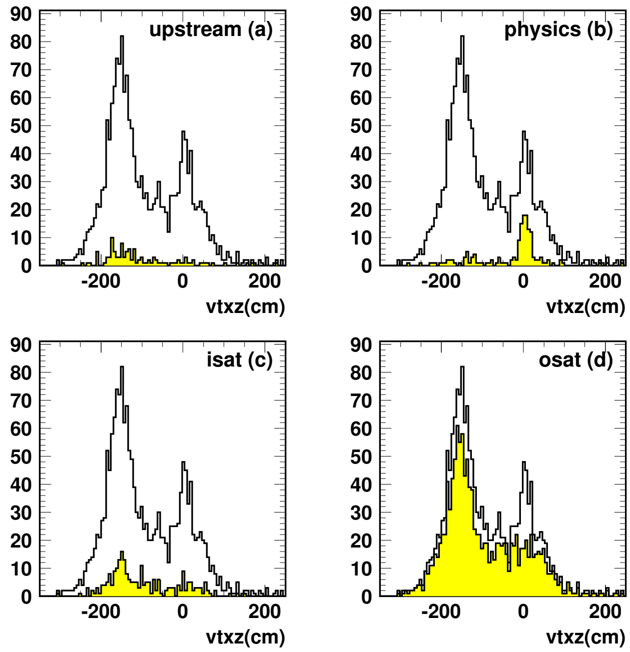


Abbildung 3.17: Vertexverteilungen von Run 123878. Der in diesem Run stark ausgeprägte Satellit *(c)* und *(d)* weist sowohl Vertices im Bereich der Wechselwirkungszone als auch im Rückwärtsbereich auf. Der Beitrag von *upstream*-Ereignissen *(a)* stammt erwartungsgemäß aus dem Rückwärtsbereich, während jener der als *physics (b)* klassifizierten Ereignisse aus dem Bereich der Wechselwirkungszone stammt.

als *upstream* klassifizierten Ereignisse, welche in diesem Run sichtbar waren. Die vor der Wechselwirkung verlorengehenden Protonen erzeugen in den zentralen Spurkammern flache Spuren, deren Ursprung in der negativen z-Richtung gefunden werden. Für die Ereignisse aus der Wechselwirkungszone *physics* wird erwartungsgemäß ein Vertex im Bereich des Wechselwirkungspunktes rekonstruiert.

Abb. 3.17 zeigt zudem deutlich die Struktur der Vertexverteilung der vom Satelliten hervorgerufenen Ereignisse, welche im Run 123878 deutlich ausgeprägt waren. Entsprechend der dem Satelliten offenstehenden Wechselwirkungsmechanismen wie Protonstrahl-Restgas- und Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen sowie (in z verschobene) *ep*-Wechselwirkungen sieht man Aktivität sowohl vom Rückwärtsbereich als auch im Zentrum des Detektors. Wie erwartet sehen die Vertexverteilung für *upstream* und die *satellite*-Ereignisse ähnlich aus, da diese beiden Klassen den gleichen physikalischen Ursprung haben und nur zeitversetzt beobachtet werden.

Eine weitere Möglichkeit, den Ursprung von Spuren im Rückwärtsbereich des H1-Detektors wenn auch mit beschränkter Genauigkeit zu klären, bietet die Steigung der rekonstrierten Spuren in

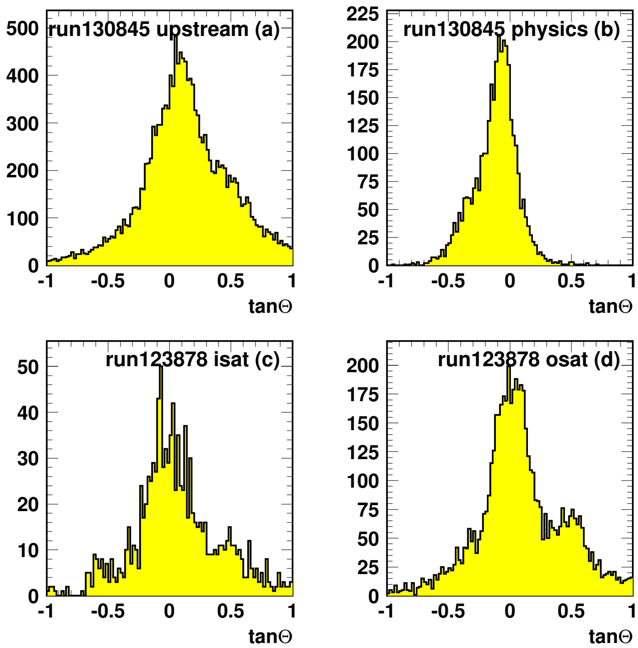


Abbildung 3.18: Verteilung von $\tan\theta$ der BDC-Spursteigung für die einzelnen Untergrundklassen. Run 130845: Ereignisse der *upstream*-Klasse *(a)* haben bevorzugt eine positive Steigung, die der *physics*-Klasse bevorzugt eine negative Steigung *(b)*. Run 123878: *in-time (c)* wie *out of time (d)* Satellitenereignisse zeigen Beiträge mit negativer wie postiver Steigung.

der BDC. Die Spursteigung bietet über

$$\boxed{\tan\theta := \frac{\Delta r}{\Delta z} = \frac{r_{BDC}}{z_{BDC} - z_{vertex}}}$$

eine Bestimmungsgleichung der z-Vertexposition z_{vertex} anhand der BDC-Spursteigung θ und Durchstoßpunkt (r_{BDC}, z_{BDC}) in der BDC. Es muß allerdings beachtet werden, daß bei einer Winkelauflösung von $\sigma_\theta \approx$ 40 *mrad* gerade im Innenbereich ($r \approx$ 10 *cm*) der BDC eine Bestimmung des Vertex sehr ungenau sein wird.

Dennoch bietet die BDC-Spursteigung einen Anhaltspunkt über die Herkunft der Spuren im Rückwärtsbereich. Abb.3.18 zeigt $\tan\theta$ für die Untergrundklassen *upstream* und *physics* aus Run 130845, vervollständigt durch die Satellitenklassen des Runs 123878. Spuren aus der Wechselwirkungszone weisen[2] eine negative Spursteigung auf im Gegensatz zum *upstream*-Untergrund. Da der Satellit sowohl durch *ep*-Wechselwirkungen oder Proton-Restgas-Wechselwirkungen Teilchen von der Elektronseite wie von der Protonseite durch Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen erzeugen

[2] in der Vorzeichen-Konvention von Gleichung 3.2 ist $\tan\theta$ mit $z_{BDC} = -147cm < 0$ für Spuren vom Vertex negativ.

kann, sieht man sowohl negative wie positive Beiträge in den $\tan\theta$-Verteilungen. Dies ist konsistent mit den Beobachtungen in den Vertexverteilungen.

3.3.2 Zeitverteilung im PToF

Abb. 3.19 zeigt die PToF-Zeitverteilung für die verschiedenen Untergrundklassen aus Run 123878. Wie erwartet treffen die als *upstream* und *physics* klassifizierten Ereignisse zur selben Zeit am Plug ToF ein, während der Beitrag des Satelliten etwa 10 ns später beginnt.

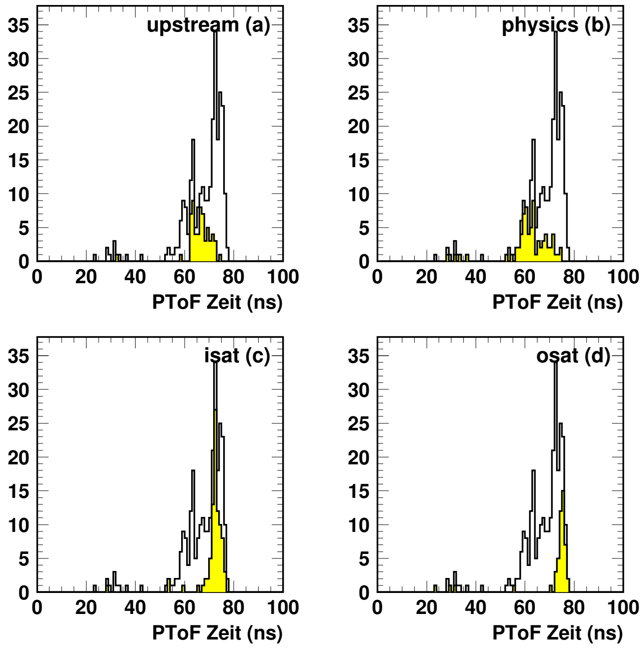


Abbildung 3.19: PToF-Zeitspektrum der als *upstream (a)*, *physics (b)* und *in-time (c)* und *out-of-time satellite (d)* klassifizierten Ereignisse aus Run 123878. Gegenüber der in Tabelle 3.2 aufgeführten Werte sieht man eine systematische Verschiebung um 20 ns. Zur Zeit der Messung von Run 123878 war das PToF gerade eingebaut. Die absolute Kalibration wurde deshalb nach Datennahme dieses Runs noch verändert.

3.3.3 Korrelation von BToF und PToF

Abbildung 3.20 zeigt die Korrelation von PToF und BToF Zeiten für die Ereignisse, für welche sowohl PToF als auch BToF Zeitinformationen vorliegen. Dieser Kontrollplot bestätigt im wesentlichen die in Tabelle 3.2 zusammengetragenen Ergebnisse, mittels welcher die unterschiedlichen Untergrundquellen mit den jeweiligen Maxima der Zeitspektren aller untersuchter ToF-Detektorkomponenten identifiziert werden. Die BToF- und PToF-Informationen reichen aber allein nicht zur Klassifikation aus, da aufgrund der geringen Akzeptanz beider Systeme die meisten Untergrundereignisse unklassifiziert bleiben müssen.

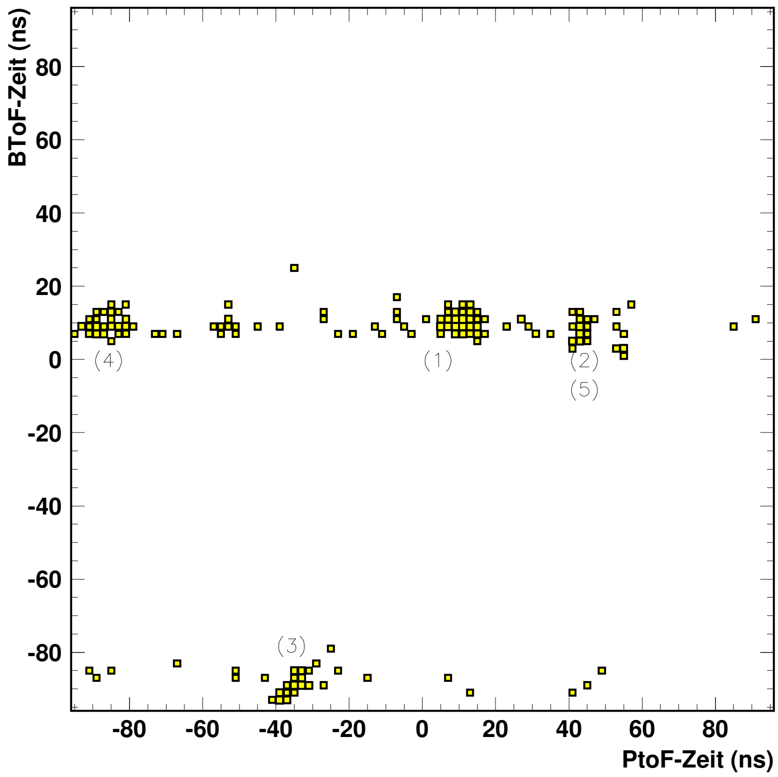


Abbildung 3.20: BToF-Zeitspektrum aufgetragen gegen das PToF-Spektrum. (1) Beitrag des elektroninduzierten Untergrundes. (2) Beitrag der Signale von der Wechselwirkungszone sowie zufällige Koinzidenzen von protoninduziertem Untergrund im PToF und elektroninduziertem Untergrund im BToF. (3) Beitrag des Satelliten ein *bunch crossing* früher. Hier ist die PToF-Veto-Funktion nicht wirksam, weshalb dieser Betrag relativ ausgeprägt ist. (4) Zufällige Koinzidenzen mit elektroninduziertem Untergrund ein *bunch crossing* früher im PToF. (5) Hier wäre der Beitrag der *upstream*-Ereignisse zu erwarten. Diese Ereignisse werden aber vom BToF-Veto verworfen.

3.3.4 Spurmultiplizitäten in der zentralen Spurkammer (CJC) und im *zvtx*-Trigger-Histogramm

Die Spurmultiplizität in der CJC ist eine weitere Größe, die sich für *upstream*, *satellite* und *physics*-Ereignisse unterscheiden sollte. Für den protoninduzierten Untergrund allgemein erwartet man aufgrund der hadronischen Teilchenschauer, wie sie z.B. in Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen entstehen, eine große Anzahl rekonstruierter Spuren in der zentralen Spurkammer. Abb 3.21 bestätigt diese Erwartung. Hingegen sind die Multiplizitäten in der zentralen Spurkammer für die *physics*-Klasse deutlich kleiner.

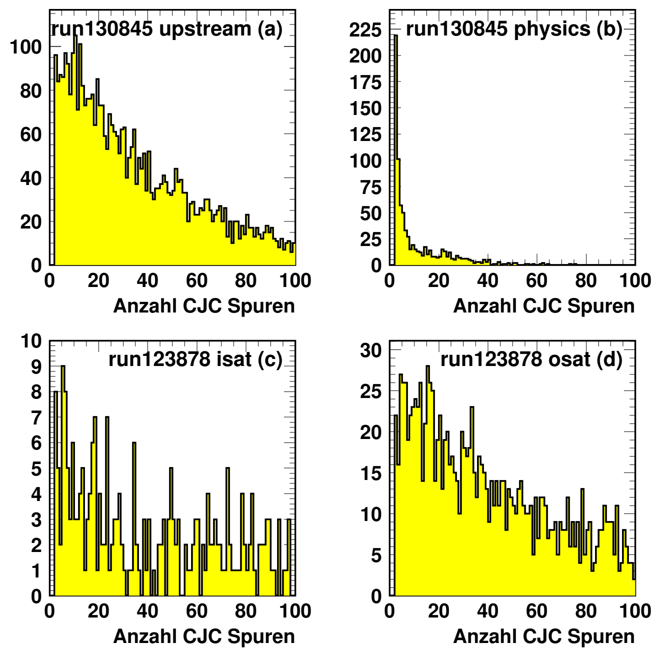


Abbildung 3.21: Spurmultiplizitäten für Run 130845 *(a),(b)* und Run 123878 *(c),(d)*. Aufgrund der hadronischen Produktion von Teilchenschauern tragen *satellite* und *upstream*-Untergrund zu hohen Spurmultiplizitäten bei.

Diese Beobachtung findet sich auch in der Summe der Einträge des Histograms (siehe 3.22) des *zvtx*-Triggers wieder (siehe Abs. 2.3.4), welche *online* ein Maß für die Spur-Multiplizitäten darstellt. Durch Vergleich mit einer DIS-Selektion (siehe Abb. 3.23) ließe sich für die Trigger der tief-inelastischen Streuung ein sicherer Schnitt auf die Spurmultiplizität mittels der ersten Triggerstufe realisieren ([DMu96p]).

Dies würde neben einer Reduktion der Triggerraten auch die Auslesezeit des Detektors und damit die Totzeit verkürzen, da die Auslese einer großen Anzahl von Hits in den Spurkammern viel Zeit und Datennahme-Bandbreite in Anspruch nimmt. Eine hohe Anzahl von Einträgen im *zvtx*-Histogramm erschwert außerdem die Unterscheidung eines signifikanten Maximums im Histogramm vom Untergrund (”Badewannen-Effekt”).

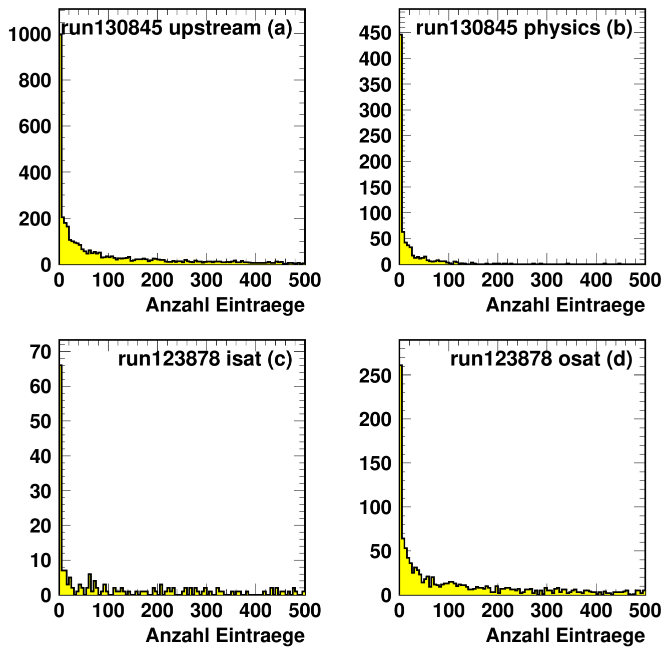


Abbildung 3.22: Summe der Einträge des *zvtx*-Trigger-Histogramms, wie es auf der ersten Triggerstufe ausgewerten wird. *upstream (a)* und *satellite*-Untergrund *(c),(d)* zeichen sich durch viele Einträge im zvtx-Histogramm aus. Demgegenüber zeigen die Signale von der Wechselwirkungszone *physics (b)* eine deutlich geringere Aktivität (siehe auch Abb. 3.23).

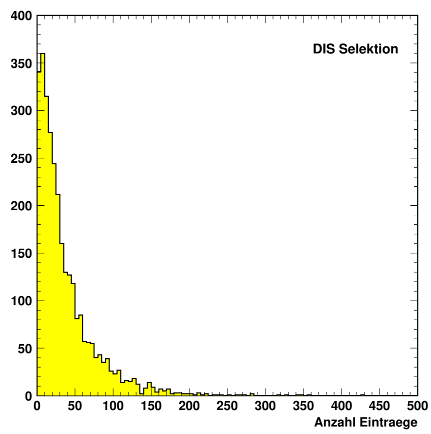


Abbildung 3.23: Summe der Einträge des *zvtx*-Trigger-Histogramms für die DIS-Selektion.

3.3.5 Elektromagnetische und hadronische Energie im SPACAL

Abb.3.24 zeigt die gesamte im elektromagnetischen SPACAL deponierte Energie. Ähnlich wie in den Energiespektren der energiereichsten *Cluster* in Abb. 3.6 sichtbar, fällt das Spektrum des elektroninduzierten Untergrundes relativ steil ab. Im Spektrum der von der Wechselwirkungszone stammenden Teilchen ist außerdem das kinematische Maximum sichtbar.

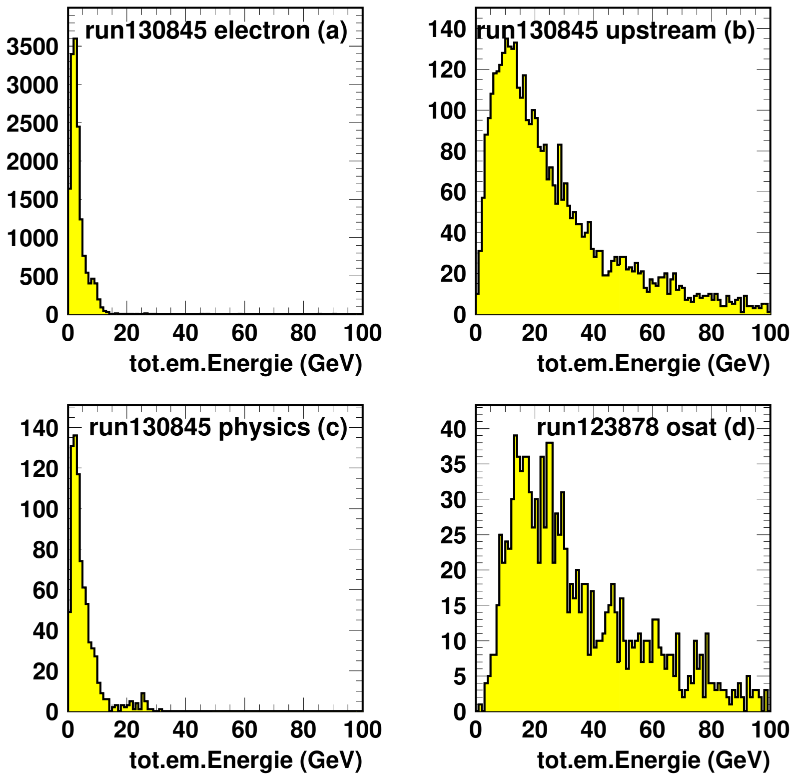


Abbildung 3.24: Gesamte Energie im elektromagnetischen SPACAL. Die Energien von elektroninduziertem Untergrund *(a)*, *upstream* Untergrund *(b)* und Teilchen der Wechselwirkungszone *physics (c)* aus Run 130845 sind gezeigt. In dieser Untergrundklasse ist bei ≈ 27 *GeV* ist das kinematische Maximum sichtbar. Da in Run 130845 kein nennenswerter Beitrag des Satelliten zu verzeichnen war, ist stattdessen die Energiedeposition des *out-of-time*-Satelliten *(d)* von Run 123878 gezeigt.

Dies läßt sich mit dem Energiespektrum des hadronischen SPACALs vergleichen. Die Signale von der Protonseite deponieren deutlich mehr Energie im hadronischen SPACAL, da Teilchen von der Elektronenseite bereits eine hadronische Wechselwirkungslänge λ des elektromagnetischen SPACAL durchqueren müssen.

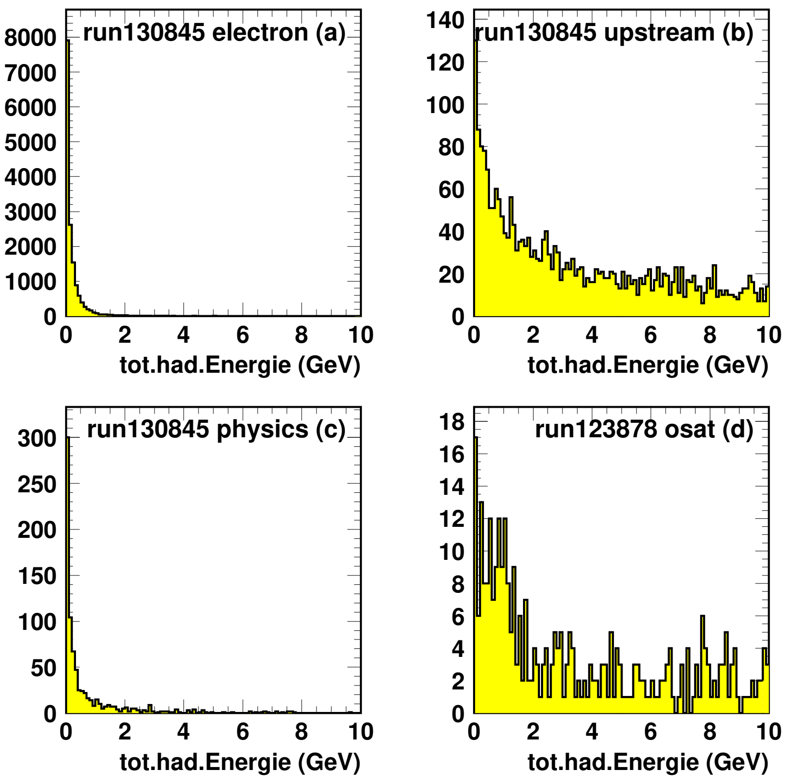


Abbildung 3.25: Gesamte Energie im hadronischen SPACAL. Teilchen von der Protonseite durch *satellite (d)* und *upstream*-Untergrund *(b)* deponieren viel Energie im hadronischen SPACAL. Die Energiedeposition der Teilchen von der Elektronseite (*electron (a)* und *physics (b)* ist entsprechend geringer, da diese das elektromagnetische SPACAL durchqueren müssen.

3.3.6 Überlagerung mehrerer Signale im selben Ereignis

Eine weitere zu untersuchende Frage ist, inwiefern Signale unterschiedlicher Entstehungsart sich in einem *bunch crossing* überlagern (sog. *pile-up*). So könnte zum Beispiel ein im AToF-Zeitfenster des SPACAL liegendes *upstream*-Ereignis mit einem elektroninduzierten Ereignis im ToF-Zeitfenster ausgelesen werden, wenn der IET-Trigger durch das elektroninduzierte Ereignis ausgelöst wurde.

Zur Beantwortung dieser Frage wurde die maximale Zeitdifferenz zwischen der Zeitinformationen des triggergebenden *Clusters* im ToF-Zeitfenster und der übrigen *Cluster* desselben ausgelesenen *bunch crossings* untersucht. Dabei wurde davon ausgegangen, daß der IET-Trigger durch das *Cluster* mit der höchsten Energie ausgelöst wurde. Das Ergebnis zeigt Abb 3.26. Dort wurde keine solche signifikante Zeitdifferenz über 4 ns festgestellt. Man sieht, daß für Ereignisse, deren triggergebendes *Cluster* im nominalen Zeitpunkt im ToF-Zeitfenster liegen, keine nennensweren Energien im AToF-Zeitfenster deponiert werden. Daraus schließt man, daß anhand des Verhältnisses von ToF- und AToF-Energien kein Untergrund unterdrückt werden kann.

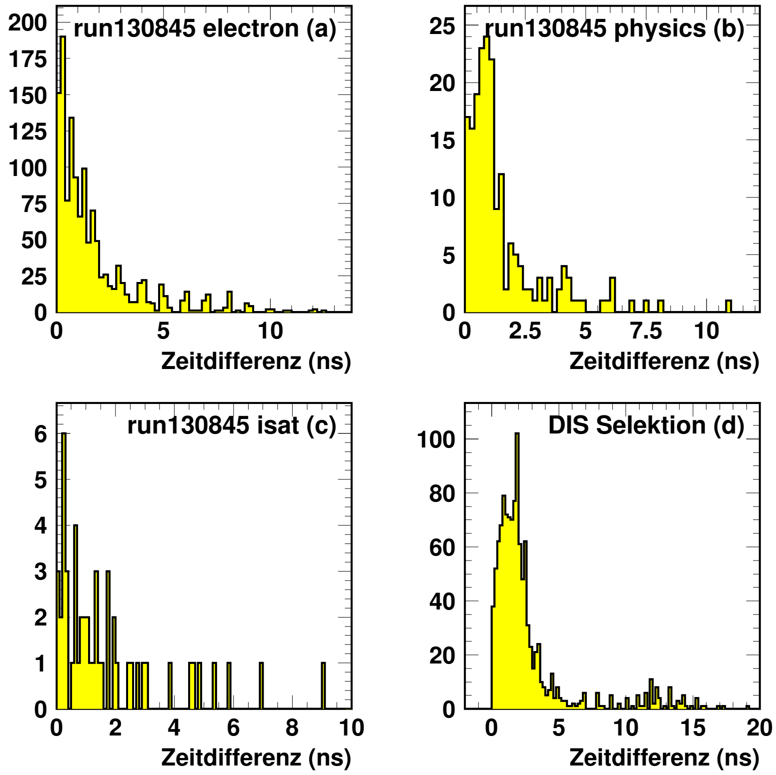


Abbildung 3.26: Maximale Zeitdifferenz zwischen triggergebenden und weiteren *Clustern* desselben Ereignisses (*slew*-korrigiert)[3]. Für Ereignisse aus der Wechselwirkungszone *(a)* und für den *in-time*-Satelliten *(b)* und die ebenfalls im ToF-Zeitfenster eintreffenen elektroninduzierten Ereignisse *(c)* aus Run 130845. Zum Vergleich ist die maximale Zeitdifferenz für Ereignisse der DIS-Selektion *(d)* ebenfalls dargestellt.

3.4 Raten der klassifizierten Ereignisse von Run 130441 und Run 130845

Nach der Entwicklung der Klassifikation können nun die relativen Anteile der Untergrundklassen ermittelt werden. Da für diese Untersuchung ausschließlich die *Level-4*-transparenten Runs 123878, 130441 und Run 130845 verwendet wurden, können zudem absolute Raten angegeben werden.

[3]Die *slew*-Korrektur erfolgt durch Ausschluß von Ereignissen, deren zeitgebende Zelle eine Energiedeposition kleiner 1 *GeV* hatte.

Hierzu muß lediglich die Anzahl der zu einer Klasse gehörenden Ereignisse gezählt und durch die sogenannte *Level-1-Aktiv-Zeit* dividiert werden. Diese gibt die um die Detektortotzeit korrigierte Zeitspanne an, in der der *Level-1* Trigger ein Ereignis akzeptieren konnte.

Da Run 130845 eine niedrige IET-Triggerschwelleneinstellung hatte, müssen die Raten für diesen Run *offline* durch einen Schnitt auf die *Cluster*-Energie des triggergebenden *Clusters* korrigiert werden, damit die ermittelten Raten der Triggerschwelleneinstellung von Run 130441 entsprechen. Als triggergebendes *Cluster* wurde das mit der höchsten Energie angenommen.

Da zum Zeitpunkt der Abfassung dieser Arbeit keine IET-Triggersimulation verfügbar war, wurde dieser Korrektur-Schnitt für den zentralen, mittleren und äußeren Bereich des SPACALs identisch ausgeführt (siehe hierzu Abs. 4.3.3). Dieser Korrekturschnitt wurde dann zur Kontrolle auf Run 130441 mit normaler IET-Schwelleneinstellung angewendet, wobei keine grössere Abweichung der korrigierten von den unkorrigierten Raten beobachtet wurde.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.6 und 3.5 aufgeführt. Aufällig ist, daß die Triggerraten für in beiden Runs von elektroninduziertem Untergrund dominiert waren.

Vergleicht man die Untergrundrate mit den Strahlströmen unter der Annahme, das diese den jeweiligen Strömen proportional sind, so findet man, daß der elektroninduzierte Untergrund *(ECUT corrected)* im Run 130845 etwa doppelt so hoch war wie in Run 130441, während der gesamte protoninduzierte Untergrund *(PCUT-ALL corrected)* in Run 130845 etwa sechsmal höher ist. Tatsächlich gehörte der Run 130845 zu einer HERA-Füllung, deren protoninduzierter Untergrund groß war (siehe Abb. 3.1(b)). Dagegen liegen die Physikraten *(PHYS)* normiert auf die Luminosität für beide Runs in der gleichen Größenordnung.

Dadurch wird deutlich, daß die *Subtrigger*-Raten stark von den Strahlbedingungen der jeweiligen HERA-Füllung abhängen, welche stark variieren können. Diese Variation wird im Abschnitt 4.4 genauer untersucht. Die Triggerkoinzidenzen müssen also entsprechend stabil sein. Solche sollen im folgenden Kapitel gefunden werden.

lumi #964		run130441		
Anzahl Ereignisse	[#]	10000		
Totale Zeit	[s]	178.6		
L1-Aktivzeit	[s]	39.8		
Protonstrom	[mA]	46.9		
Elektronstrom	[mA]	10.5		
mittl.Luminosität	[mb^{-1}/s]	977		
Subtrigger		evts [#]	rate [Hz]	ratio
ST5 class1	unkorr.	926	23	100%
ALL	korrigiert	813	20.3	100%
ST5 class2	unkorr.	724	18	78%
ECUT	korrigiert	683	17	84%
ST5 class3	unkorr.	202	5	22%
PCUT-ALL	korrigiert	130	3.3	16%
ST5 class4	unkorr.	27	0.7	3%
PCUT-UPSTR	korrigiert	0	0	0%
ST5 class5	unkorr.	105	2.7	11%
PCUT-PHYS	korrigiert	73	1.8	9%
ST5	unkorr.	27	0.7	3%
PCUT-ISAT	korrigiert	25	0.6	3%
ST5	unkorr.	31	0.8	3.3%
PCUT-OSAT	korrigiert	25	0.6	3%
ST5	unkorr.	9	0.2	1%
PCUT-GHOST	korrigiert	7	0.2	1%
ST5	unkorr.	3	0.1	0%
PCUT-REST	korrigiert	0	0	0%

Tabelle 3.5: Ratentabelle von Run 130441. Die Anzahl akzeptierter Ereignisse, die während des Runs verstrichende Zeit und die totzeitkorrigierte Level-1-Aktiv-Zeit, der Protonstrom und Elektronstrom sowie die über den Run gemittelte Luminosität sind gezeigt. Die Raten aller von *Subtrigger* ST5 akzeptierten Ereignisse (ALL) unterteilen sich weiter in die der elektroninduzierten (ECUT) und die protoninduzierten Ereignisse (PCUT). Der Anteil des protoninduzierten Untergrundes ist weiter aufgeschlüsselt nach *upstream* (UPSTR) Ereignissen und Ereignissen von der Wechselwirkungszone (PHYS) sowie des *in-time* (ISAT) und des *out-of-time*-Satelliten (OSAT). Ereignisse, die eine unphysikalische CJC_t_0-Messung aufweisen, sind in der Untergrundklasse (GHOST) zusammengefaßt. Ereignisse, die wegen fehlender Zeitinformation nicht klassifiziert werden konnten, sind in (REST) aufgeführt. Die Ergebnisse sind jeweils mit (korrigiert) und ohne (unkorr.) Triggerschwellenkorrektur aufgeführt.

lumi #969		run130845		
Anzahl Ereignisse	[#]	10000		
Totale Zeit	$[s]$	260.5		
L1-Aktivzeit	$[s]$	4.2		
Protonstrom	$[mA]$	61.4		
Elektronstrom	$[mA]$	32.1		
mittl.Luminosität	$[mb^{-1}/s]$	3637		
Subtrigger		evts [#]	rate $[Hz]$	ratio
ST5 class1	unkorr.	6774	1613	100%
ALL	korrigiert	559	133	100%
ST5 class2	unkorr.	4820	1148	71%
ECUT	korrigiert	459	109	82%
ST5 class3	unkorr.	1954	465	29%
PCUT-ALL	korrigiert	100	24	18%
ST5 class4	unkorr.	1174	280	17%
PCUT-UPSTR	korrigiert	0	0	0%
ST5 class5	unkorr.	248	59	3.6%
PCUT-PHYS	korrigiert	36	8.6	6%
ST5	unkorr.	103	24	1.4%
PCUT-ISAT	korrigiert	21	5	3.7%
ST5	unkorr.	62	15	1%
PCUT-OSAT	korrigiert	28	6.7	5%
ST5	unkorr.	287	68	4%
PCUT-GHOST	korrigiert	15	3.6	2.7%
ST5	unkorr.	79	19	1%
PCUT-REST	korrigiert	0	0	0%

Tabelle 3.6: Ratentabelle von Run 130845. Beschreibung der Legende siehe Abb.3.5. Die Triggerschwellen-korrigierten und unkorrigierten Raten sind aufgeführt.

Neue Triggerkoinzidenzen für tief-inelastische Ereignisse (DIS) 4

Ausgehend von der Klassifizierung des vorhergehenden Kapitels werden in diesem Kapitel Triggerkoinzidenzen untersucht, die bei möglichst hoher Effizienz einen großen Anteil des strahlinduzierten Untergrundes unterdrücken. Dabei gilt es, die *offline* gewonnenen Schnitte zur Abtrennung und Unterteilung des strahlinduzierten Untergrundes auf der ersten Triggerstufe in zusätzliche Triggerelemente der *Subtrigger*-Koinzidenzen zu übersetzen. Untersucht wurden dabei Triggerkoinzidenzen für Ereignisse der tief-inelastischen Streuung (*DIS*), die auf dem Inklusiven-Elektron-Trigger (IET) des SPACAL beruhen.

Der Inklusive-Elektron-Trigger dient zum Nachweis des gestreuten Elektrons aus der tief-inelastischen Streuung für niedrige x und Q^2. Die Messung des gestreuten Elektrons allein ermöglicht bereits die Rekonstruktion aller kinematischen Variablen (siehe Abs. 1.3.3). Da für die physikalische Datenanalyse die Akzeptanz und die Triggereffizienz eines jeden Subsystems bestimmt und eingerechnet werden muß, wird diese durch die Verwendung weniger möglichst effizienter Triggersysteme erleichtert. Eine solche minimale Triggerkoinzidenz, die die Messung durch Detektorartefakte geringstmöglich beeinflußt, wird *minimum bias Subtrigger* genannt. Einen solchen stellt der IET-Trigger für die Analyse der tief-inelastischen Streuung dar.

Dem Vorteil der leichten Analysierbarkeit eines *minimum bias Subtriggers* steht der Nachteil hoher Verwundbarbeit einer solchen Triggerkoinzidenz durch Strahluntergrund entgegen. Gerade für die Analyse kleiner Elektronenergien und damit niedriger Triggerschwellen, wie sie im Run 130845 zu untersuchen sind, wird sich zeigen, daß die Triggerraten des *min. bias Triggers* stark vom Strahluntergrund dominiert werden. Gleichzeitig verfügt das Datennahme-System nur über eine begrenzte Datennahme-Bandbreite[1], die im wesentlichen durch die Rechenkapazität der *Level-4* Filter Farm gegeben ist. Deshalb muß nach weiteren Detektorkomponenten gesucht werden, deren Triggerelemente in Konzidenz mit dem SPACAL-IET-Trigger zu akzeptablen Triggerraten führen, die im Rahmen der verfügbaren Ressourcen des Datennahme-Systems verarbeitet werden können.

4.1 Die BDC als Spurbedingung

Die Dominanz des elektroninduzierten Strahluntergrundes legt die Verwendung einer Spurbedingung nahe, da elektroninduzierter Untergrund mit einem großen Anteil von Photonen im H1-Detektor verbunden ist (siehe Abschnitt 3.1.1). Für den Rückwärtsbereich des H1-Detektors liegt die Ver-

[1] In der Datennahmeperiode 1995 waren dies $\simeq 30\ Hz$. Für 1996 werden insgesamt $50\ Hz$ angestrebt.

wendung der BDC-Triggerelemente nahe, die als Spurbedingung die Koinzidenz dreier von vier radial segmentierter Doppellagenbereiche fordert. (siehe Abs. 2.3.5). Bei einer Dicke der BDC von insgesamt 8 *cm* sollte dies bei nicht zu großen Photonenflüssen eine Auslösung dieser Triggerelemente durch direkte Photonenhits ausschließen.

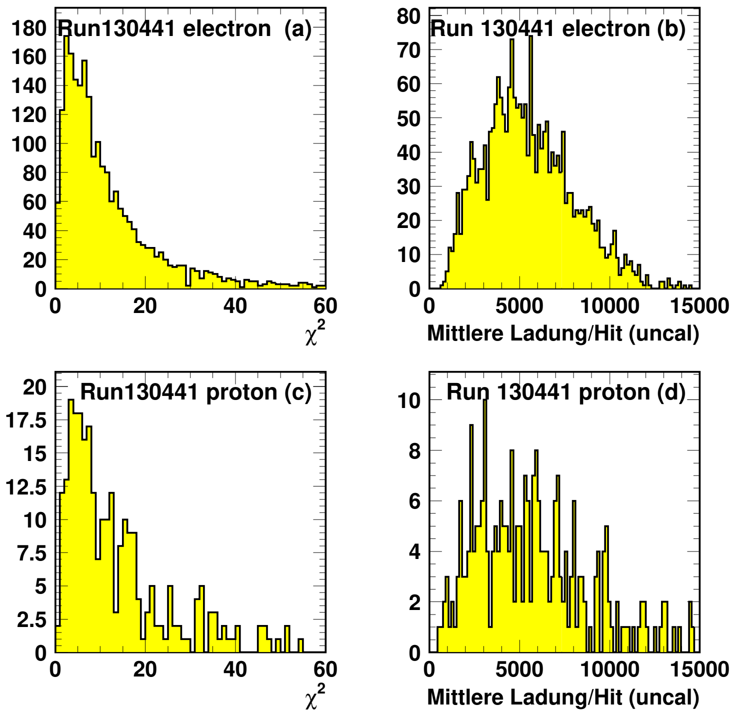


Abbildung 4.1: χ^2-Verteilung und Verteilung der mittleren (unkalibrierten) Ladung pro Hit für Spuren mit 8 Hits in der BDC aus elektroninduzierten *(a),(b)* und protoninduzierten *(b), (c)* Untergrundereignissen aus Run 130441. Anhand dieser BDC-Spurparameter sieht man keinen Unterschied zwischen proton- und elektron-induziertem Untergrund.

Für die folgende Untersuchung wird das Untergrund-Unterdrückungsvermögen definiert durch

$$\boxed{Untergrundunterdrückungs-Vermögen \quad = \quad 1-\frac{\#\,Ereignisse\ Triggerkoinzidenz}{\#\,Ereignisse\ min.bias\ Trigger}}$$

Dies ist für die BDC-Triggerelemente BDC_OR0 bis BDC_OR3 bzw. BDC_AND0 bis BDC_AND3 im besten Falle [2] unter 10%. Gleichzeitig muß jedoch ein Effizienz-Verlust, gemessen an einer DIS-Elektronenselektion, von ebenfalls 10% hingenommen werden. Da die BDC im Datennahmejahr 1995 insgesamt 11 von 128 defekte Halbsektoren hatte (siehe Abb. B.4 in Anhang B.3), läßt sich

[2] für *out-of-time satellite*-Ereignisse

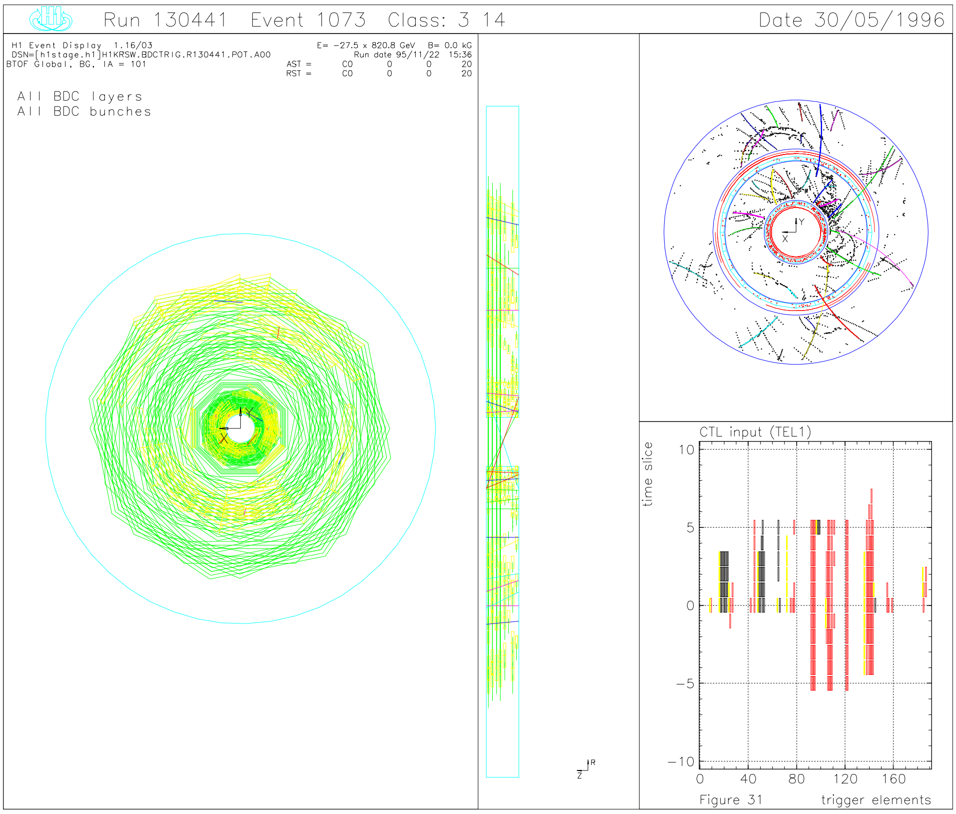


Abbildung 4.2: Proton-induziertes Untergrund-Ereignis *(Upstream)* von Abb.3.2 in der BDC

die Untergrundratenreduktion bereits durch diese Effizienzeinbußen der BDC erklären. Die BDC-Triggerelemente konnen daher zur effektiven Reduktion der Triggerraten nicht beitragen.

Eine einfache Erklärung hierfür läßt sich bei näherer Betrachtung der beiden Beispiel-Ereignisse von Abb 3.3 und Abb. 3.2 finden. Obwohl beide Ereignisse sehr unterschiedliche Merkmale aufweisen, die zur unterschiedlichen Klassifikation als proton- und elektroninduzierten Untergrundereignisse führen, ähneln sich die Signaturen beider Ereignisse in der BDC sehr (vgl. Abb. 4.3 und Abb. 4.2) In beiden Fällen werden eine große Anzahl Spuren gefunden, deren Spurparameter auf das Vorhandensein echter Teilchenspuren hindeuten.

Abb.4.1 zeigt hierzu für Run 130441 die Verteilungen des χ^2 aus der Spuranpassung der Rekonstruktion sowie die mittlere deponierte Ladung pro Hit einer rekonstruierten Spur mit der maximalen Anzahl von 8 Hits in der BDC für Spuren aus protoninduzierten bzw. elektroninduzierten Ereignissen. Die mittlere pro Hit deponierte Ladung in der BDC unterscheidet sich ebenfalls nicht wesentlich für elektron- und protoninduzierten Untergrund. Man beachte dabei, daß die mittlere Ladung pro Hit in der CJC dagegen einen signifikanten Unterschied für beide Untergrundklassen aufweist (siehe Abb. 3.5).

Es muß beim genauen Vergleich der aus der Rekonstruktion ermittelten deponierten Ladung pro Spur beachtet werden, daß aufgrund eines Temperatur-Gradienten zwischen inneren und äußeren

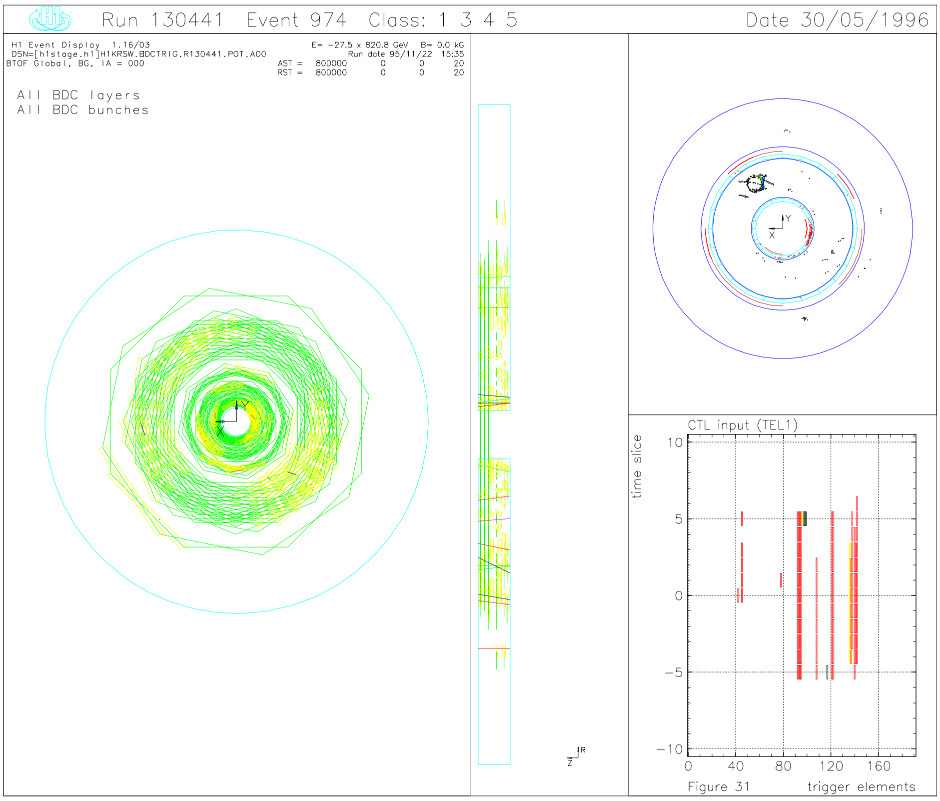


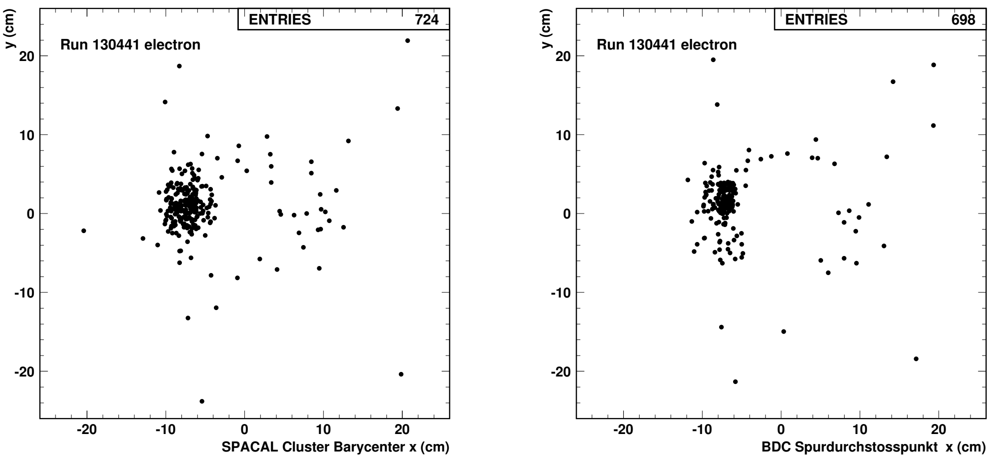
Abbildung 4.3: elektroninduziertes Untergrund-Ereignis von Abb.3.3 in der BDC

Radien der BDC[3] die Pulshöhen der BDC-Hits gegeneinander kalibriert werden müssen (siehe [Sch96]), da diese stark von der Gasverstärkung und damit von der Temperatur abhängig sind. Im Anhang A wird auf die Messung dieses systematischen Temperatur-Effektes eingegangen. Es stellt sich dabei heraus, daß die aus der in Abb. 4.1 dargestellten Verteilung der unkalibrierten mittleren Ladungen gezogenen Schlußfolgerungen auch durch die Analyse der kalibrierten mittleren Ladung richtig bleiben.

Das Vorhandensein dieser Spuren läßt sich dadurch erklären, daß die Photonen des elektroninduzierten Untergrundes im toten Material der zentralen Spurkammern konvertieren und die resultierenden Teilchen die Triggerelemente der BDC auslösen (vgl. Abschnitt 3.1.1, Punkt 4). Dieser Entstehungsmechanismus der Spuren ist allerdings nicht auf Synchrotron-Photonen zurückführbar. Die charakteristische Energie der das Innere des H1-Detektors erreichende Synchrotronstrahlung wurde in [Pit88] zu 70 *KeV* angegeben bei einem Fluß zweifach im Kollimatorsystem gestreuter Photonen von 2×10^7 Photonen/sec (ebda.). Dieser Synchrotron-Strahlungsfluß reicht keinesfalls aus, um die hohe Spuraktivität in der BDC zu erklären. Andere Enstehungsmechanismen (z.B. Elektron-Strahlrohr-Wechselwirkungen) müssen hierfür verantwortlich sein.

So wurde in der Datennahmeperiode 1995 im SPACAL ein ein abgegrenztes Gebiet *(hot spot)*

[3] die BDC verfügte in der Datennahme-Periode 1995 noch nicht über einen Kühlungs-Mechanismus



(a) Position des energiereichsten SPACAL-*Clusters*.

(b) Position des Durchstosspunktes der dem energiereichsten SPACAL-*Cluster* nächstgelegenen Spur in der BDC mit 4 oder mehr Hits.

Abbildung 4.4: Position des *hot spots* in SPACAL und der BDC aus elektroninduzierten Ereignissen des Runs 130441.

lokalisiert, mit einer hohen Aktivität von elektroninduziertem Untergrund (siehe Abb. 4.4). Dies wurde auf das nicht vollständig gegenüber dem H1-Detektor ausgerichtete Strahlrohr zurückgeführt, was zu Wechselwirkungen mit dem Elektronstrahl führte. Diese Wechselwirkungen können durch direkte Einwirkung oder mittels Konversion sekundärer Photonen Spuren in der BDC erzeugen. Die genaue Ursache des *hot spots* ist aber zum Zeitpunkt der Abfassung dieser Arbeit nicht bekannt.

4.2 Die Spurbedingungen des *zvtx*-Triggers

Der *zvtx*-Trigger bietet eine weitere Möglichkeit, Spurbedingungen mit dem SPACAL-IET-Trigger zu verknüpfen. Als Triggerelemente stellt der *zvtx*-Trigger ein zvtx_t0-Signal zur Verfügung, welches durch mindestens einen Spurkandidaten im *zvtx*-Histogramm des laufenden *bunch crossings* ausgelöst wird (siehe Abs. 2.3.4). Diese relativ weiche Spurbedingung wird unter anderem durch ein Signal zvtx_σ1 komplettiert, welches ein 'signifikantes Maximum' [4] im *zvtx*-Histogramm fordert und somit eine starke Spurbedingung darstellt. Da die Einträge des *zvtx*-Histogramms ein Maß für die Spurmultiplizitäten im zentralen Bereich des H1-Detektors darstellen, sollten die *zvtx*-Triggerelemente den *offline* verwendeten Multiplizitätsschnitt von Gleichung 3.1 *online* nachbilden. Man erwartet von dieser Triggerkoinzidenz also insbesondere eine starke Unterdrückung des elektroninduzierten Untergrundes.

[4]Der *zvtx*-Trigger vergleicht hierbei das anliegende Histogramm mit gespeicherten Histogramm-Konfigurationen. Für diese ist einzeln gespeichert, ob ein signifikantes Maximum vorliegt oder nicht.

4.2.1 Triggerratenreduktion durch *zvtx*-Triggerelemente

Im folgenden werden zunächst für den Level-4 transparenten Run 130441 die Triggerraten für den *IET min. bias Trigger* bestimmt, wie er zur Datennahme tatsächlich implementiert war. Durch Kombination dieses *min. bias Triggers* mit den entsprechenden Triggerelementen des *zvtx*-Triggers lassen sich *offline* die entsprechenden Triggerraten simulieren, die eine Triggerkoinzidenz des IET-Triggers mit dem entsprechendem *zvtx*-Triggerelement geliefert hätte.

Ausgehend von der ***minimum bias*-Triggerkoinzidenz**

$$\boxed{\begin{array}{l}(\mathsf{SPCLe\_IET} > \mathsf{T})\ \&\& \\ \quad \underbrace{\mathsf{PToF\_Veto}^{5}\ \&\&\ \mathsf{FToF\_Veto}^{6}\ \&\&\ \mathsf{BToF\_Veto}^{7}\ \&\&\ \mathsf{WALL\_Veto}^{8}}_{:=\ \mathsf{ToF\_VETOs}} \end{array} \quad (4.1)}$$

$$\mathsf{T} : IET - Triggerschwelle\ \mathsf{T0}, \mathsf{T1}\ oder\ \mathsf{T2}$$

werden die Triggerkoinzidenzen ***min.bias IET* und mindestens ein Spurkandidat**

$$\boxed{(\mathsf{SPCLe\_IET} > \mathsf{T})\ \&\&\ (\mathsf{ToF\_VETOs})\ \&\&\ \mathsf{zvtx\_t0} \quad (4.2)}$$

und ***min.bias IET* und eine signifikante Häufung von Spurkandidaten**

$$\boxed{(\mathsf{SPCLe\_IET} > \mathsf{T})\ \&\&\ (\mathsf{ToF\_VETOs})\ \&\&\ \mathsf{zvtx\_}\sigma\mathsf{1} \quad (4.3)}$$

untersucht. Zur Berechung der Triggerrate wird dabei wie in Abs. 3.4 die Anzahl der Ereignisse, die die Triggerkoinzidenzen erfüllen durch die *Level-1 Aktivzeit* geteilt, welche der um die Detektor-Totzeit korrigierte Datennahmezeit des Runs entspricht. Zusätzlich läßt sich die Schwelle *T* des IET-Triggers *offline* über die tatsächlich eingestellte Triggerschwelle anheben, indem man auf die Energie des energiereichsten *Clusters* schneidet, welcher näherungsweise der triggergebenden Energiedeposition im SPACAL entspricht (siehe auch Bemerkung in Abs. 4.3).

Tabelle 4.1 faßt das Ergebnis dieser Triggersimulation für die oben aufgeführten Koinzidenzen zusammen. Aufällig ist die große Reduktion des elektroninduzierten Untergrundes bereits durch die schwache Spurbedingung des zvtx_t0. Darüberhinaus läßt sich eine Verminderung des protoninduzierten Untergrundes durch das zvtx_σ1 beobachten.

4.2.2 Effizienz der Triggerkoinzidenzen des IET-Triggers mit den *zvtx*-Triggerelementen

Für eine Triggerkoinzidenz, wie sie zur Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung (DIS) verwendet werden soll, muß außerdem die Effizienz dieser Triggerkoinzidenz bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde eine Selektion von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung herangezogen, welche vom *minimum bias Subtrigger ST0* getriggert wurden. Die Effizienz wurde daraus als der Anteil der Ereignisse bestimmt, welche ebenfalls von der Triggerkoinzidenz des IET-Triggers mit den Triggerelementen zvtx_t0 und zvtx_σ1 getriggert worden wären.

[5] PToF_Veto = (PToF_IA||!PToF_BG)
[6] FToF_Veto = (FToF_IA||!FToF_BG)
[7] BToF_Veto = (!BToF_BG)
[8] WALL_Veto =!VETO_inner_BG && !VETO_Outer_BG)

	run 130441							
Subtrigger	all st $[Hz]$	ecut $[Hz]$	pcut $[Hz]$	upstr $[Hz]$	phys $[Hz]$	isat $[Hz]$	osat $[Hz]$	ghost $[Hz]$
IET $>$ 5 GeV	21.3	17.4	3.9	0.6	1.8	0.6	0.6	0.2
IET $>$ 5 GeV && zvtx_t0	4.2	1.5	2.7	0.5	1.3	0.5	0.5	0.0
IET $>$ 5 GeV && zvtx_σ1	2.1	0.6	1.5	0.2	0.8	0.3	0.3	0.0
IET $>$ 8 GeV	10.3	7.6	2.7	0.5	1.1	0.5	0.5	0.1
IET $>$ 8 GeV && zvtx_t0	2.8	0.8	2.0	0.4	0.9	0.3	0.4	0.0
IET $>$ 8 GeV && zvtx_σ1	1.3	0.2	1.1	0.1	0.6	0.2	0.2	0.0

Tabelle 4.1: Triggerraten für verschiedene Triggerkoinzidenzen unterteilt nach Untergrundklasse für die simulierten globalen Triggerschwellen von 5 und 8 GeV aus Run 130441. Sowohl zvtx_t0 als auch zvtx_σ1 reduzieren den elektroninduzierten Untergrund drastisch. Für zvtx_σ1 ist zudem eine Verringerung der protoninduzierten Untergrundrate zu verzeichnen. Die Abkürzungen der Spaltenüberschriften sind in Abb. 4.2 erklärt.

Die über alle Elektronen-Energien $E_{e'}$ gemittelten Effizienzen ergaben sich somit zu

$$\langle\frac{Anzahl\ Ereignisse\ \mathsf{IET} > (8,4,2)\ \mathsf{GeV}\ \&\&\ \mathsf{zvtx\_t0}}{Anzahl\ Ereignisse\ \mathsf{IET} > (8,4,2)\ \mathsf{GeV}}\rangle|_{E_{e'}} \approx 90\% \tag{4.4}$$

bzw.

$$\langle\frac{Anzahl\ Ereignisse\ \mathsf{IET} > (8,4,2)\ \mathsf{GeV}\ \&\&\ \mathsf{zvtx\_}\sigma 1}{Anzahl\ Ereignisse\ \mathsf{IET} > (8,4,2)\ \mathsf{GeV}}\rangle|_{E_{e'}} \approx 70\% \tag{4.5}$$

Abbildung 4.5 zeigt die Effizienzen beider Triggerkoinzidenzen in Abhängigkeit einer für alle drei Bereiche global angelegten Energieschwelle. Dabei muß allerdings beachtet werden, daß der zur Effizienzbestimmung benutzte *min.bias Subtrigger ST0* eine höhere Triggerschwelle von $(8\ GeV, 4\ GeV, 2\ GeV)$ im zentralen, mittleren und äußeren Bereich des SPACALs besitzt, so daß die Effizienzen der *zvtx*-Triggerkoinzidenzen bei niedrigerer Elektronenergie hieraus extrapoliert werden müssen. Im Rahmen der in dieser Untersuchung angestrebten Genauigkeit werden die in Gleichung 4.4 bzw. 4.5 aufgeführten Mittelwerte für die Raten-Abschätzung bei niedrigerer Triggerschwellen herangezogen (siehe Abs. 4.3).

Die beiden vorgestellten Trigger-Koinzidenzen IET && zvtx_t0 und IET && zvtx_σ1 reduzieren die Triggerraten deutlich bei gleichzeitig hoher Effizienz für die Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung. Sie sind somit als DIS-Trigger tauglich.

Insbesondere die geringen Triggerraten der IET && zvtx_σ1- Triggerkonizidenz legt die Vermutung nahe, daß ein großer Anteil der durch diese Triggerkoinzidenz aufgenommenen Ereignisse aus *ep*-Wechselwirkungen stammen. Diese Triggerkoinzidenz hat daher das Potential, auch bei niedrigeren IET-Triggerschwellen zur Datennahme der Ereignisse aus der tief-inelastischen Streuung tauglich zu sein, was im folgenden Abschnitt untersucht werden wird.

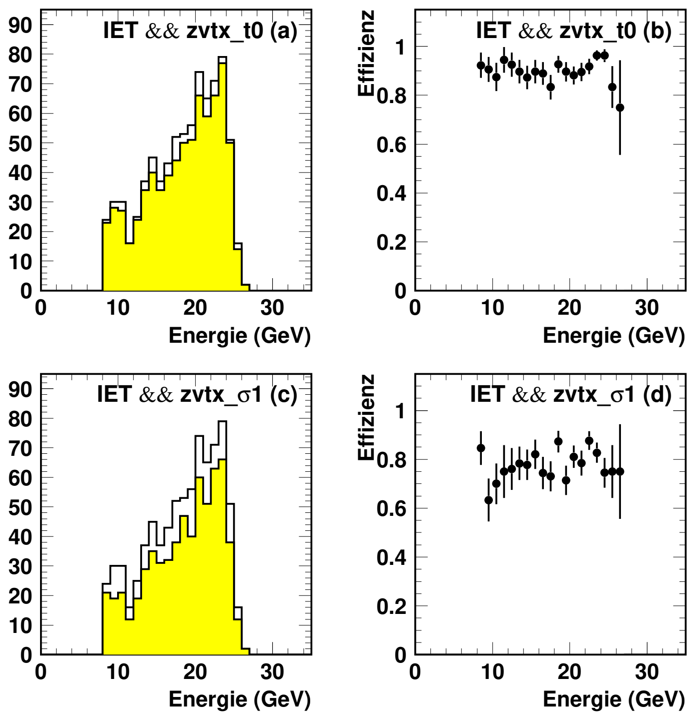


Abbildung 4.5: Effizienzen der Triggerkoinzidenzen IET && zvtx_t0 *(b)* und IET && zvtx_σ1 *(d)* in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Aufgeführt sind jeweils auch das Energiespektrum *(a),(c)* der in das SPACAL gestreuten Elektronen mit *(schraffiert)* und ohne *zvtx*-Spurbedingung (*unschraffiert)*.

4.3 Ratenabschätzung für die DIS-Triggerkoinzidenzen mit niedriger SPACAL-IET-Schwelle

4.3.1 Motivation der Niederschwellen-Untersuchung

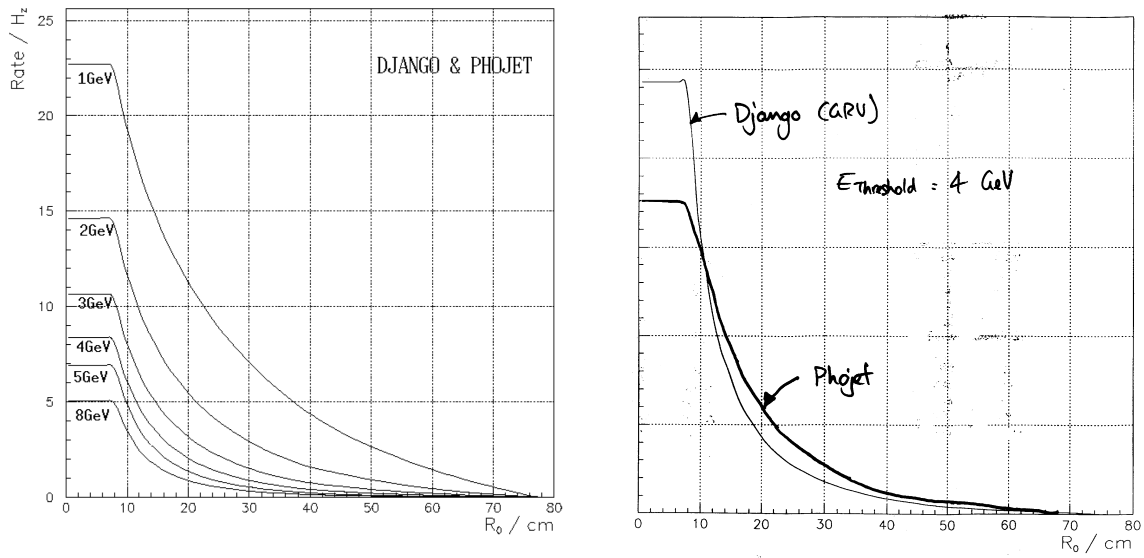
Ein wesentliches Ziel für die Datennahmeperiode 1996 ist die Senkung der SPACAL-Triggerschwellen, um Elektronen niedrigerer Energie $E_{e'}$ nachzuweisen. Dies ist sowohl für Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_l, der Messung der Gluondichte mittels F_2^c sowie der phänomenologischen Strukturfunktion diffraktiver Ereignisse $F_2^{D(3)}$ und die Analyse der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ der tief-inelastischen Streuung bei niedrigen Q^2 und kleinem x notwendig. Im letzteren Fall erfolgt die Messung zudem bei großen Streuwinkeln $\vartheta_{e'}$ bzw. kleinen Radien im SPACAL und der BDC (siehe Gleichung 1.3 von Abs. 1.3.2).

Es ist für diese Messungen daher von Interesse, die zu erwartenden *Level-1* Triggerraten der im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten DIS- Triggerkoinzidenzen abzuschätzen, da für die *gesamte* Datennahmebandbreite in 1996 ungefähr 50 Hz von der *Level-4*-Filter Farm verarbeiten werden können. Eine realistische Triggerkoinzidenz zur Messung dieser Physikprozesse sollte also deutlich unter diesem Maximalwert liegen. Dieser definiert auch die niedrigste IET-Energieschwelle, die für die DIS-Triggerkoinzidenzen eingestellt werden kann.

Da der innerste Bereich am meisten zu den Triggerraten beiträgt, sollte außerdem die Radial-Abhängigkeit der Triggerraten untersucht werden. Für bestimmte Messungen könnte der Innenbereich des SPACAL ab einer bestimmten radialen Schwelle R_0 vom IET-Trigger ausgeschlossen oder skaliert werden, um die Triggerraten zu erniedrigen. Die Abhängigkeit der Triggerraten von dieser radialen Schwelle R_0 sowie von der Energieschwelle soll in diesem Abschnitt untersucht werden.

4.3.2 Monte-Carlo-Ergebnisse für Photoproduktions- und DIS-Ereignisse

Um Energie- und Radialabhängigkeit der Ereignisrate von *ep*-Wechselwirkungen ("Physikrate") zu bestimmen, wurden die Ergebnisse zweier Monte-Carlo-Studien ([Mey96], [Phi96]) herangezogen. Dabei wurden die vorherrschenden Physikprozesse der tief-inelastischen Streuung mittels des *DJANGO*- und der Photoproduktion mittels des *PHOJET*-Generators simuliert. Die mittlere generierte Luminosität betrug dabei $6\,\mu b^{-1}/s$.



(a) Radialabhängigkeit der integrierten MC-Raten bei unterschiedlichen Energieschwellen (von innen nach außen $8, 5, 4, 3, 2, 1$ *GeV*)

(b) Radialabhängigkeit der integrierten Ereignisraten der tiefinelastischen Streuung *(DJANGO)* und der Photoproduktion *(PHOJET)* bei einer Energieschwelle von 4 *GeV*.

Abbildung 4.6: Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation [Phi96]

Abb. 4.6(a) zeigt die integrierten Rate von Ereignissen im SPACAL beider Physikprozesse in Abhängigkeit des minimalen Radius R_0 bei unterschiedlichen Energieschwellen. Der Hauptbeitrag zur Rate kommt aus dem Innenbereich (kleine Q^2). Bei $R_0 \approx\ 6.5\ cm$ geht die integrierte Rate in Sättigung, da hier die Strahlröhre anfängt. Außerdem sieht man einen deutlichen Anstieg der

Physikrate bei sinkender Energieschwelle. Bei kleinen Energieschwellen ist die Physikrate von der Photoproduktion dominiert (siehe z.B. [KMu94]).

Abb. 4.6(b) zeigt den einzelnen Beitrag von Photoproduktions- und DIS-Ereignissen zur integrierten Physikrate in Abhängigkeit von R_0 für die Energieschwelle von 4 *GeV*. Im Innenbereich dominieren DIS-Ereignisse, im mittleren und äußeren Bereich die Photoproduktion. Die starke Variation der DIS-Rate versteht man mittels der $1/Q^4$ des differentiellen DIS-Wirkungsquerschnitts (Gln. 1.5). Man erwartet aus dieser für die Radialverteilung der in den Rückwärtsbereich gestreuten Elektronen aus den DIS-Ereignisse im SPACAL mittels Gln. 1.3 eine $\propto 1/r^2$-Abhängigkeit.

In Photoproduktionsereignissen ($Q^2 \approx 0$) wird das Elektron aber kaum abgelenkt, sondern verschwindet in der Strahlröhre[9]. Die Signale im Rückwärtsbereich stammen dabei von Hadronen (Pionen). Dabei erzeugen Photonen aus π^0-Zerfällen elektromagnetische *Cluster* im SPACAL, die vom Trigger als Elektronen interpretiert werden. Die Radialverteilung der Photoproduktion variiert daher weniger stark.

4.3.3 Der Niederschwellenrun 130845

Um das Verhalten der Triggerraten bei niedriger IET-Schwelle aus gemessenen Daten untersuchen zu können, wurde gegen Ende der Luminositätsperiode 1995 eine Reihe von speziellen SPACAL-IET-Niederschwellen-Runs aufgenommen, zu welchen der *Level-4* transparente Run 130845 gehörte. In der Analyse dieses Runs wurde dabei in erster Näherung das energiereichste *offline* rekonstruierte *Cluster* mit der *triggergebenden* Energiedeposition im SPACAL identifiziert, da zum Zeitpunkt der Abfassung dieser Arbeit noch keine Simulation des IET-Triggers des SPACALs verfügbar war.

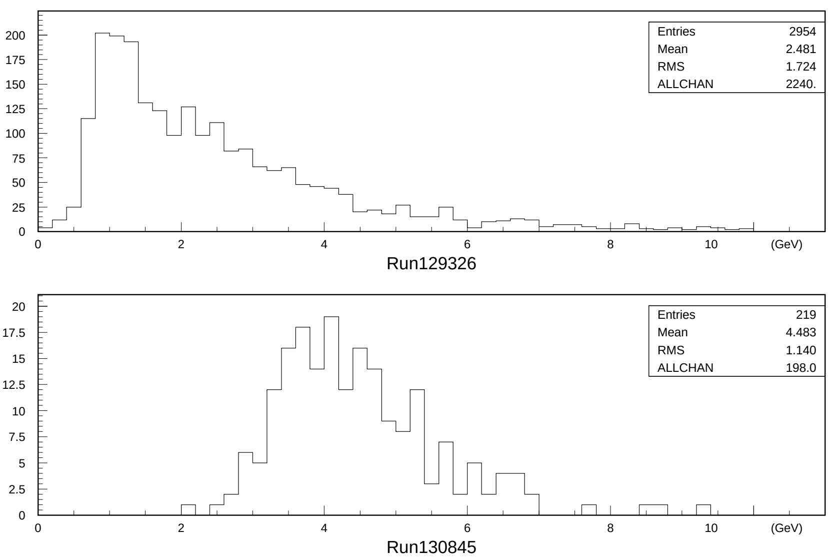


Abbildung 4.7: Energiespektren der im Zentralbereich des SPACAL akzeptierten Trigger von Run 129326 und Run 130845 [Bou96p]. Die Triggerschwelle von Run 130845 im Zentralbereich liegt bei ≈ 4 *GeV*.

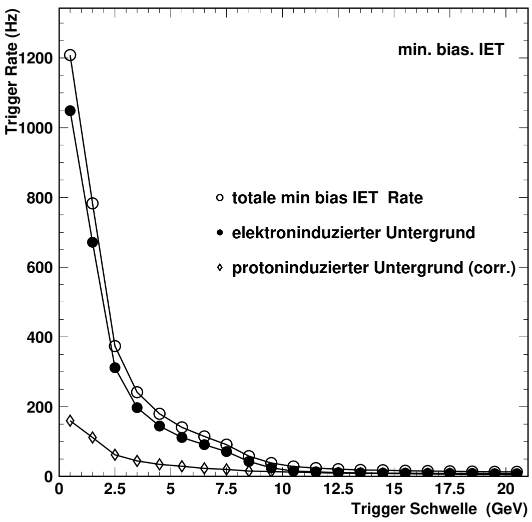
[9]Ein Teil dieser Elektronen kann durch die *Elektron-Tagger* nachgewiesen werden, welche sich bei 33 m bzw. 44 m in der Strahloptik auf der Protonseite befinden.

Im Run 130845 war im Innenbereich eine Triggerschwelle von $\approx 4\ GeV$ und im Mittel- und Außenbereich $\approx 300\ MeV$ eingestellt. Abb. 4.7 zeigt die Energieverteilung von Ereignissen aus dem zentralen Bereich des IET-Triggers für den Run 130845 und einem weiteren Niederschwellen-run 129326, im welchem eine gleichförmige IET-Schwelle von $\approx 300\ MeV$ eingestellt war. Durch die angehobene zentrale Trigger-Schwelle in Run 130845 wird die starke Dominanz des zentralen gegenüber dem Mittel-und Außenbereich des IET-Triggers gemindert. Im Zentrum des SPACAL ist nämlich nicht nur der Hauptbeitrag der Physikrate zu erwarten (Abs. 4.3.2), sondern dort dominiert auch der Strahluntergrund

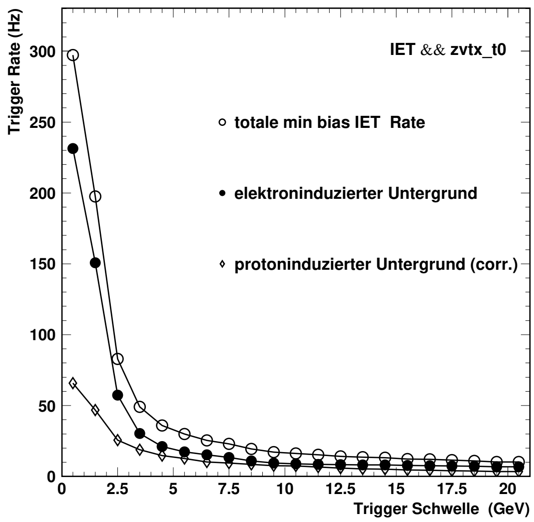
Die ungleichförmigen IET-Triggerschwellen-Einstellung des Run 130845 bedeutet aber auch, daß die in dieser Untersuchung allgemein angewandte Identifizierung des energiereichsten *Clusters* der SPACAL-Rekonstruktion mit der triggergebenden Energiedeposition zu größeren Abweichungen führen kann. Die im folgenden aus Run 130845 angegebenen Triggerraten für Energieschwellen unter $4\ GeV$ sind daher systematisch unterschätzt.

4.3.4 Energieabhängigkeit der Triggerkoinzidenzraten

Tabelle 4.2 zeigt das Ergebnis der Ratenanalyse des Niederschwellen-Runs 130845 bei verschiedenen simulierten Triggerschwellen für den *min. bias* IET-Trigger sowie für die Triggerkoinzidenzen mit den Spurbedingungen des *zvtx*-Triggers nach Gln. 4.2 und Gln. 4.3.



(a) *min. bias* IET-Trigger.



(b) zvtx_t0 && IET-Triggerkoinzidenz.

Abbildung 4.8: Energieabhängigkeit des elektron- und protoninduzierten Untergrundes für die *min bias IET* und die zvtx_σ1 && IET-Triggerkoinzidenz aus Run 130845. Der außergewöhnliche Beitrag von *upstream*-Ereignissen in diesem Run wurde vom protoninduzierten Untergrund abgezogen.

	run 130845								
Subtrigger	all st $[Hz]$	ecut $[Hz]$	pcut $[Hz]$	upstr $[Hz]$	phys $[Hz]$	isat $[Hz]$	osat $[Hz]$	ghost $[Hz]$	mc $[Hz]$
IET $>$ 0.5 GeV	1612.8	1147.6	465.2	279.5	59.0	24.5	14.8	68.3	
IET $>$ 1 GeV	1137.4	753.1	384.3	270.7	41.9	17.6	14.0	40.0	
IET $>$ 1 GeV && zvtx_t0	469.3	186.4	282.9	225.2	27.4	5.2	10.0	15.0	
IET $>$ 1 GeV && zvtx_σ1	195.7	63.4	132.1	104.0	17.6	1.7	3.1	5.7	10.4
IET $>$ 2 GeV	677.6	365.0	312.6	251.2	22.9	11.4	11.7	15.5	
IET $>$ 2 GeV && zvtx_t0	320.2	75.5	244.8	213.3	14.0	3.6	8.8	5.0	
IET $>$ 2 GeV && zvtx_σ1	141.7	26.7	115.0	99.3	9.5	1.4	2.6	2.1	6.7
IET $>$ 3 GeV	509.0	238.8	270.2	228.8	15.2	8.6	9.5	8.1	
IET $>$ 3 GeV && zvtx_t0	263.6	43.1	220.5	198.8	9.3	2.6	7.6	2.1	
IET $>$ 3 GeV && zvtx_σ1	121.4	17.4	104.0	94.0	6.2	1.0	2.6	0.2	4.9
IET $>$ 5 GeV	347.9	138.3	209.5	184.3	9.0	5.2	7.1	3.8	
IET $>$ 5 GeV && zvtx_t0	201.7	24.0	177.6	163.6	6.2	1.4	6.0	0.5	
IET $>$ 5 GeV && zvtx_σ1	96.7	11.2	85.5	78.6	4.0	0.7	2.1	0.0	3.2
IET $>$ 8 GeV	199.0	53.1	146.0	132.1	4.8	3.1	5.0	1.0	
IET $>$ 8 GeV && zvtx_t0	144.0	15.0	129.0	120.0	3.6	1.2	4.3	0.0	
IET $>$ 8 GeV && zvtx_σ1	71.4	6.2	65.2	60.5	2.4	0.7	1.7	0.0	2.3

Tabelle 4.2: Tabelle der Trigger-Raten für den *min bias IET*-Trigger und in Koinzidenz mit den *zvtx*-Spurbedingungen für unterschiedliche Triggerschwellen. Aufgeschlüsselt sind von links nach rechts: *all ST5*: Anzahl aller von *Subtrigger ST5* (auf niedriger Schwelle) akzeptierten Ereignisse. *ecut*: elektroninduzierter Untergrund *pcut*: Gesamter protoninduzierter Untergrund (inklusive ep-Wechselwirkungen). *upstr*:Rate der *upstream*-Ereignisse. *phys*: Rate der von der Wechselwirkungszone kommenden Teilchen (Physik-Kandidaten). *isat*: Rate der innerhalb des SPACAL-ToF-Zeitfensters eintreffenden Satelliten-Ereignisse. *osat*: Rate der außerdem des SPACAL-ToF-Zeitfensters eintreffenden Satelliten-Ereignisse. *ghost*: nicht klassifizierbare Ereignisse. *mc*: simulierte Triggerrate der Triggerkoinzidenzen aus der Monte-Carlo-Simulation (luminositätskorrigiert und effizienzkorrigiert.)

Der elektroninduzierte Untergrund überwiegt wegen seines zu steigenden Energien stark abfallenden Energiespektrums (vgl. Abb. 3.6(a)) bei kleinen Energien. Abb. 4.8(a) zeigt die integrierte Triggerrate für die *min bias IET* Trigger, (Abb.4.8(b)) die integrierte Rate der IET && zvtx_t0-Triggerkoinzidenz aufgeschlüsselt nach elektron- und protoninduzierten Untergrund. Zu beachten ist bei diesem Run, daß *upstream*-Ereignisse stark zur Gesamtrate beitragen die normalerweise im AToF-Zeitfenster der SPACAL-Zellen vom IET-Trigger zurückgewiesen werden (siehe Tabelle 4.2). Als Grund hierfür kommt sowohl die Systematik des *Slewings* als auch eine falsche Einstellung der SPACAL-Zeitfenster in Betracht. Da diese Ereignisse normalerweise nicht zur Gesamtrate beitragen, wurden die in Abb. 4.8(a) und 4.8(b) dargestellten Raten um den Beitrag der *upstream*-Ereignisse korrigiert.

In den Abbildungen 4.8 erkennt man, daß *min. bias*-Trigger vollständig vom elektroninduzierten Untergrund dominiert wird, während der Beitrag des elektroninduzierten Untergrundes zur Rate der zvtx_t0 && IET -Triggerkoinzidenz oberhalb ≈ 5 GeV nur etwa 50% ausmacht.

Auffällig ist außerdem das Ansteigen der Rate der als Physikkandidaten *(phys)* klassifizierten Ereignisklasse mit sinkender Energieschwelle. Ein solches Ansteigen wird aus der Monte-Carlo-Simulation von Abschnitt 4.3.2 für die *ep*-Wechselwirkungen erwartet. Da die zvtx_σ1 && IET-Triggerkoinzidenz die geringste Rate aufweist, sollte dort der Anteil an *ep*-Wechselwirkungen am größten sein.

Um den Anteil des verbleibenden strahlinduzierten Untergrundes der zvtx_σ1 && IET-Triggerkoinzidenz zu bestimmen, wurde die Rate dieser Triggerkoinzidenz aus den Monte-Carlo-Daten ermittelt. Zum Vergleich der Daten aus Run 130845 mit der Monte-Carlo-Simulation muß dabei die unterschiedliche Luminosität von $3.6\,\mu b^{-1}/s$ (dat.) bzw. $6.0\,\mu b^{-1}/s$ (mc.) sowie die Effizienz der zvtx_σ1 && IET-Triggerkoinzidenz von 75% berücksichtigt werden. Die Monte-Carlo-Raten müssen daher durch den Korrekturfaktor

$$\frac{6\,\mu b^{-1}/s}{3.6\,\mu b^{-1}/s} \times 1/0.75 = 2.22$$

dividiert werden, um sie mit den der Raten aus Run 130845 vergleichen zu können. Man findet dabei, daß die durch die zvtx_σ1 && IET-Triggerkoinzidenz akzeptierten Ereignisraten bei kleinen Energien etwa eineinhalb bis zweimal so groß wie die simulierten Monte-Carlo-zvtx_σ1 && IET-Triggerraten sind.

In der Tat wurde mittels eines *visual scan* von jeweils 20 Ereignissen zwischen $1-2\ GeV$, $2-3\ GeV$ und $3-5\ GeV$ der Anteil von Rest-Untergrund-Ereignissen, die die Triggerkoinzidenz zvtx_σ1 && IET auslösten, zwischen $40-50\%$ bestimmt und so eine Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulation festgestellt.

4.3.5 Ratenreduktion duch die *zvtx*-Spurbedingungen

In Abb. 4.9 ist das Untergrund-Unterdrückungsverhältnis für einzelne Untergrundklassen in Abhängigkeit von der Energieschwelle aufgeführt. Dieses ist gemäß Gln. 4.1 für die *zvtx*-Spurbedingungen durch

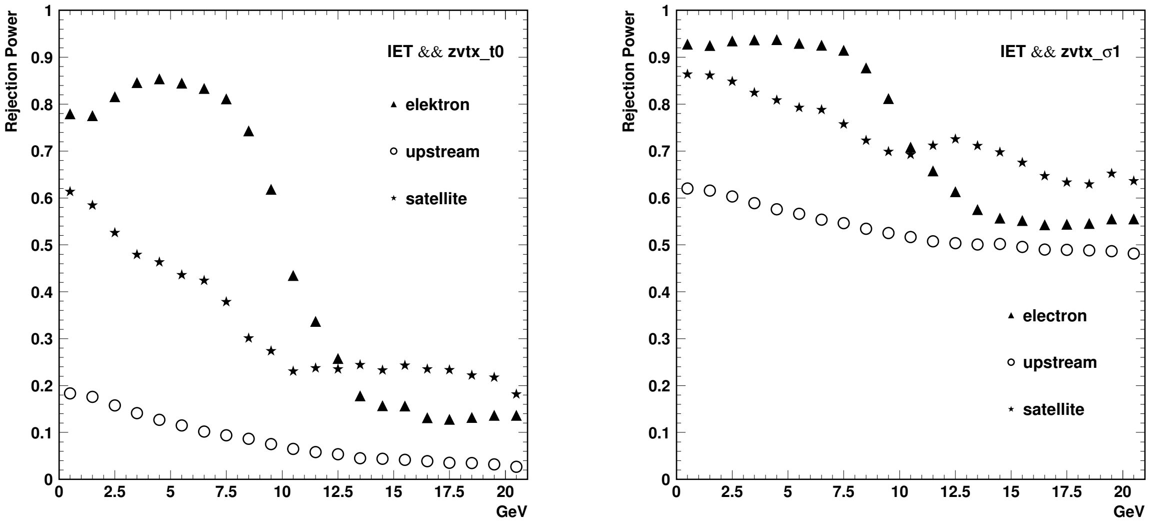
$$\boxed{Untergrundunterdrückungs-Vermögen \quad = \quad 1-\frac{\#\,Ereignisse\ \mathsf{zvtx}\ \&\&\ \mathsf{IET}}{\#\,Ereignisse\ \mathsf{IET}}}$$

definiert.

Der *satellite*-Untergrund zeigt eine schwächere Energieabhängigkeit als der elektroneninduzierte Untergrund *(electron)*, was sich aus den Energiespektren des elektron- und protoninduzierten Untergrundes erklärt (vgl. Abb. 3.6). Der elektroninduzierte Untergrund kann durch das zvtx_t0 (Reduktion um $\approx$ 80% für IET $>$ 1 GeV), der Satelliten-Untergrund kann durch die starke Spurbedingung zvtx_σ1 kontrolliert werden (Reduktion um $\approx$ 70% für IET $>$ 1 GeV) Der *upstream*-Untergrund, stellt eine Besonderheit des Run 130845 dar und sollte durch die korrekt eingestellte ToF-Zeitfenster des SPACALs kontrolliert werden können.

4.3.6 *zvtx*-Triggerkoinzidenzen als DIS-Trigger bei niedriger IET-Triggerschwelle

Für die vom *Level-1*-Trigger zur *Level-4*-Filterfarm übertragene Ereignisrate ist die verbleibende Untergrund-Kontamination maßgeblich, die der *Level-1*-Trigger nicht unterdrücken kann. Neben der Restkontamination in der Klasse der Physikkandidaten *(phys)* durch Proton-Strahlrohr- und



(a) IET in Koinzidenz mit zvtx_t0. Der elektroninduzierte Untergrund wird stark reduziert.

(b) IET in Koinzidenz mit zvtx_σ1 Neben dem elektroninduzierten Untergrund wird der Beitrag des Satelliten ebenfalls stark reduziert.

Abbildung 4.9: Untergrund-Unterdrückungsvermögen (*rejection power*) der *zvtx*-Spurbedingungen aufgeschlüsselt für den elektroninduzierten *(electron)*, Satelliten- *(satellite)* und den *upstream*-Untergrund.

Protonstrahl-Restgas-Wechselwirkungen im Bereich der nominellen Wechselwirkungszone ist dies zum einen der Anteil des Satelliten innerhalb des SPACAL-ToF-Zeitfensters[10] *(in-time satellite)*, zum anderen der elektroninduzierte Untergrund *(electron)*, der durch sein zeitgleich mit den Signalen von der Wechselwirkungszone erfolgendes Eintreffen ebenfalls nicht durch das SPACAL-ToF-Zeitfenster unterdrückt werden kann.

Für eine optimistische Abschätzung der Raten bei niedrigen Schwellen wurde ein engeres SPACAL-Zeitfenster zur Unterdrückung des *out-of-time* Satelliten zugrundegelegt[11] sowie der elektroninduzierte Untergrund vernachlässigt, welcher nicht genau bekannten Entstehungsmechanismen unterliegt.[12]

Die Abhängigkeit der untersuchten Triggerkoinzidenzen *min. bias* IET sowie IET in Koinzidenz mit den *zvtx*-Spurbedingungen von der (globalen) Energieschwelle ist in Abb. 4.10 dargestellt. Man erkennt, daß der *min. bias Trigger* auch unter diesen optimistisch angenommenen Randbedingungen unterhalb 5 *GeV* die Datennahme-Kapazität überschreitet und stark vom Strahluntergrund dominiert ist.

[10] Hier zu 10..17 *ns* angenommen

[11] in der Datennahmeperiode 1995 war dieses Zeitfenster aufgrund technischer Schwierigkeiten (u.a. *Slewing*) sehr weit gesetzt, so daß der Satellitenbeitrag nicht optimal unterdrückt werden konnte.

[12] Man erhofft sich für 1996 eine Abschwächung des *hot spots* durch eine besser ausgerichtete Strahlröhre.

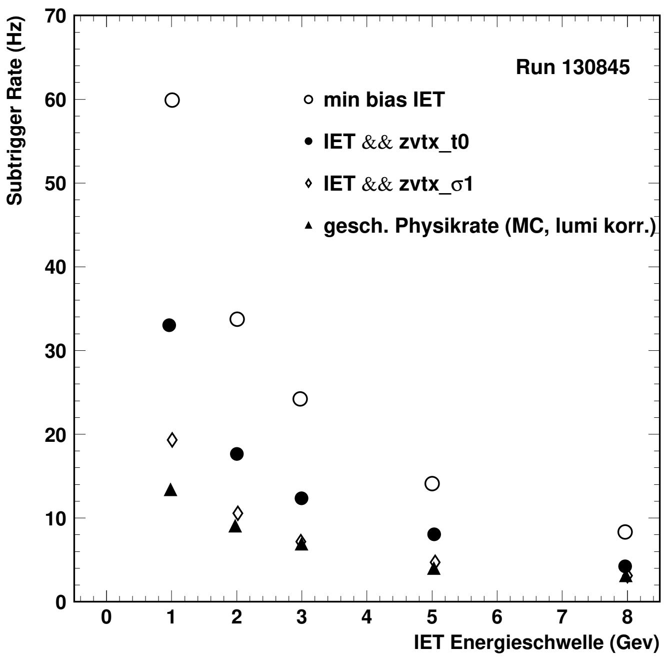


Abbildung 4.10: Triggerraten für den *min. bias* IET und IET in Verbindung mit der schwachen (zvtx_t0) und starken (zvtx_σ1)-Spurbedingung des *zvtx*-Triggers in Abhängigkeit von der (globalen) Triggerschwelle. Nur Kandidaten für Physikereignisse und der Anteil des *in-time*-Satelliten sind berücksichtigt. Zusätzlich ist die abgeschätzte Physikereignis-Rate aus der Monte-Carlo-Simulation eingetragen, normiert auf die Luminosität des Runs 130845.

Dagegen scheint die Erschließung des Bereichs unterhalb 5 *GeV* mit dem IET-Trigger in Koinzidenz mit zvtx_t0 und zvtx_σ1 möglich.[13] Für die Extraktion der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$, für welche im *Subtrigger ST1* und *ST2* [14] bereits das zvtx_t0 verwendet wurde, bietet sich die Verschärfung dieser Spurbedingung mittels zvtx_σ1 zur Messung niedriger Elektronenenergien $E_{e'}$ an. Unter den genannten Randbedingungen kann die Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung mit den DIS-Triggern

$$\boxed{\mathsf{IET} > 8\ \mathsf{GeV}\ \&\&\ \mathsf{zvtx\_t0} \qquad (4.6)}$$

und

$$\boxed{\mathsf{IET} > 5\ \mathsf{GeV}\ \&\&\ \mathsf{zvtx\_\sigma 1} \qquad (4.7)}$$

mit einer Triggerrate von jeweils $5 - 10\ Hz$ erfolgen, sofern der elektroninduzierte Untergrund vollständig vernachlässigt werden kann.

[13] Die Datenpunkte unterhalb $\approx\ 4\ GeV$ sind allerdings aufgrund der unterschiedlichen Triggerschwellen im zentralen und im Mittel- und Außenbereich systematisch unterschätzt, siehe Abs.4.3.3

[14] Definition siehe Tabelle 4.4 im folgenden Abschnitt

Als Triggerkoinzidenzen mit einer schwachen (zvtx_t0) sowie einer starken Spurbedingung (zvtx_σ1) eignen sich diese DIS-Trigger zudem in komplementärer Weise zur Datennahme bei stark variierenden Strahlbedingungen der HERA-Füllungen, wie sie im folgenden Abschnitt 4.4 diskutiert werden.

4.3.7 Zufällige Koinzidenzen

Zur Kontrolle muß noch eine Abschätzung der zufälligen Koinzidenzen zwischen dem IET-Trigger und den *zvtx*-Spurbedingungen bestimmt werden. Unter der Annahme, daß die Raten zweier Triggerelemente T_1 und T_2 von statistisch unabhängigen Quellen erzeugt werden, ergibt sich die zufällige Koinzidenzrate beider Triggerelemente

$$Rate_{zuf} = \frac{Rate_{T_1} \times Rate_{T_2}}{HERA - Frequenz^{15}}$$

Dies liefert eine Majorante für die tatsächlich vorliegende Rate an zufälligen (unkorrelierten) Koinzidenzen. Die nach Tabelle 4.3 bestimmte Rate von 1.1 Hz (zvtx_t0) bzw. 0.4 Hz (zvtx_σ1) ist gegenüber der Gesamt- wie gegenüber der Physikrate bei niedriger Schwelle (3 GeV) zu vernachlässigen.

	IET > 3 GeV [Hz]	zvtx_t0 [Hz]	zvtx_σ1 [Hz]
Triggerelement Rate	509.0	23419.	9172.1
zuf.Koinzidenz Rate		1.1	0.4

Tabelle 4.3: Raten von *Subtrigger ST5* und den Triggerelementen zvtx_t0 und zvtx_σ1. Daraus errechnet sich der Anteil zufälliger Koinzidenzen.

4.3.8 Radialabhängigkeit

Der Hauptbeitrag der Triggerraten wird vom Innenbereich von sowohl Physik- als auch Strahluntergrundereignissen erwartet. Für physikalische Datennalysen, die zwar möglichst hohes y und damit kleine Elektronenenergien $E_{e'}$ erzielen wollen, ohne auf den Bereich kleiner Q^2 bei kleinen Radien angewiesen zu sein, ist die Abhängigkeit der Triggerrate vom kleinsten Radius R_0 interessant. Zellen unterhalb dieses Radius könnten vom IET-Trigger ausgeschlossen werden bzw. Ereignisse, die einen Trigger innerhalb dieses Radius erhalten, vom *Level-2* Trigger zurückgewiesen oder skaliert werden.

Abb. 4.11 zeigt die vom *Level-1*-Trigger akzeptieren *min bias*-IET-Triggerraten in Abhängigkeit von der inneren Radiusschwelle R_0. Dabei wurde wie im vorhergehenden Abschnitt davon ausgegangen, daß die SPACAL-Zeitfenster eng gesetzt und der elektroninduzierte Untergrund vernachlässigt werden kann. im Vergleich zu 4.6(a) zeigt sich weiterhin deutlich, daß die *min. bias*-Triggerraten in allen Radialbereichen vom Strahluntergrund dominiert werden.

[15] $HERA - Frequenz : 10.4\ MHz$

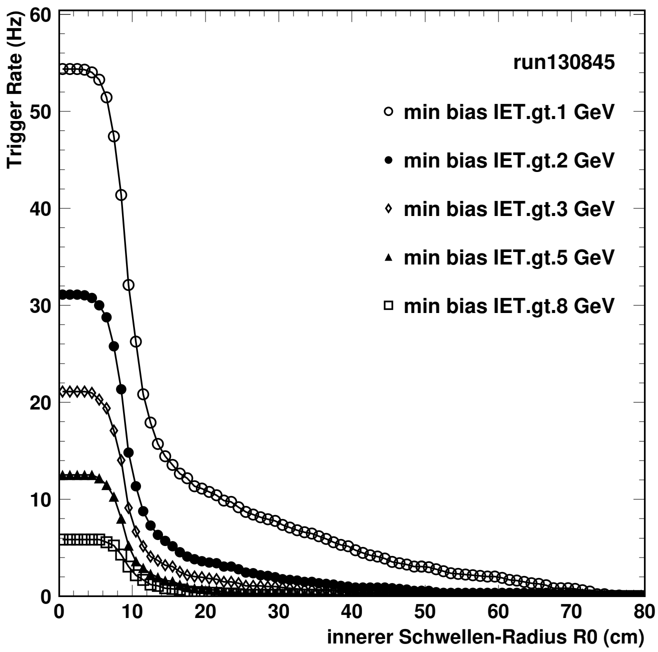


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der integrierten *min. bias IET*-Triggerrate von der inneren Radius-Schwelle R_0 für unterschiedliche Energieschwellen. Nur Physikkandidaten (*physics*) und der *in-time*-Satellit wurden in die Ratenberechung einbezogen.

4.4 Abhängigkeit der Triggerraten von den Strahlströmen und der HERA-Füllung

4.4.1 Abhängigkeit der DIS-Triggerraten von den Strahlströmen

Triggerraten sind im allgemeinen stark abhängig von den Strahlströmen während einer HERA-Füllung, sowohl was die absolute Triggerrate als auch was den relativen Beitrag der einzelnen Untergrundklassen betrifft. Ferner differieren die Strahlqualitäten der einzelnen HERA-Füllungen stark untereinander, was sich z.B. durch eine stärkere oder schwächere Ausprägung der Satellitenpakete auswirkt (siehe Run 123878). Diese Variationen soll am Beispiel der HERA-Füllung 964, zu deren Ende der Run 130441 genommen wurde, verdeutlicht werden.

Für jeden Run werden die mittleren unskalierten *Subtrigger*- und Triggerelement-Raten in der H1-Datenbank gespeichert. Tabelle 4.4 zeigt die Definitionen der in der Datennahmeperiode 1995 verwendeten SPACAL DIS-Trigger. Zwei ansonsten identische Sets von *Subtriggern* bei unterschiedlichen SPACAL IET-Triggerschwellen mit unterschiedlich starken Spurbedingungen wurden verwendet. Neben den bereits in Gln. 4.1 dargestellten *min. bias Subtriggern ST0* (hohe innere Schwelle von 8 *GeV*) bzw. *ST5* (niedrige innere Schwelle 5 *GeV*) sind dies *Subtrigger ST1* bzw.

ST6, die im wesentlichen eine IET && zvtx_t0-Triggerkoinzidenz darstellen[16]. Die *Subtrigger ST2* bzw. *ST7* sind um das sogenannte *RZ-Veto*[17] verschärfte Versionen dieser Triggerkoinzidenzen, welche aber in der Praxis ähnliche Raten wie *Subtrigger ST1* bzw. *ST6* aufweisen.

Subtrigger	Definition
ST0	IET $>$ (8,4,2) GeV && ToF – Vetos [18]
ST1	IET $>$ (8,4,2) GeV && ToF – Vetos && (Ray_t0[19] || ((DCRPh_T0 && !zvtx_t0_nextbc)))
ST2	IET $>$ (8,4,2) GeV && ToF – Vetos (Ray_t0 || ((DCRPh_t0 && !zvtx_t0_nextbc))) [20] && RZ_Veto [21]
ST5	IET $>$ (4,2,1) GeV && ToF – Vetos
ST6	IET $>$ (4,2,1) GeV && ToF – Vetos && (Ray_t0 || ((DCRPh_T0 && !zvtx_t0_nextbc)))
ST7	IET $>$ (4,2,1) GeV && ToF – Vetos (Ray_t0 || ((DCRPh_t0 && !zvtx_t0_nextbc))) [22] && RZ_Veto

Tabelle 4.4: Definition der *Subtrigger* für tief-inelastische Streuung der Datennahme-Periode 1995. In den *Subtriggern ST0,1,2* sind immer stärkere Spurbedingungen integriert. Die *Subtrigger ST5,6,7* sind bis auf eine niedrigere Energieschwelle mit den *Subtriggern ST0,1,2* identisch.

Abb. 4.12 zeigt die mittleren unskalierten *Subtrigger*-Raten für die DIS-*Subtrigger ST0,1,2* und *ST5,6,7*. Aus der Analyse von Run 130845 (siehe Tabelle 4.2) und Run 130441 (Tabelle 4.1) wurde ersichtlich, daß die *min bias Subtrigger* sowohl bei 8 *GeV (ST0)* wie bei 5 *GeV (ST5)* vom elektronstrahlinduzierten Untergrund dominiert sind (siehe Abb. 4.8(a)). Die *Subtrigger ST0* und *ST5* eignen sich deshalb als Indikatoren für den *elektroninduzierten* Untergrund.

Ein weiteres Ergebnis der Untersuchung von Run 130845 war, daß der elektroninduzierte Untergrund durch das zvtx_t0 Triggerelement in Koinzidenz mit dem IET-Trigger stark reduziert werden kann (siehe Abb. 4.9(a)). Noch etwa die Hälfte der Gesamtrate dieser Koinzidenz bei 8 *GeV* bzw. 5 *GeV* sind elektroneninduzierte Ereignisse (siehe Abb 4.8(b)), die andere vom protoninduzierten Untergrund bestimmt. Da sowohl *Subtrigger ST1* als *Subtrigger ST6* eine solche Triggerkoinzidenz implementieren, können diese als Anhaltspunkt für den *protonstrahl-induzierten* Untergrund herangezogen werden.

[16] Neben dem *zvtx*-Triggerelement zvtx_t0 ist in dieser Triggerkoinzidenz auch das DCRphi_t0 eingebaut. Dieses vom Driftkammertrigger *DCRphi* gelieferte Triggerelement zeigt das Vorhandensein eines Spurkandidaten in den zentralen Jet-Driftkammern an. Die Triggerelement-Raten des zvtx_t0 ist im Mittel einen Faktor 3 höher als die des DCRphi_T0. Das logische *oder* aus beiden wird daher vom zvtx_t0 dominiert.

[17] Das RZ-Veto basiert auf den Triggerelementen des *RZ-Triggers*. Dieser generiert aus den Signalen der z-Driftkammern und der zentralen Jet-Driftkammer verschiedene Triggerelemente, mit welchen auf der ersten Triggerstufe unterschieden werden kann, ob Spuren im Zentralbereich aus der Wechselwirkungszone stammen oder auf Untergrundereignisse außerhalb der Wechselwirkungzzone zurückzuführen sind.

[18] Definition der ToF – Vetos siehe Fußnoten 5 bis 8

[19] Ray_t0 = (zvtx_t0||FwdRay_t0)

[20] RZ_Veto = (!RZ_non_vtx || RZ_σ1)

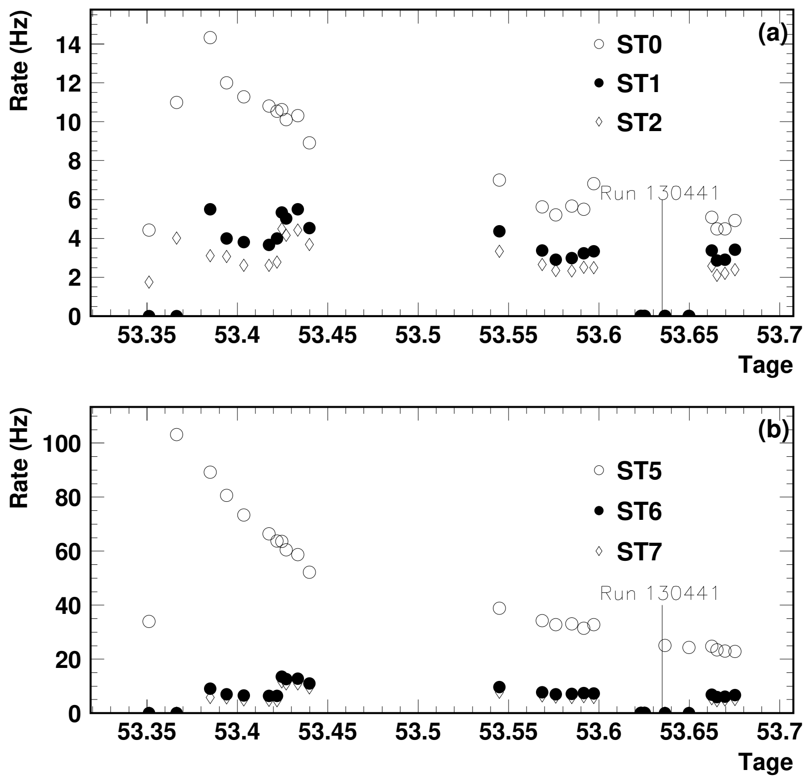


Abbildung 4.12: Triggerraten von *Subtrigger ST0,1,2 (a)* (IET-Schwelle (8,4,2) GeV) und *ST5,6,7 (b)* (IET-Schwelle (4,2,1) GeV) während der HERA-Füllung 964. *ST1* und *ST6* stellen ein Maß für den proton-induzierten Untergrund dar. *ST0* und *ST5* werden vom elektroninduzierten Untergrund dominiert. *(Die Zeitachse gibt hier -wie in den folgenden Abbildungen- die Anzahl der Tage seit dem 1.Oktober 1995.)*

Diese Vermutung wird unterstützt durch den Vergleich der *Subtrigger*-Raten mit den Strahlströmen (Abb.4.13). Der um einen Faktor 3 abfallende Strahlstrom findet sich im Abfall der *min. bias*-Triggerraten nieder. Der Protonstrom dagegen bleibt näherungsweise gleich, was sich im stabileren Verhalten der um Spurbedingungen erweiterten *Subtrigger ST1,2* und *ST6,7* niederschlägt.

4.4.2 Variation der Untergrundquellen mit der HERA-Füllung

Bei HERA-Füllung 964 war der Beitrag des elektroninduzierten Untergrundes zu Beginn der Füllung stärker als gegen Ende der Füllung (Vergleich *ST5* und *ST6*, Abb.4.12 (b)). Insgesamt hat jedoch der elektron-induzierte Untergrund mehr als $\approx$ 80% der Rate bestimmt.

Dies ist aber keineswegs immer der Fall. Die Triggerraten der HERA-Füllung 932 beispielsweise (siehe Abb 4.14) weisen nach obiger Interpretation anhand der *Subtrigger ST5* (elektronin-

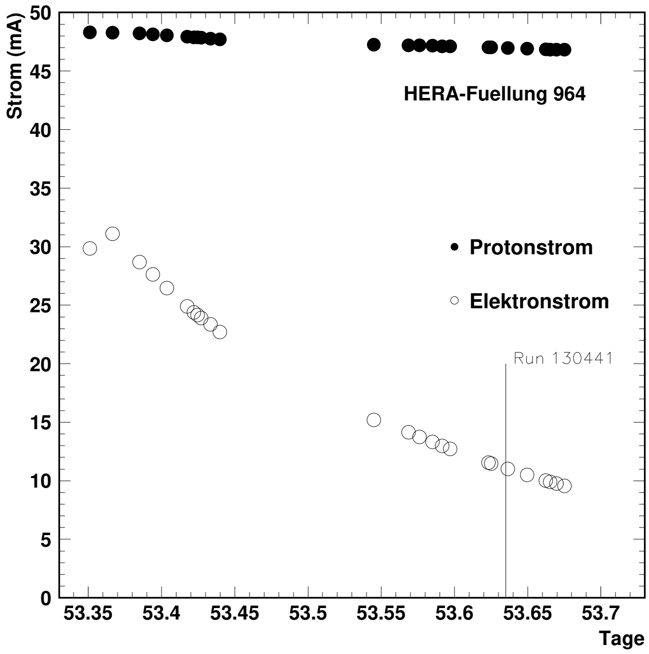


Abbildung 4.13: Strahlströme während der HERA-Füllung 964

duzierter Untergrund) und *ST6* (protoninduzierter Untergrund) einen deutlich geringeren Anteil des elektroninduzierten Untergrundes aus ($\approx 50\%$). Die Untergrundverhältnisse können demnach stark von HERA-Füllung zu HERA-Füllung variieren.[21]

Abb.4.15 zeigt die mittlere auf den Protonstrom normierte Triggerrate des *min. bias Subtriggers ST0* (elektroninduzierter Untergrund) und des *Subtriggers ST6* (protoninduzierter Untergrund) in Abhängigkeit von der HERA-Füllung. Im Vergleich zu den anderen HERA-Füllungen waren die beiden untersuchten Runs von durchschnittlicher Qualität.[22]. Einzig der protoninduzierte Untergrund von Run 130845 scheint etwas erhöht, was mit dem ungewöhnlichen Auftreten des *upstream*-Untergrundes erklärt werden kann. Die HERA-Füllung 969, zu der Run 130845 gehörte, war zudem sehr kurz, was auf Probleme mit dem Protonenstrahl hindeutet.

[21]Die näherungsweise Übereinstimmung der Anteile von elektron- und proton-induziertem Untergrund (nach Triggerschwellen-Korrektur und Ausblenden des atypischen *upstream*-Untergrundes von Run 130845) der Runs 130441 und 130845, wie sie in Tabelle 3.5 und 3.6 dargestellt sind, ist also eher zufällig.

[22]Der Bereich des verschobenen Wechselwirkungspunktes (*shifted vertex*) muß vom Vergleich ausgeschlossen werden, weil hier systematisch unterschiedliche Untergrund-Verhältnisse vorlagen

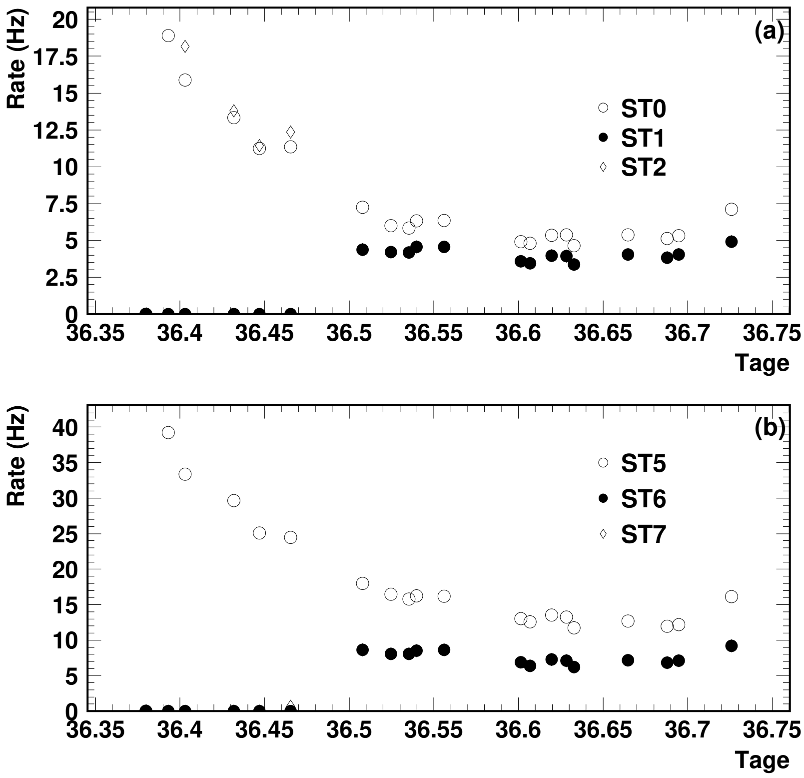


Abbildung 4.14: Triggerraten von *Subtrigger ST0,1,2 (a)* (IET-Schwelle (8,4,2) GeV) und *ST5,6,7 (b)* (IET-Schwelle (4,2,1) GeV), für die HERA-Füllung 932.

4.4.3 Abschätzung des Voraussagewertes der Triggerraten von Run 130845 und Run 130441

Mit den im vorherigen Abschnitt gemachten Bemerkungen stellen die in Tabelle 3.5 und 3.6 gewissermaßen Momentaufnahmen dar, denen man nicht ansehen kann, ob sie ein eher extremes oder ein eher typisches Beispiel für die wechselnden Untergrund-Situationen während der Datennahme des H1-Detektors darstellen. Stellt man diese Runs in den Kontext ihrer HERA-Füllung (siehe Abb. 4.15), sieht man aber qualitativ, daß es sich bei beiden Runs um durchschnittliche Vertreter bezüglich des elektron- und protoninduzierten Untergrundes handelt. Die Schlußfolgerungen, die aus der Analyse von Run 130441 und 130845 gemacht wurden, sollten also auch für andere Runs gelten.

Mit den zur Verfügung stehenden Runs lassen sich klarerweise nicht alle Parameter festlegen, die die Untergrundsituation von H1 bestimmen. Der Voraussagewert der Triggeraten für die Datennahme 1996 insbesondere bei niedrigen Schwellen ist daher limitiert. Es kann aber festgehalten werden, daß in jedem Falle die DIS-Trigger der Datennahme-Periode 1995 stark vom Strahlunter-

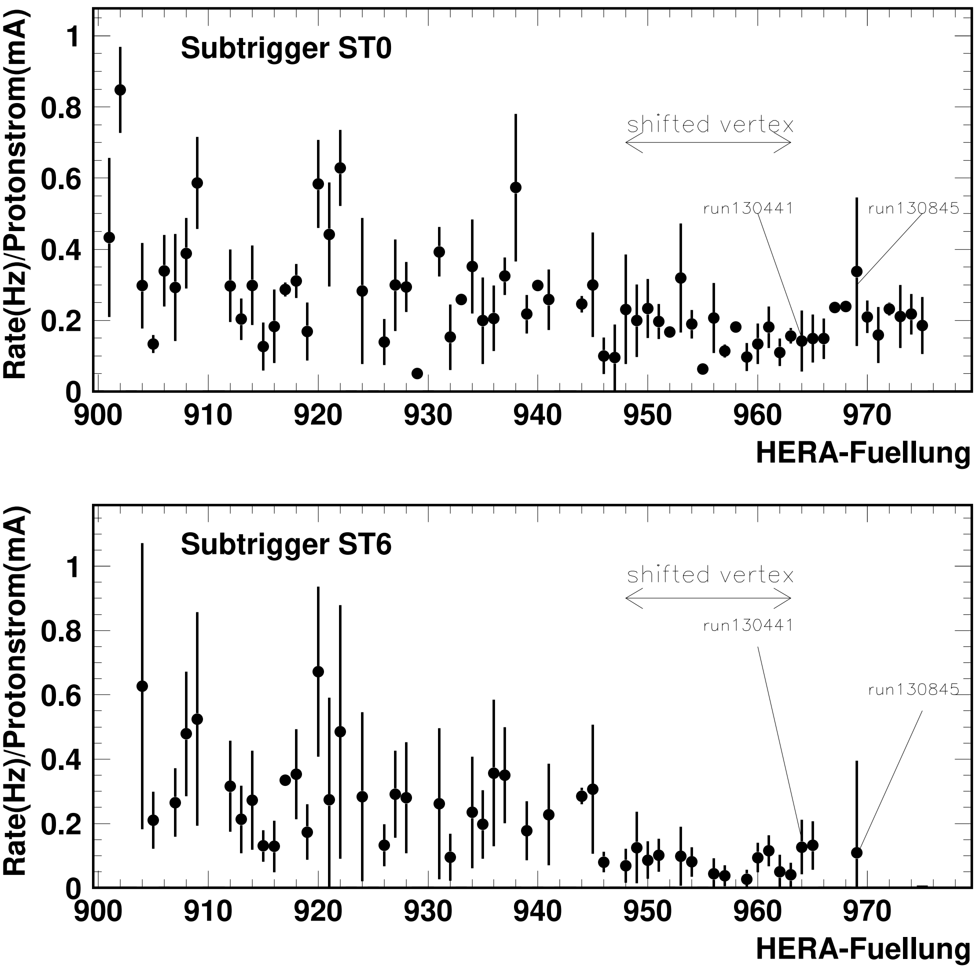


Abbildung 4.15: Die mittlere auf den Protonenstrom normierte Triggerrate von *Subtrigger ST0 (a)* und *Subtrigger ST6* (*(b)* in Abhängigkeit von der HERA-Füllung. (Der Bereich des verschobenen Wechselwirkungspunktes (*shifted vertex*) ist markiert).

grund dominiert waren und sich nicht genügend robust gegen variierende Strahlbedingungen erwiesen. Dieser Umstand wird durch niedrigere Triggerschwellen im Datennahme-Jahr 1996 sowie der infolge stärkerer Strahlströme erhöhten Untergrundraten noch verschärft. Die Verwendung von Triggerkoinzidenzen mehrerer Subsysteme scheint daher geboten.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Strahlinduzierter Untergrund ist eine wesentliche Herausforderung bei der Messung von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung (DIS) bei niedrigen x und Q^2. Die dabei in den Rückwärtsbereich des H1-Detektors gestreuten Elektronen niedriger Energie müssen mittels des *Level-1* Triggers von einer Vielzahl von Untergrunderereignissen unterschiedlicher Entstehungsweise unterschieden werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde anhand spezieller Daten aus der Meßperiode 1995 eine Klassifikation des strahlinduzierten Untergrundes erstellt. Ziel war dabei die möglichst wirkungsvolle Unterdrückung der einzelnen Untergrundbeiträge durch *Level-1*-Triggerkoinzidenzen für die Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung. Diese müssen trotz der starken Variation des strahlinduzierten Untergrundes eine hinreichende Stabilität und Effizienz zum Nachweis der in den Rückwärtsbereich gestreuten Elektronen aufweisen.

Die Triggerkoinzidenzen des Inklusiven Elektron-Triggers (IET) des SPACAL mit den Spurbedingungen des *zvtx*-Triggers der Vieldrahtproportionalkammern erfüllen diese Anforderung. Etwa 80% (zvtx_t0) des elektroneninduzierten Untergrundes und 70% (zvtx_σ1) des Beitrages von Satelliten des Protonenstrahls lassen sich für eine IET-Triggerschwelle von 1 *GeV* mittels dieser Spurbedingungen unterdrücken, während die Effizienz für den Nachweis von Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung bei 90% bzw. 70% liegt. Die Spurbedingungen der BDC können dagegen keinen wesentlichen Beitrag zur Untergrundunterdrückung leisten, da auch der elektroninduzierte Untergrund, zu dessen Unterdrückung der BDC-Trigger konzipiert wurde, von hoher Spuraktivität im Rückwärtsbereich begleitet ist.

Unter den für die Datennahmeperiode 1996 zu erwartenden Randbedingungen lassen sich hieraus die DIS-Triggerkoinzidenzen

$$\mathsf{IET} > 8\ \mathsf{GeV}\ \&\&\ \mathsf{zvtx\_t0}\ \text{und}\ \mathsf{IET} > 5\ \mathsf{GeV}\ \&\&\ \mathsf{zvtx\_}\sigma\mathsf{1}$$

für den Nachweis niederenergetischer Elektronen im Rückwärtsbereich ableiten, deren *Level-1* Triggerraten ($\simeq 10\,Hz$) vom H1-Datennahmesystem verarbeitet werden können. Vorausgesetzt hierbei wird eine Verbesserung der SPACAL-Flugzeit-Messung (ToF) und eine drastische Verminderung des elektroninduzierten Untergrundes, dessen Entstehungsursache nicht vollständig geklärt ist.

Der Voraussagewert dieser Untersuchung hängt stark von den Varationen der Strahluntergrund-Bedingungen ab. Diese sind sowohl innerhalb einer HERA-Füllung als auch zwischen verschiedenen HERA-Füllungen im allgemeinen groß. Das Verständnis dieser Variationen ist noch unvollständig und bedarf weiterer Untersuchungen. In jedem Falle aber sind die für die Datennahmeperiode 1996 vorgeschlagenen Triggerkoinzidenzen zur Datennahme der Ereignisse aus der tiefinelastischen Streuung in weit geringerem Umfang vom Strahluntergrund dominiert, als es für die 1995 verwendeten Triggerkoinzidenzen der Fall war.

A Temperaturmessung der BDC

A.1 Slow Control Monitor Program

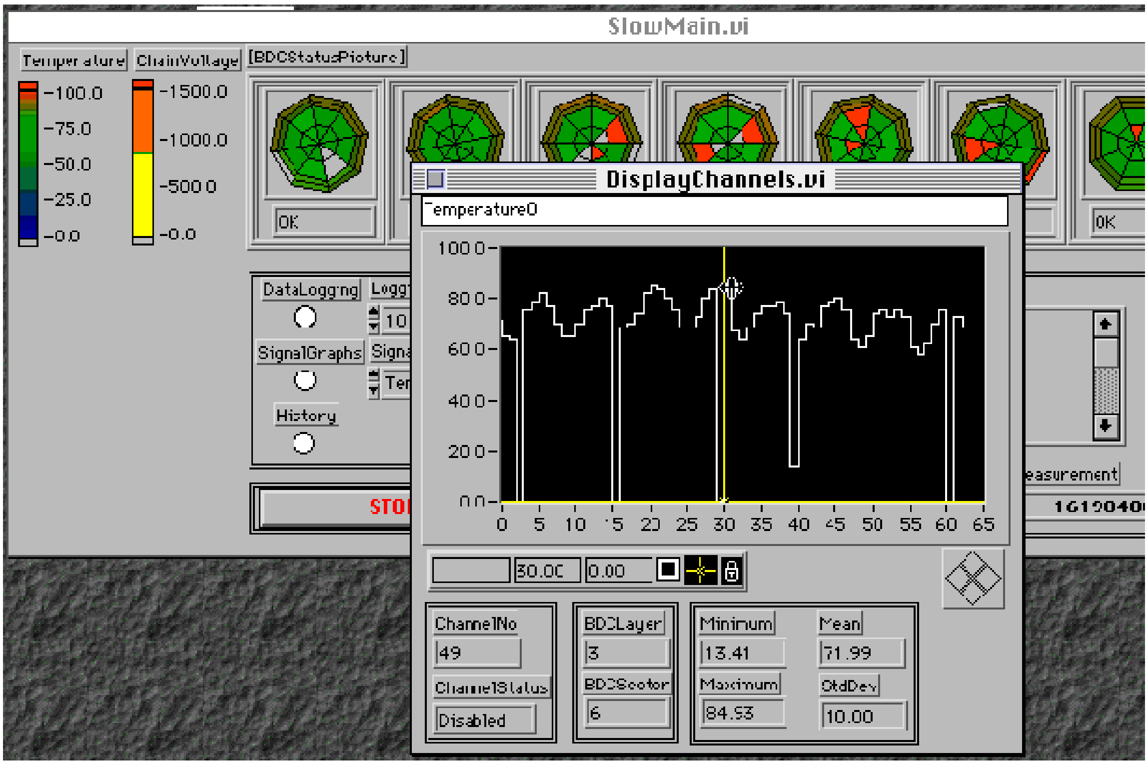


Abbildung A.1: Panel des *SlowControl* Monitor Programms. Eine graphische Darstellung gibt den qualitativen Zustand (Nominalwert, Warnung, Alarmzustand) von Temperatur- und Kettenströmen aller Sektoren der BDC wieder (*BDCStatusPicture*). Zusätzlich lassen sich durch Anwahl die Temperatur- sowie die Kettenstromwerte in einem eigenen Fenster untersuchen (im Bildvordergrund).

Im Zuge der Inbetriebnahme der Rückwärtsdriftkammer BDC wurden Programme zur *online*-Überwachung *(slow control)* einiger Betriebsparameter der Driftkammer entworfen. Abb A.1 zeigt die Benutzeroberfläche des *slow control*-Programmes zur Überwachung der Temperatur auf den Vorverstärkerplatinen der BDC und der sogenannten Kettenströme der BDC (siehe hierzu [Hau94]). Dieses Programm basiert auf der graphischen Programmiersprache *LabVIEW* (siehe [Lab95] sowie für eine kurze Übersicht [Hau94]). Neben der graphischen Darstellung des Istzustandes der Kammer lassen sich mit diesem Programm auch die gemessenen Werte auf Festplatte speichern. Im folgenden sollen Ergebnisse der Temperaturmessungen aus der Datennahmeperiode 1995 vorgestellt werden.

A.2 Azimutal-, Radial- und Axialabhängigkeit der Temperatur in der BDC

Die Temperaturmessung erfolgt über temperaturabhängige Halbleitersensoren auf den Vorverstärkerplatinen der BDC-Sektoren. Jeweils 2 dieser Vorverstärkerplatinen sind außen auf den 8 Sektoren einer BDC-Einzellage befestigt (siehe [Rus95]). Dies ermöglicht eine Messung der Temperatur im Außenbereich der BDC in azimutaler (φ) und axialer (z) Richtung.

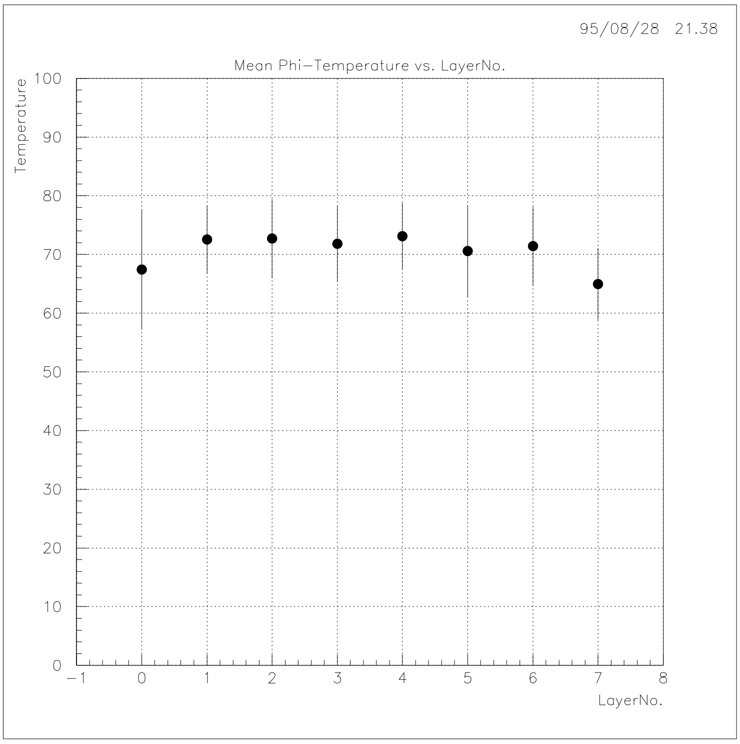


Abbildung A.2: Verteilung der in φ gemittelten Temperaturen pro Lage

Abb. A.2 zeigt die Abhängigkeit der in ϕ gemittelten Temperaturen in Abhängigkeit von der Lagennummer. Man sieht einen Abfall der mittleren Temperaturen im vorderen (Lage 0) und hinteren (Lage 7) Bereich. dort kann die auf den Vorverstärkern enstehende Wärme an die Umgebung abgeführt werden, während in der Mitte der BDC ein Wärmestau entsteht. Ingesamt ist das Temperatur-Niveau mit $70^\circ\ C$ hoch.

Abb.A.3 zeigt die Abhängigkeit der in z gemittelten Temperaturen in Abhängigkeit des Azimutalwinkels φ. Die im oberen Bereich der BDC ($0^\circ < \varphi < 180^\circ$) gemessenen Temperaturen sind deutlich gegenüber denen des unteren Bereiches ($180^\circ < \varphi < 360^\circ$) erhöht, was ebenfalls auf einen Wärmestau hindeutet.

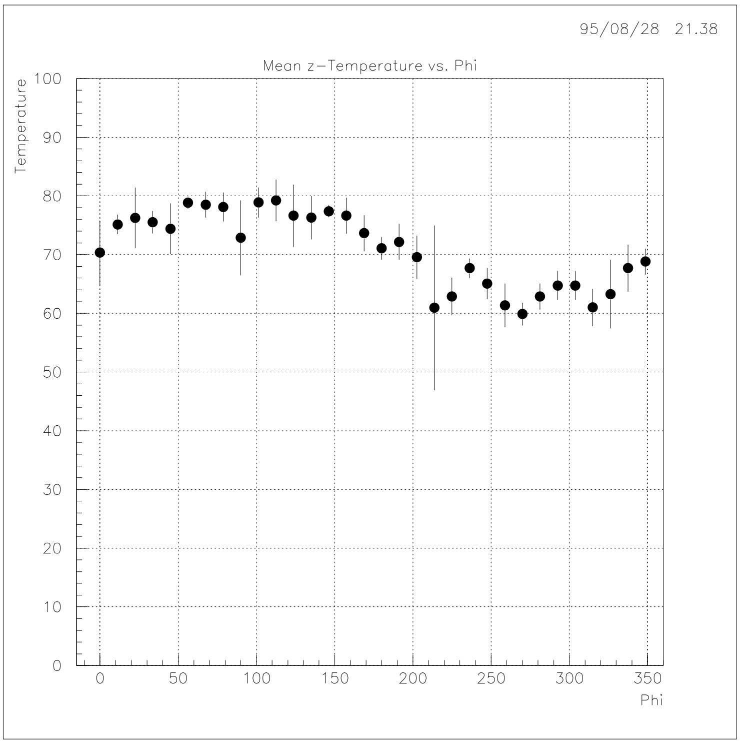


Abbildung A.3: Azimutalwinkel-Verteilung der in z gemittelten Temperaturen

Während der Außenbereich der BDC durch die abgegebene Wärmeleistung der Vorverstärker aufgeheizt wird, wird der Innenbereich der BDC durch den Kühlmechanismus der Strahlröhre auf niedrigeren Temperaturen gehalten. Der resultierende Temperaturgradient von Innen- und Außenbereich der BDC sollte sich in der Gasverstärkung und damit in den Amplitudenspektren der BDC bemerkbar machen, da die Gasverstärkung stark von der Temperatur abhängt [Kat96p]. In der Tat sieht man in Abb. A.4 eine radiale Abhängigkeit der mittleren Amplituden für die Sektoren von Lage 0 [Sch96p]. Diese ist besonders stark für Sektoren, die nahe $\phi = 90^\circ\ C$ angeordnet sind (Für die geometrische Anordnung der Sektoren siehe Abb. B.4 in Anhang B). Der Innenbereich dieser Sektoren wird von der Strahlrohrkühlung bei $\approx 20^\circ$ gehalten, während der Außenbereich den maximal erreichten Temperaturen von über $70^\circ\ C$ ausgesetzt ist.

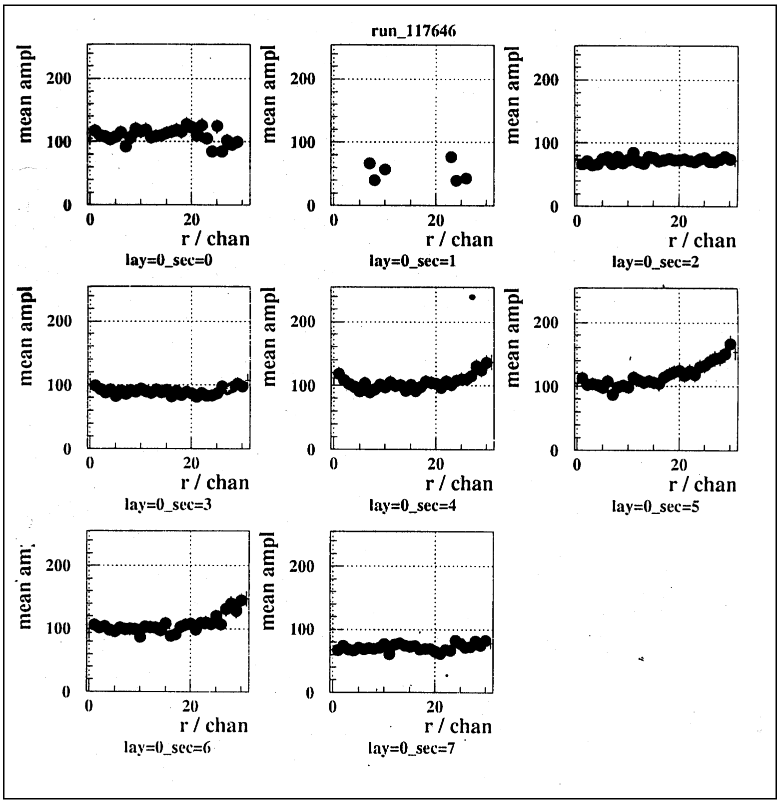


Abbildung A.4: mittlere Amplituden der 32 Zellen aller 8 Sektoren der BDC Lage 0 [Sch96p]. Für die bei $\varphi = 90°$ ausgerichteten Sektoren 4 und 5 ergibt sich ein starker Unterschied zwischen dem inneren (Zelle 0) und äußeren (Zelle 31) Bereich des jeweiligen Sektors.

A.3 zeitliches Temperaturanstiegsverhalten

Über die Messung des zeitlichen Anstiegsverhaltens der Temperatur sollte geklärt werden, ob die Quelle der Wärmeentwicklung innerhalb der BDC oder außerhalb in den benachbarten Subdetektoren CJC und SPACAL zu lokalisieren ist. Neben den Vorverstärkerplatinen der BDC kommen als solche auch die Vorverstärker der CJC in Betracht. Desweiteren stellt man eine Erwärmung des SPACALs bei Anlegen der Hochspannung an die SPACAL Photomultiplier fest.

In einer ersten Messung wurde die Niederspannungsversorgung der BDC-Vorverstärkerplatinen abgeschaltet und nach Einstellen des thermischen Gleichgewichtes bei konstanten Rahmenbedingungen (SPACAL Hochspannung aus, CJC Niederspannung an) wieder eingeschaltet. Abb. A.5 zeigt das zeitliche Anstiegsverhalten des Mittelwerts, des minimalen und des maximalen Wertes aller gemessenen BDC-Temperaturen unter diesen Bedingungen. Nach 800 min. erreicht der Mittelwert aller Temperaturen das thermische Gleichgewicht bei etwa 67° C.

In einer zweiten Anstiegsmessung wurde die Niederspannung der CJC zu Beginn eingeschaltet. Abb. A.6 zeigt die Temperaturmessung von Meßfühlern im oberen Bereich von CJC, BDC (Lage 7 Sektor 5) und SPACAL (Tower 8). Man sieht keine Änderung der CJC Temperatur, während die

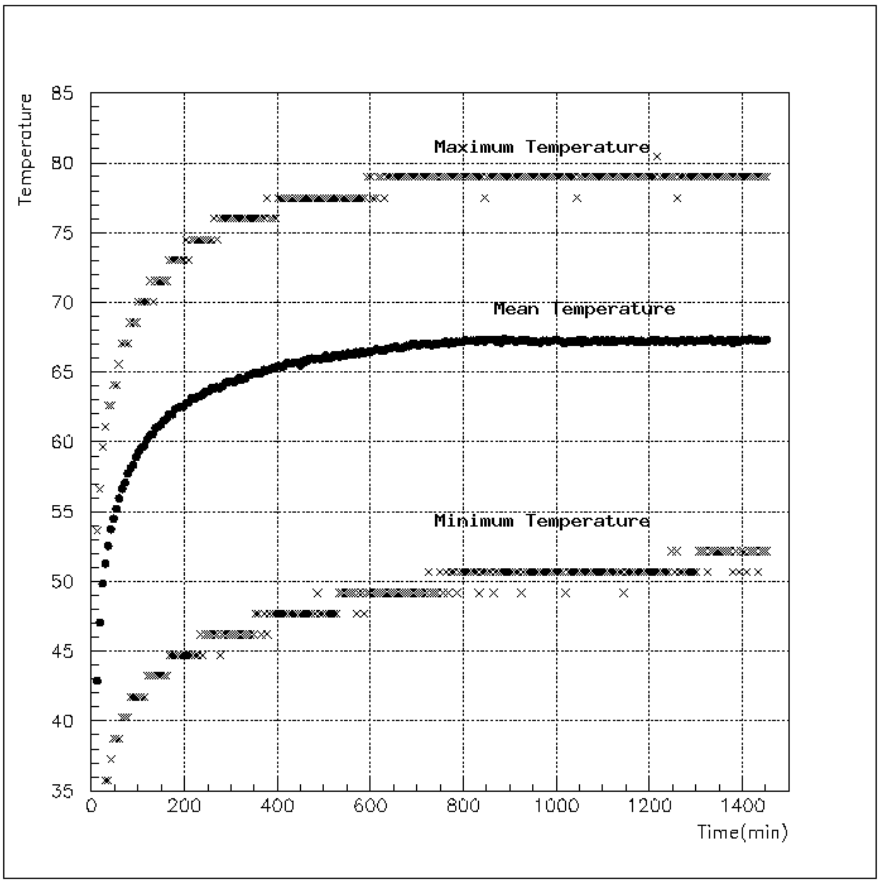


Abbildung A.5: Anstiegsverhalten des minimalen, mittleren und maximalen Wertes der auf den Vorverstärkerplatinen der BDC gemessenen Temperaturen.

an der BDC gemessene Temperatur ein ähnliches Anstiegsverhalten wie der Mittelwert in Abb A.5 zeigt. Nach etwa 200 min. wurde die SPACAL-Hochspannung eingeschaltet, was zu einer Erhöhung der Temperatur von SPACAL Tower 8 führte. Diese Erwärmung erfolgt jedoch rascher als die der BDC und kann allein durch die vom SPACAL selbst erzeugte Wärme erklärt werden. Umgekehrt beeinflußt das Einschalten der SPACAL-Hochspannung den Temperaturanstieg in der BDC nicht wesentlich.

Aus den Ergebnissen dieser Messungen wurde gefolgert, daß die Erwärmung der BDC von der eigenen Wärmeleistung dominiert wird. Von der Erwärmung der BDC wiederum sind die umliegenden Detektorkomponenten nicht betroffen.

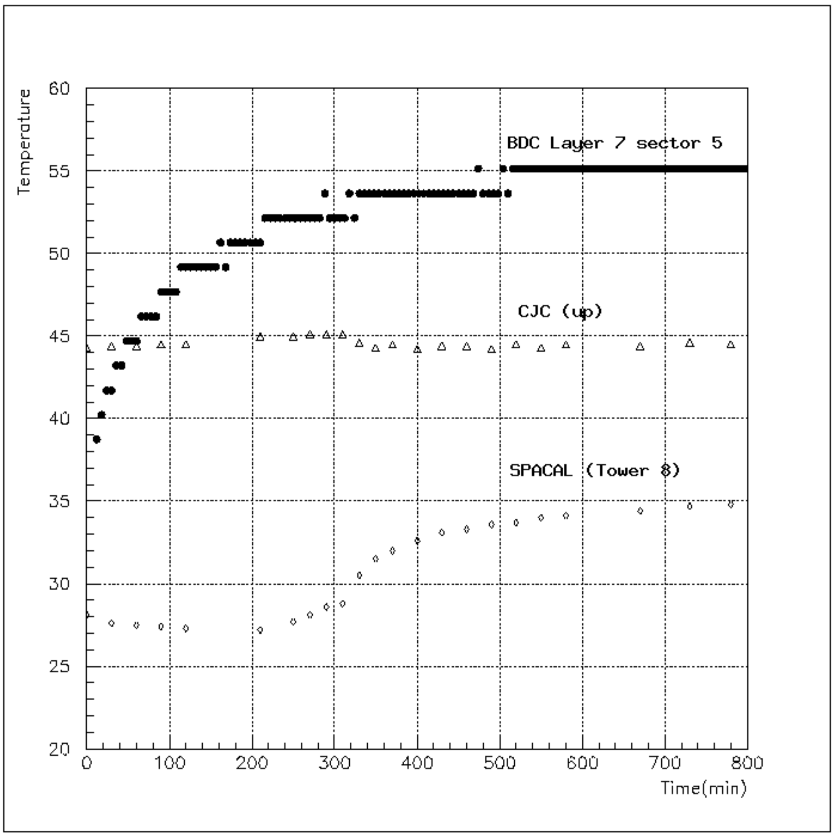


Abbildung A.6: Temperatur-Anstiegsverhalten anderer Detektorkomponenten. Bei $\approx$ 200 min. wurde die SPACAL Hochspannung eingeschaltet.

B Online-BDC Triggerraten-Messung

B.1 Das BDC-Triggermonitor-Programm

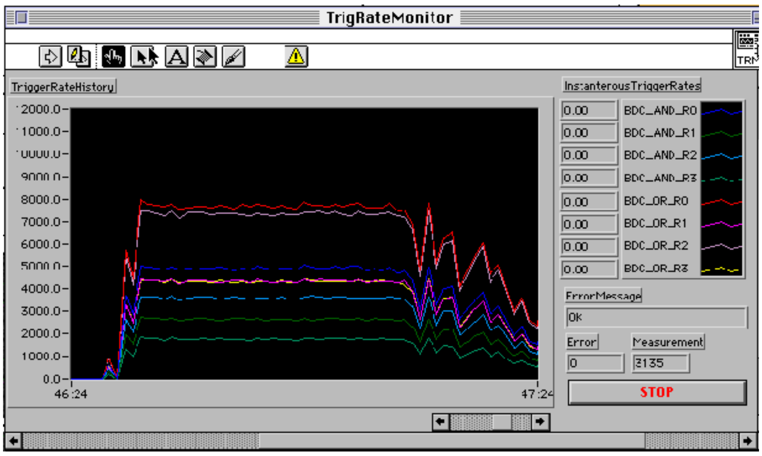


Abbildung B.1: Panel des *online*-Triggerraten Monitor Programms. In unterschiedlichen Farben ist der zeitliche Verlauf der Triggerelement-Raten von BDC_AND_0 bis BDC_AND_3 und BDC_OR_0 bis BDC_OR_3 dargestellt.

Zur *online* Überwachung der der BDC-Triggerelement-Raten wurde ein Trigger-Monitor-Programm geschrieben, das ebenfalls auf der graphischen Programmiersprache *LabVIEW* basiert. Dieses Programm liest ein spezielles VME Hardware-Scaler-Board [Tut93] aus, welches die Triggersignale der BDC während einer voreinstellbaren Zeit zählt. Aus Geschwindigkeitsgründen wurde ein Teil der Ausleseroutinen in der Programmiersprache *C* geschrieben und mittels der *Code Interface Node*-Option in die *LabVIEW*-Umgebung eingebunden [Lab95]. Die gemessenen Triggerelement-Raten können während der Messung auf Festplatte gespeichert werden.

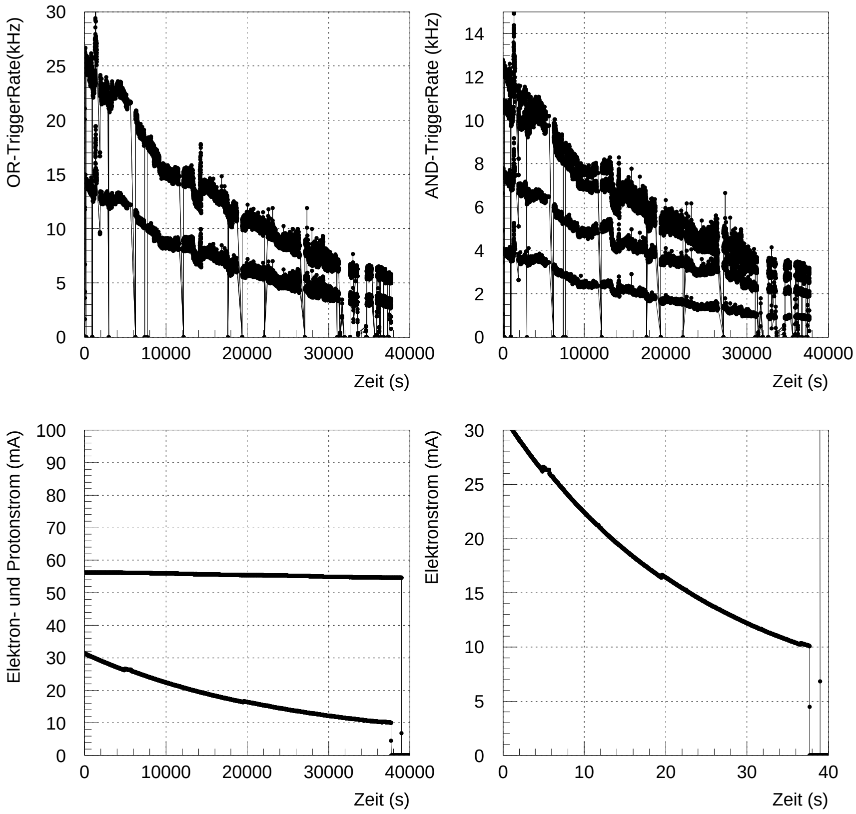


Abbildung B.2: Abhängigkeit der BDC Triggerelement-Raten von den Strahlströmen *(Hera-Füllung 935 vom 7.11.1995)*. Die *BDC_OR- (oben links)* und *BDC_AND*-Raten *(oben rechts)* zeigen eine Abhängigkeit vom Elektronenstrom *(unten rechts)*. Der Protonstrom blieb während dieser HERA-Füllung konstant *(unten links)*

B.2 Globale Abhängigkeit der BDC-Triggerraten

Abb. B.2 zeigt die Strahlströme und die BDC-Triggerelement-Raten für die HERA-Füllung 935 vom 7.11.1995. Man erkennt eine globale Abhängigkeit der Triggerelement-Raten vom Elektronenstrom. Dies ist konsistent mit dem Ergebnis der Analyse von Kapitel 3, wonach der elektroninduzierte Strahluntergrund im Rückwärtsbereich dominierend ist.

Diese Übereinstimmung zwischen *online* und *offline*-Messung muß aber nicht zwingend notwendig sein, da der *offline*-Untersuchung bereits einer Ereignisselektion durch den *Level-1*-Trigger zugrunde liegt. Die *online*-Messungen dagegen spiegeln die Aktivität in der BDC unabhängig von einer *Level-1*-Entscheidung wider. Sie können daher z.B. als Maß für die Strahlqualität und der globalen Untergrundverhältnisse im Rückwärtsbereich herangezogen werden.

B.3 Räumliche Verteilung der Triggersignale

Die Signale von den einzelnen BDC-Trigger-Ringen 0 bis 3 der vier Doppellagen können vor der Formung der BDC-Triggerelemente durch die Majoritätsbedingungen auf dem *Main Coincidence Board* abgegriffen und mittels des Trigger-Monitor-Programms aufgezeichnet werden. Diese insgesamt 32 Signale [1] erlauben eine grobe geometrische Darstellung der Aktivität in der BDC.

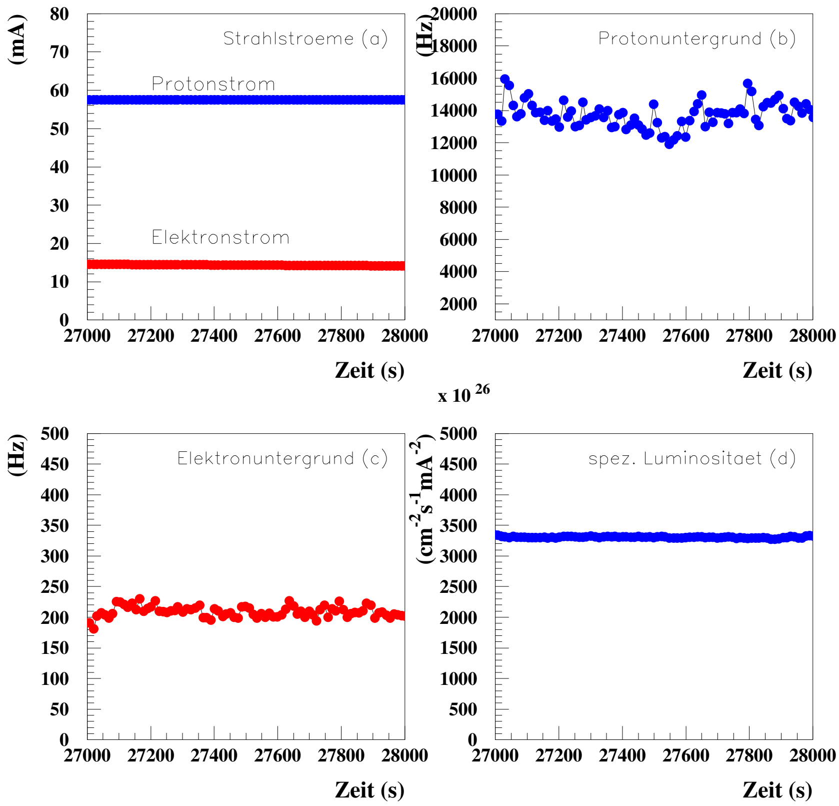


Abbildung B.3: Die BDC-Triggerdaten wurden während der HERA-Füllung 945 vom 13.11.95 genommen. Sie umfassen 1000 sec stabiler Strahlbedingungen.

Um die Aktivität in den einzelnen Bereichen der BDC zu untersuchen, wurde eine Periode stabiler Strahlbedingungen ausgewählt, welche in Abb B.3 dargestellt sind.

Um die in den einzelnen Ringbereichen gemessenen Raten vergleichen zu können, muß zuvor noch die unterschiedlichen Effizienzen dieser Ringe korrigiert werden, die im wesentlichen durch ausgefallene Hochspannnungsversorgungen einiger Halbsektoren sowie durch unzureichenden Gasfluß (kleine Amplituden) verursacht werden. Hierzu wurde die in den einzelnen Ringbereichen gemessenen Raten um die Anzahl der aktiven Halbsektoren einer Doppellage korrigiert, die

[1] *AND* und *OR*-Signale der vier Ringe einer von insgesamt vier Doppellagen

zu dem entsprechenden Ringbereich gehören.

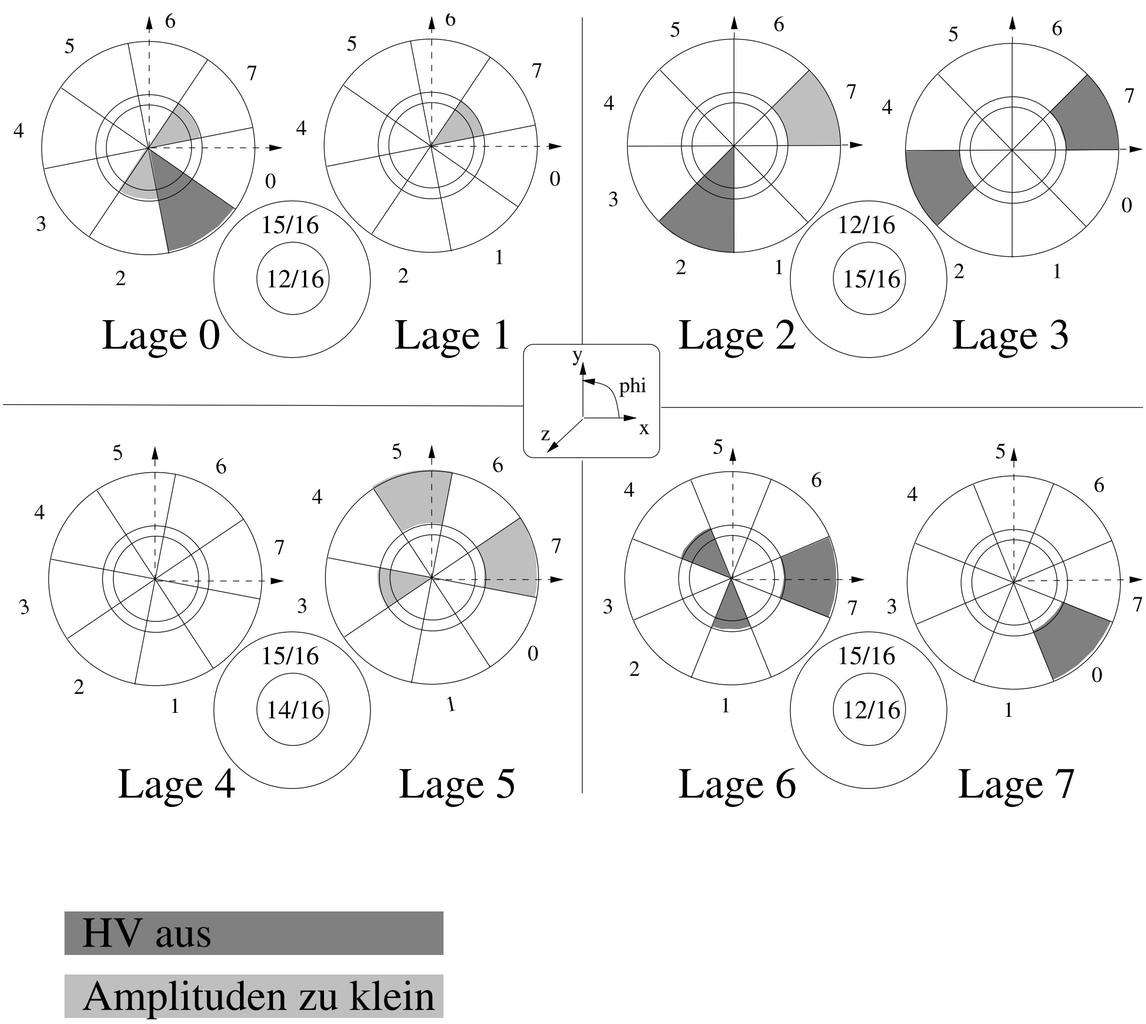


Abbildung B.4: Status der BDC Sektoren zum Zeitpunkt der Datennahme am 13.11.95. Die Effizienz-Korrekturfaktoren für die ausgefallenen Halbsektoren sind eingezeichnet.

Abb B.5 zeigt die effizienzkorrigierten Raten in Abhängigkeit von der Lagennummer und damit von der z-Koordinate. In den inneren beiden Ringen sieht man jeweils in der ersten Doppellage, die dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegt, eine gegenüber den anderen Doppellagen erhöhte Aktivität. Man kann dies durch Absorption energiearmer (“weicher”) Photonen erklären, die in den ersten Doppellage absorbiert werden. Diese können der Synchrotronstrahlung entstammen, deren Aktivität nahe der Strahlröhre am größten ist. In der Tat ist eine Erhöhung der Rate in der ersten Doppellage bei den äußeren Ringen nicht so stark ausgeprägt.

Für die radiale Abhängigkeit der Raten in den einzelnen Ringbereichen der BDC untersuchen

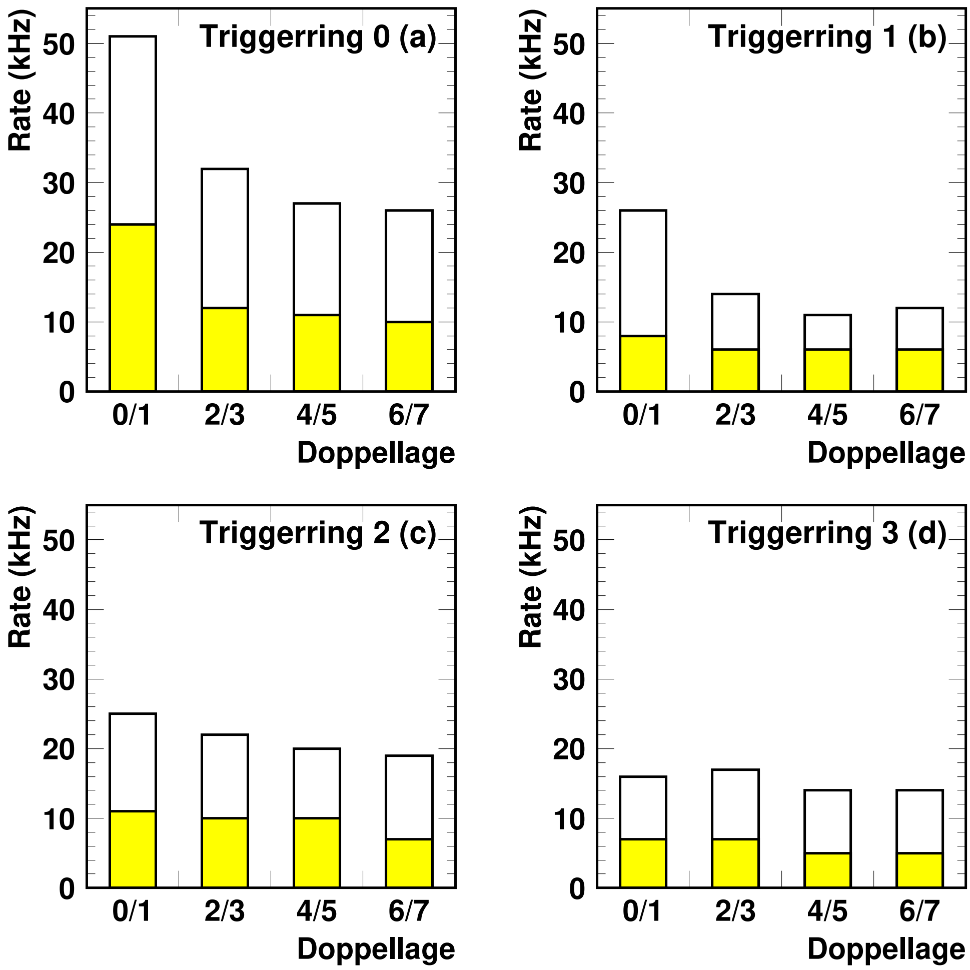


Abbildung B.5: effizienzkorrigierte AND *(schraffierte Balken)* und OR-Raten *(offene Balken)* für die vier BDC Doppellagen.

zu können, muß schliesslich die unterschiedliche Akzeptanz der inneren und äußeren Ringbereiche berücksichtigt werden. Hierzu werden die effizienzkorrigierten Raten auf die Fläche des inneren Ringes normiert. Abb. B.6 zeigt diese effizienzkorrigierten und akzeptanznormierten Raten in Abhängigkeit von der Ringnummer und damit dem Radius für die einzelnen Doppellagen. Man sieht einen starken Abfall der Aktivität in der BDC zu großen Radien, was sowohl von den Physik- als auch von den Untergrundereignissen erwartet wird.

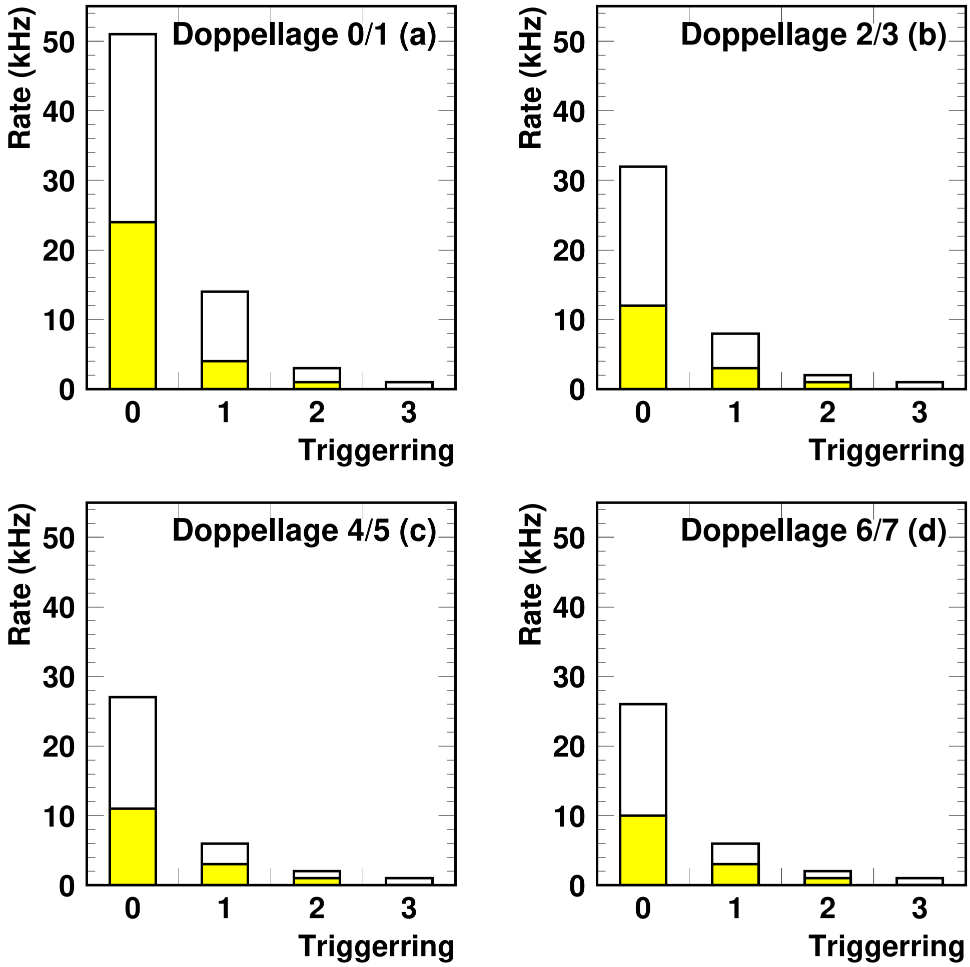


Abbildung B.6: Radialabhängigkeit der effizienzkorrigierten und auf akzeptanznormierten BDC-AND *(schraffierte Balken)* und OR-Raten *(offene Balken)*.

B.4 Abschätzung der Tripströme aus den Zählraten der BDC-Triggerringe

Die Zählraten der einzelnen BDC-Triggerringe ermöglichen eine Abschätzung der in den Zähldrähten der BDC fließenden Ströme. Überschreiten diese Ströme infolge hoher Untergrundraten im Rückwärtsbereich eine bestimmte Schwelle (*trip*-Schwelle), muß innerhalb kurzer Zeit die Hochspannung der BDC abgeschaltet werden, um die Driftkammer vor bleibendem Schaden zu bewahren. Ein solcher Tripmechanismus könnte über die Messung der Zählraten in den einzelnen BDC-Ringen implementiert werden.

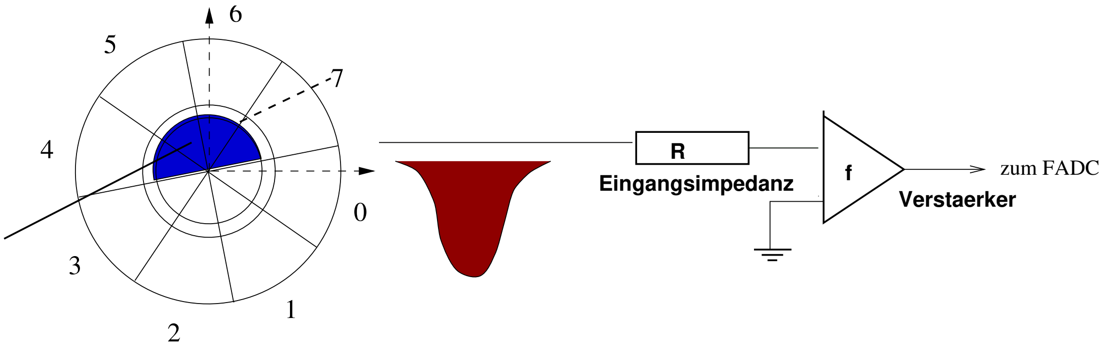


Abbildung B.7: Schema der Auslesekette der BDC.

Abb B.7 zeigt grob vereinfacht die Auslesekette der BDC (für eine detailliertere Darstellung siehe [Hau94]). Die Eingangsimpedanz der Auslesekette beträgt $R = 410\ \Omega$ und die Kammersignale werden mittels Vorverstärker und *line receiver* um einen Faktor $f = 480$ verstärkt.

Ingesamt vier Halbsektoren werden von einem gemeinsamem Kanal mit Hochspannung versorgt. Der in einem solchen Kanal gemessene Strom ergibt sich zu

$$I_{HV-Kanal} \quad = \quad Z\ddot{a}hlrate_{(4\ Halbsektoren)} \times Ladung_{(Puls)} \times Hitmultiplizit\ddot{a}t$$

Als Zahlenbeispiel werden die in Abb. B.5 abgebildeten Zählraten des OR-Signales für die beiden innersten Ringe 0 (50 kHz) und 1 (26 kHz) der ersten Doppellage herangezogen. Die Zählrate für die inneren vier Halbsektoren ergibt sich somit zu 38 kHz.

Eine mittlere pro Puls gemessene Ladung wurde aus der BDC QT-Analyse mittels

$$\begin{aligned} \overline{Q} &= \frac{1}{R \cdot f} \times \overline{\int_{Puls} U(t)dt} \\ &= \frac{1}{401\ \Omega \cdot 480} \times 5.6 \cdot 10^{-8} Vs \\ &= 2.8 \cdot 10^{-13} As \end{aligned}$$

und eine mittlere Hitmultiplizität aus der BDC Rekonstruktion zu

$$\overline{n} = 6$$

bestimmt.

Der in einem Hochspannungskanal typischerweise zu erwartende Strom liegt demnach bei

$$\begin{aligned} \bar{I}_{HV-Kanal} &= 3.8 \cdot 10^4 Hz \times 2.8 \cdot 10^{-13} As \cdot 6 \\ &= 65 nA \end{aligned}$$

Danksagung

Bei der Durchführung dieser Arbeit habe ich die Unterstützung vieler erfahren. Ihnen allen gilt mein Dank.

Besonders danken möchte ich

Herrn Prof. Straumann für die interessante Aufgabenstellung und die hervorragende Betreuung. Seine stete Diskussionsbereitschaft und sein ansteckender Elan halfen mir über die eine oder andere Durststrecke hinweg.

Herrn Prof. Eisele für die Förderung und Ermöglichung dieser Arbeit vor Ort am DESY sowie für die Übernahme der Zweitkorrektur.

der gesamten Heidelberger H1-Gruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre. In Bernhard Schwab, Judith Katzy und Achim Braemer fand ich äußerst hilfsbereite Kollegen, die mir im täglichen Kampf mit der Tücke des Objektes mit ihrer Erfahrung zur Seite standen.

den Kollegen des H1-Zürich Büros. David Müller weihte mich in Geheimnisse des *zvtx*-Triggers ein und ließ mich an seiner Begeisterung für die Triggerei teilhaben. Katharina Müller und Martin zur Nedden leisteten nicht nur moralischen Beistand und erlitten geduldig die Unordnung, die ich als Gast während der letzten Wochen ihrem Büro angedeihen ließ.

für die bereitwillige Übernahme des undankbaren Korrekturlesens Katharina Müller, Insa Neuweiler, Jörg Schäfer und Bernhard Schwab. Kommentare von Judith Katzy, Andreas Meyer, Roman Pöschl, und Jörn Steinhart waren ebenfalls sehr hilfreich.

für hilfreiche Diskussionen und wertvolle Informationen Carsten Arndt, Ursula Bassler, Hans-Peter Beck, Phil Biddulph, Vincent Boudry, Hans-Bernd Dreis, Arnd-Boris Fahr, Johannes Gassner, Sebastian Hausmann, Heiko Itterbeck, Oliver Kaufmann, Heike Landfermann, Gerri Lopez, Andreas Meyer, David Müller, Katharina Müller, Hubert Niggli, Julian Phillips, Hartmut Rick, Siegmar Schleif, Jörg Tutas, Marco Werner und Thorsten Wengler.

der Studienstiftung des deutschen Volkes für die finanzielle und ideelle Unterstützung während meines gesamten Studiums.

sowie nicht zuletzt meiner Mutter für die Ermöglichung eines Studiums meiner Neigung.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Arn95] C.Arndt, “Kalibration des H1-Spaghetti-Kalorimeters mit Halo-Myonen”; Diplomarbeit Universität Hamburg (1995).

[Bjo69] J.D.Bjørken, Phys. Rev. **179**;(1969) 1547.

[Blo69] E.D.Bloom et al., Phys. Rev. Lett. **23**;(1969) 930.

[Bou95] V.Boudry et al., “The Inclusive Electron Trigger for the SPACAL: Design and CERN-test Results”; H1 Internal Note H1-03/95-430 (1995).

[Bou96p] V.Boudry, persönliche Mitteilung.

[Bre69] M.Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett.**23**;(1969) 935.

[Cal69] C.G.Callan,D.Gross, Phys.Rev.Lett. **22**;(1969) 156.

[Coo91] A.M.Cooper-Sarkar et al. “Measurement of $F_L(x,Q^2)$ at Low-x & Extraction of the Gluon Distribution”,in: Physics at HERA Vol.1,(1991) 155

[DMu94] David Müller, “Topological Coincidences between Tracking and Calorimetric Triggers at the H1-Experiment”; Diplomarbeit Universität Zürich (1994).

[DMu96p] David Müller, persönliche Mitteilung.

[Eis94] E.Eisenhandler et al., “The H1-SPACAL Time-to-Digital Converter System”; IEEE transactions (1994).

[Fey69] R.P.Feynman Phys.Rev.Lett **23**;(1969) 1415/

[Gor96] Igor Gorelov, “Recent Experience with the H1 Lead/Scintillating Fibre Calorimeter”; Talk given at the VI International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics (1996).

[H1CH196] H1-Collaboration (I.Abt. et al.), “The H1-Detector at HERA”; DESY H1-96-01 (1996)

[H1CSI92] H1-Collaboration, “Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H1”;DESY PRC 92/01 (1992).

[H1CUP93] H1-Collaboration, “Technical Proposal to Upgrade the Backward Region of the H1-Detektor”; DESY PRC 93/02 (1993).

[H1DIF96] H1-Collaboration (S.Aid et al.), “Energy Flow in the Hadronic Final State of Diffractive and Non-Diffractive Deep-Inelastic Scattering at HERA”; DESY-96-14 / Z. Phys. **C70** (1996) 609.

[H1F294] H1-Collaboration (S.Aid et al.), “A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F(x,Q^2)$ at HERA”;DESY-96-39 / submitted to Nucl. Phys.(1996).

[H1GEL95] H1-SPACAL Group, “Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1-Detector”; DESY 95-165 (1995).

[Hau94] S.Hausmann, “Entwicklung des Steuer- und Kontrollsystems für die Rückwärts Driftkammer (BDC) des H1-Detektors und experimentelle Untersuchungen von Kammerprototypen“; Diplomarbeit Universität Heidelberg (1994).

[Hay92] W.Haynes, “Bus-Based Architectures in the H1 Data Acquisition System”;RAL-92-048 (1992).

[Hpb96a] H.P. Beck, “Measurement of the Total Photoproduction Cross Section at the Electron Proton Collider HERA at $W_{\gamma p}$ of 200 GeV”;Dissertation Universität Zürich (1996).

[Hpb96b] Hanspeter Beck, “Principles and Operation of the z-Vertex Trigger”; H1 Internal Note H1-05/96-479 (1996).

[Ing89] G.Ingelman et al., “Quark Momentum distributions from *ep* collisions: strategies and prospects”;Z.Phys. **C 44**;(1989) 291-306

[Itt96p] H. Itterbeck, persönliche Mitteilung.

[Itt97] H. Itterbeck, Dissertation in Vorbereitung, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (1997).

[Jan95] J.Janoth et al., “An algorithm to calibrate the new H1 Backward Calorimeter SPACAL using the kinematic peak”; H1 Internal Note, H1-11/95-464.

[KMu94] K.Müller, “Measurement of the Proton Structure Function F_2 at low Bjorken x at the H1-Experiment“ in ref.[29],[30],[31]; Dissertation Universität Zuerich (1994).

[Kat96] J.Katzy, Dissertation in Vorbereitung, Universität Heidelberg (1996).

[Kat96p] J.Katzy, persönliche Mitteilung.

[Lab95] “LabView for Macintosh User Manual”
“LabView Function Reference Manual”
“LabView Code Interface Reference Manual”,National Instruments, Austin Texas USA (1995).

[Leo94] W. R. Leo:“Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: a how-to approach.”, Springer Verlag (1994).

[Lop96p] G.Lopez, persönliche Mitteilung.

[Mey96] ,A.Meyer, persönliche Mitteilung.

[Mil72] G.Miller et al., Phys.Rev.Lett. **D5**;(1972) 528
A.Bodek et al., Phys.Rev.Lett. **30**;(1973) 1087.

[Ned94] Martin zur Nedden, "Untergrundstudien am H1-Detektor bei HERA"; Diplomarbeit Universität Zürich (1994).

[Phi96] J .P. Phillips, persönliche Mitteilung.

[Pit88] D.Pitzl et al., "Synchrotron radiation masks for H1"; H1 Internal Note H1-01/88-79 (1988).

[Poe96] R.Pöschl, "Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtigung großer Einschußwinkel der Primärteilchen"; Diplomarbeit Universität Dortmund (1996).

[Rob90] R.G.Roberts, "The Structure of the Proton: Deep Inelastic Scattering"; Cambrigde University Press (1990).

[Roe95] A.De Roeck, "Physics Results from the First Electron-Proton Collider HERA"; DESY-95-025 (1995).

[Rus95] R.Rusnyak, "Elektronik für die BDC-H1"; Heidelberg (1995).

[Sch96] B.Schwab, "Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1-Experimentes"; Dissertation Universität Heidelberg (1996).

[Sch96p] B.Schwab, persönliche Mitteilung.

[Sef92] F.Sefkow et al., "Experience with the First Level Trigger of H1"; H1 Internal Note, H1-11/94-407 (1992).

[Stei94] J.Steinhart, "Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurenkammer am H1-Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund"; Diplomarbeit Universität Hamburg (1994).

[Stei96p] J.Steinhart, persönliche Mitteilung.

[Tut91] J. Tutas " A Level 1 Trigger from the Limited Streamer Tube system";H1 Internal Note H1-07/91-185 (1991) sowie "Myonen im H1-Detektor"; Dissertation Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (1991).

[Tut93] J.Tutas et al. " TRM - Trigger Rate Monitor Board", unpublished (1993).

Erklärung

Ich versichere, daß ich die Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 29.7.1996

(R. Wallny)