

Interner Bericht  
DESY FH1T-95-02  
Juli 1995

Eig:	DESY	Bibliothek
Prop:		library
Zugang:	20. JULI 1995	
Accessions:		
Leih:	7	Tag
Loan:		days

# Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurenkammer am H1-Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund

von

J. Steinhart

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

# **Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurenkammer am H1-Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund**

Physikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

**Jörn Steinhart** ✓

II. Institut für Experimentalphysik  
Fachbereich Physik  
Universität Hamburg

Hamburg, Oktober 1994

## Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes (Ereignis- $T_0$ ) durch die zentrale Spurenkammer CJC des H1-Detektors bei HERA untersucht. Die Auflösung des Ereignis- $T_0$  wird dabei auf  $1,1ns$  bestimmt. Es wird geprüft, inwieweit sich Ereignisse mit einem "abweichendem" Ereignis- $T_0$  als Untergrund identifizieren lassen. Als Untergrund werden Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung (Cosmics) sowie Strahl-Wand und Strahl-Gas Wechselwirkungen diskutiert. Für Cosmics wird eine Unterdrückung von 90% durch einen Ereignis- $T_0$ -Schnitt von  $500\pm 30clockbins$  erreicht.

## Abstract

In this thesis the determination of the interaction-time (event- $T_0$ ) with the central jet chamber CJC of the H1-detector at HERA is investigated. The resolution of the event- $T_0$  is determined to  $1.1ns$ . It is examined, if it is possible to identify events with a "deviating" event- $T_0$  as background. As background events of the cosmic-ray (cosmics) and beam-wall or beam-gas interactions are discussed. In the case of cosmics a rejection of 90% with the aid of an event- $T_0$ -cut of  $500\pm 30clockbins$  is reached.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
<b>2 Das H1-Experiment bei HERA.....</b>	<b>3</b>
2.1 Der HERA-Speicherring.....	3
2.2 Das experimentelle Programm.....	5
2.3 Der H1-Detektor.....	8
2.4 Das Triggersystem.....	13
<b>3 Allgemeine Prinzipien einer Driftkammer.....</b>	<b>19</b>
3.1 Modell einer Driftkammer.....	19
3.2 Die Primärionisation.....	20
3.3 Die Driftphase.....	22
3.4 Die Gasverstärkung.....	24
3.5 Meßgrößen.....	25
<b>4 Die CJC-Driftkammer.....</b>	<b>27</b>
4.1 Der technische Aufbau der CJC.....	27
4.2 Das Auslesesystem der CJC.....	31
4.3 Die $Qt$ -Analyse.....	32
4.4 Die Spurrekonstruktion.....	36
4.4.1 Die Spurparametrisierung.....	36
4.4.2 Das Rekonstruktionsschema.....	38
4.4.3 Einzelspur- und Ereignisgrößen.....	41
<b>5 Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes.....</b>	<b>43</b>
5.1 Verwendete Daten.....	43
5.2 Die Bestimmung eines vorläufigen Ereignis-Zeitnullpunktes mit Hilfe eines Driftzeithistogrammes.....	44
5.3 Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes aus den verschiedenen Einzelspur-Zeitnullpunkten.....	53
<b>6 Untersuchungen zum Ereignis-Zeitnullpunkt.....</b>	<b>59</b>
6.1 Verteilungen des Ereignis-Zeitnullpunktes.....	59
6.2 Die Korrelation des Ereignis-Zeitnullpunktes zum Ereignis-Vertex.....	67
6.3 Stabilität des Ereignis-Zeitnullpunktes.....	72

<b>7</b>	<b>Anwendungen des Ereignis-Zeitnullpunktes.....</b>	<b>75</b>
7.1	Kosmische Höhenstrahlung (Cosmics).....	75
7.1.1	"Einfache" Cosmics.....	77
7.1.2	Radiative Cosmics .....	96
7.1.3	Identifikation von Cosmics durch die Myon-Kammern .....	103
7.1.4	Der Ereignis-Zeitnullpunkt als Meßgröße zur Cosmic- Unterdrückung.....	107
7.2	Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund .....	110
7.2.1	Ereignis-Topologien des Untergrundes aus Strahl-Wand oder Strahl-Gas Wechselwirkungen .....	110
7.2.2	Strahl-Wand und Strahl-Gas Ereignis-Parameter .....	112
7.2.3	Der Ereignis-Zeitnullpunkt als Meßgröße zur Unterdrückung von Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund .....	127
7.3	Ereignisse mit abweichendem Ereignis-Zeitnullpunkt .....	134
7.4	Zusammenfassung .....	140
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung.....</b>	<b>145</b>
	<b>Anhang A CJKR-Bank.....</b>	<b>147</b>
	<b>Anhang B Kosmische Höhenstrahlung .....</b>	<b>148</b>
	<b>Anhang C Korrelation zweier Größen .....</b>	<b>150</b>
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>152</b>
	<b>Danksagung.....</b>	<b>156</b>

...indem der Gott inmitten zwischen Feuer und Erde  
Wasser und Luft einfügte ... verknüpfte und ge-  
staltete er so den sichtbaren und greifbaren Himmel.

Platon, Timaios 32b

# 1 Einleitung

Die Frage nach der Beschaffenheit der Welt und ihrem Aufbau ist eine der ältesten Fragen überhaupt. Sie steht bereits im Mittelpunkt der ersten Versuche einer rationalen Rekonstruktion der Natur. Die Ionische Naturphilosophie liefert die ersten Schematisierungen der materialen Vielfalt der sich offenbarenden und dem Menschen entgegenstellenden Welt. Feuer, Erde, Wasser und Luft werden als elementare Stoffe oder Bausteine der Natur benannt. Als Platon 200 Jahre nach dem Beginn dieser Versuche sich im Timaios in systematischer Weise der Naturphilosophie zuwendet kann er auf eine Vielzahl unterschiedlicher Konzeptionen zurückgreifen. Neben den verschiedenen Formen von Element- und Kraftbegriffen liegen ihm sowohl die atomistischen Vorstellungen eines Demokrit, als auch die mathematischen Überlegungen eines Pythagoras vor.

Im Rückblick über 2000 Jahre mögen im ersten Moment die antiken, naturalistischen Vorstellungen von der Zusammensetzung der Welt aus Feuer und Erde naiv erscheinen. Und in vielerlei Hinsicht sind sie es auch. Aber der zugrundeliegende Gedanke der Rückführbarkeit der ungeheuren Vielfältigkeit der Natur auf einige wenige fundamentale Bausteine und Kräfte, die zwischen ihnen wirken, ist gültiges Paradigma auch der heutigen Forschung. In dieser Hinsicht ist das zum gegenwärtigen Zeitpunkt akzeptierte sogenannte Standardmodell als vorläufiger Schlußpunkt einer Entwicklungslinie zu begreifen, die ihren Ursprung hat in den ersten Bemühungen, in Phänomenen wie Feuer, Erde, Wasser und Luft Urstoffe auszumachen.

In der Form der modernen Beschleunigeranlagen und ihrer Teilchendetektoren stehen elaborierte und leistungsfähige Instrumentarien zur weiteren Erforschung des Aufbaus der Materie zur Verfügung. Zu diesen Anlagen gehört auch die Speicherring-Anlage HERA mit den beiden zur Zeit arbeitenden Detektoren H1 und ZEUS. Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Fachgruppe 'Tracking' der H1-Kollaboration. Die Arbeit basiert auf der zentralen Spurenkammer CJC des H1-Detektors. Mit Hilfe der in der CJC gemessenen Werte lassen sich die Spuren geladener Teilchen rekonstruieren, die z.B. infolge einer Elektron-Proton Wechselwirkung entstehen. Eine wichtige Meßgröße zur Rekonstruktion der Spuren ist der Ereignis-Zeitnullpunkt. In dieser Arbeit wird in einem ersten thematischen Schwerpunkt beschrieben, wie die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes erfolgt. Es zeigt sich, daß die Verteilung des Ereignis-Zeitnullpunktes ein scharfes Maximum aufweist. Für Ereignisse, deren Ereignis-Zeitnullpunkt erheblich vom Maximum abweicht, ergibt sich die Vermutung, daß es sich um Untergrundereignisse handelt. Als zweiter Schwerpunkt

wird in dieser Arbeit untersucht, ob mit dem Ereignis-Zeitnullpunkt eine geeignete Meßgröße zur Unterdrückung von Untergrundereignissen zur Verfügung steht. Es werden als Untergrund Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung und Strahl-Wand bzw. Strahl-Gas Ereignisse behandelt.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt. In Kapitel 2 wird eine Beschreibung des Gesamtprojektes HERA sowie des H1-Detektors gegeben. Da die Arbeit auf der zentralen Spurenkammer CJC des H1-Detektors, einer Driftkammer, beruht, werden in Kapitel 3 allgemeine Grundlagen einer Driftkammer erläutert. Das Kapitel 4 dient der Beschreibung der CJC sowie der aus ihr bestimmten Meßgrößen. Mit Kapitel 5 beginnt die Darstellung der Arbeitsergebnisse. Es werden die Methoden zur Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes behandelt. Das Kapitel 6 umfaßt verschiedene Untersuchungen zum Ereignis-Zeitnullpunkt. In Kapitel 7 wird schließlich die Anwendbarkeit des Ereignis-Zeitnullpunktes zur Unterdrückung von Untergrundereignissen untersucht.



# Kapitel 2

## Das H1-Experiment bei HERA

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die experimentellen Rahmenbedingungen unter besonderer Berücksichtigung des H1-Detektors gegeben.

### 2.1 Der HERA-Speicherring

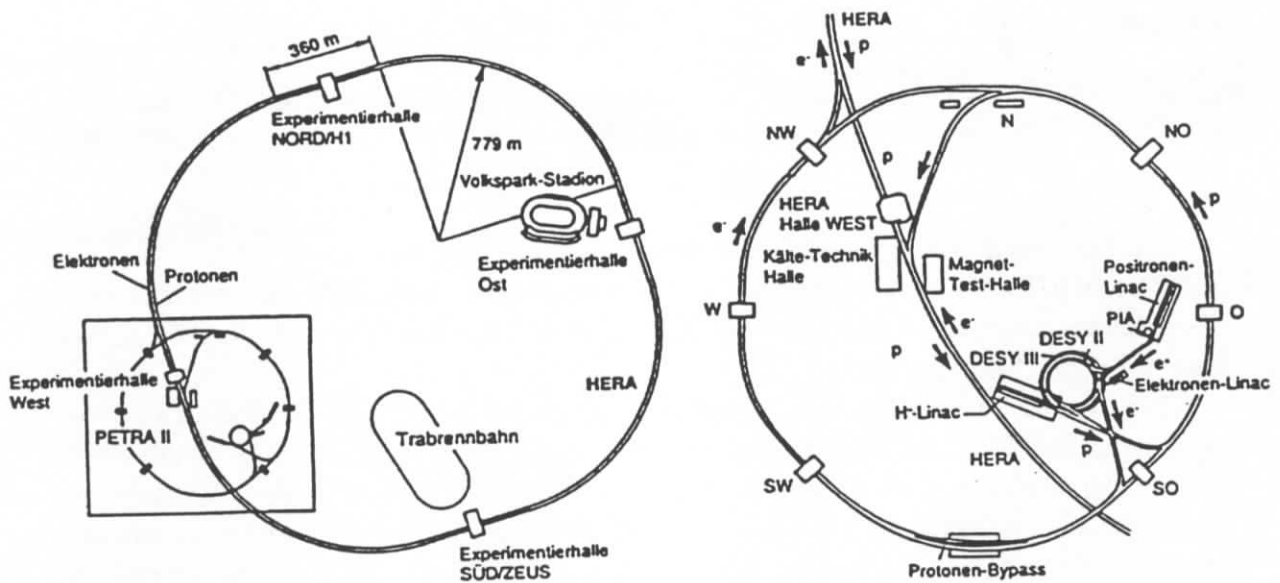


Abbildung 2.1: Die Speicherring-Anlage HERA und ihre Vorbeschleuniger.

Die Speicherring-Anlage HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) befindet sich im Nordwesten Hamburgs und wird im Rahmen des Deutschen-Elektronen-Synchrotrons DESY betrieben. Die Abbildung 2.1 zeigt die Gesamtanlage HERA sowie in einem vergrößerten Ausschnitt die als Vorbeschleuniger dienenden Anlagen (u.a. DESY II, III und PETRA II). HERA ist weltweit die erste Speicherring-Anlage, in der sowohl Elektronen als

auch Protonen beschleunigt, gespeichert und zur Kollision gebracht werden<sup>1</sup>. Zwei getrennte Magnetsysteme halten den Elektronen- bzw. Protonenstrahl, jeweils in einem eigenen Strahlrohr, innerhalb der 6,3km langen unterirdischen Speicherringe. Während das für den Elektronenstrahl benötigte Führungsmagnetfeld von 0,165T durch normal-leitende Magnete erzeugt wird, benötigt man für den Protonenstrahl supraleitende Magnete, um das notwendige Magnetfeld von 4,68T zu erzeugen. Die Ablenkmagnete des Protonenstrahles werden mit Hilfe von flüssigem Helium auf 4,2K abgekühlt.

An insgesamt vier Stellen sind Experimentierhallen bis zu 20m unter der Erdoberfläche errichtet, wo die Elektronen und Protonen zur Überkreuzung gebracht werden können. Von diesen vier möglichen Wechselwirkungszone werden zur Zeit zwei benutzt. In der Experimentierhalle Nord befindet sich das Experiment H1 und in der Experimentierhalle Süd das Experiment ZEUS. Die beiden anderen möglichen Wechselwirkungszone sollen durch die Experimente HERMES und HERA-B genutzt werden.

	HERA	vorherige Experimente
Quadrat der Schwerpunktsenergie $s$	$10^5 GeV^2$	$10^3 GeV^2$
maximales $Q^2$	$4 \cdot 10^4 GeV^2$	$400 GeV^2$
Auflösung $\Delta_x$	$10^{-16} cm$	$10^{-15} cm$
maximaler Energie-Übertrag $v_{max}$	$5,2 \cdot 10^4 GeV$	$500 \cdot GeV$
minimales $x_{Björken}$ bei $Q^2 = 10 GeV^2$	$10^{-4}$	$10^{-2}$

Tabelle 2.1: Erreichbare kinematische Region bei HERA im Vergleich zu vorherigen Experimenten [WOL94].

Zur Erzeugung der geplanten Luminosität von  $1,5 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$  sind je 210 Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete (*bunch*) zu speichern. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Überkreuzungen eines Elektronen-Teilchenpaketes mit einem Protonen-Teilchenpaket (*bunch-crossing*) beträgt 96ns.

Die nominelle Strahlenergie des Elektronenstrahls beträgt 30 GeV, diejenige des Protonenstrahls 820 GeV. Bei den nominellen Strahlenergien beträgt die Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton Systems  $\sqrt{s} = 314 GeV$ . Im Vergleich hierzu konnten bei bisherigen ep Streuexperimenten mit ruhenden Protonen (*Fixed-Target*) Schwerpunktsenergien von 30 GeV erreicht werden. Das bedeutet, daß das Quadrat des maximalen Viererimpulsübertrages  $Q_{max}^2 \approx s$  im Vergleich mit den Fixed-Target Experimenten um den Faktor 100 ansteigt. Über die Heisenbergsche Unschärferelation besteht ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem Viererimpulsübertrag  $Q$  und der zu erreichenden Auflösung  $\Delta_x$ :

$$\Delta_x \approx \frac{\hbar}{Q} \quad (2.1)$$

<sup>1</sup> In der Runperiode 1994 werden statt Elektronen Positronen benutzt. Alle in dieser Arbeit dargestellten Aspekte für Elektronen gelten analog für Positronen.

Mit dem erreichbaren Viererimpulsübertrag  $Q$  können somit Strukturen in der Größenordnung von  $10^{-16} \text{cm}$  untersucht werden. Dies entspricht ungefähr einem tausendstel des Protonendurchmessers. Die Tabelle 2.1 faßt einige Größen der durch HERA zugänglichen kinematischen Region im Vergleich zu vorherigen Experimenten zusammen.

Im Mai 1992 konnten die ersten Ereignisse der tief unelastischen ep Streuung mit den Experimenten H1 und ZEUS beobachtet werden. Zum Zeitpunkt der Niederschrift dieser Arbeit (Sommer 1994) läuft die Datennahme (*Runperiode*) im dritten Betriebsjahr.

## 2.2 Das experimentelle Programm

Aufgrund des weiten kinematischen Bereiches lassen sich bei HERA eine Vielzahl von Untersuchungen von Prozessen der ep Streuung durchführen. Einige der Forschungsschwerpunkte bei HERA sind:

- Messung der Protonenstrukturfunktionen bei kleinem  $x_{Björken}$
- Untersuchungen hadronischer Endzustände und Jets
- Untersuchungen der Struktur des Photons
- Produktion schwerer Quarks
- Mögliche Abweichungen vom Standardmodell

Es lassen sich bei Wechselwirkungen der ep Streuung hinsichtlich des Viererimpulsübertrages  $Q^2$  zwei Bereiche unterscheiden [FEL94]:

1. tief unelastische Streuung bei  $Q^2 > 5 \text{GeV}^2$
2. Photoproduktion bei  $Q^2 \approx 0 \text{GeV}^2$

### Tief unelastische Elektron-Proton Streuung

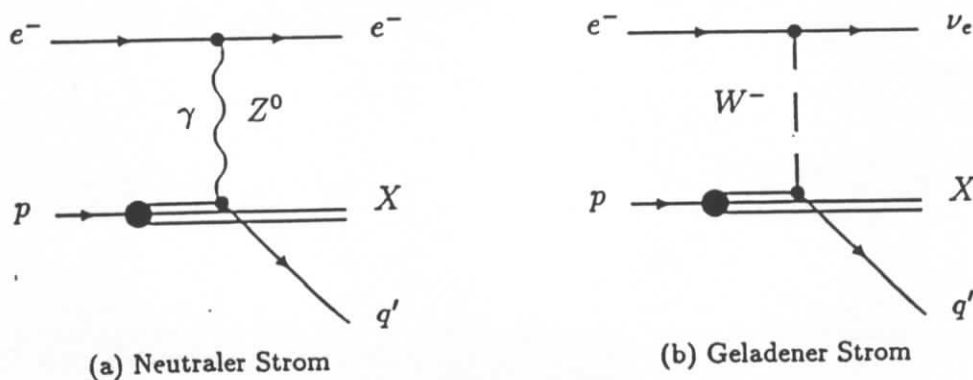


Abbildung 2.2: Diagramme der tief unelastischen ep Streuung.

Für einen Viererimpulsübertrag  $Q^2$ , der wesentlich größer ist als das Quadrat der Ruhemasse des Protons ( $m_p \approx 938 \text{MeV}$ ), kann man das Proton als eine Gruppe von quasifreien Konstituenten auffassen, den sogenannten Partonen (Quarks, Gluonen). Die tief

inelastische ep Streuung kann dann beschrieben werden als eine elastische Streuung des Elektrons an einem dieser quasifreien Konstituenten, der einen Anteil  $x_{Bj\ddot{o}rken}$  des Protonimpulses trägt (siehe Abbildung 2.2). Erfolgt die Wechselwirkung durch den Austausch eines Photons oder eines  $Z^0$ -Bosons, erhält man im Endzustand das (unter einem Winkel  $\theta_{e'}$ ) gestreute Elektron, den aus dem gestreuten Parton entstehenden sogenannten Strahljet  $q'$  sowie den Proton-Restjet X. Unter einem Jet versteht man dabei ein Bündel von hadronischen Teilchen, in welches die Wechselwirkungsprodukte fragmentieren. Man spricht in diesem Fall von einem Ereignis des neutralen Stroms (*neutral current, NC*). Erfolgt die Wechselwirkung durch den Austausch eines  $W^\pm$ -Bosons, so erhält man einen analogen Endzustand, wobei allerdings nicht mehr das Elektron e, sondern ein nicht direkt meßbares Elektron-Neutrino  $\nu_e$  emittiert wird. In diesem Fall spricht man von einem Ereignis des geladenen Stroms (*charged current, CC*).

Zur Beschreibung der Prozesse aus tief unelastischer ep Streuung werden die folgenden kinematischen Variablen benutzt:

$E_e, E_p$	Strahlenergie des Elektrons bzw. Protons
$P_e = (0, 0, -E_e, E_e)$	Viererimpuls des Elektrons
$P_p = (0, 0, E_p, E_p)$	Viererimpuls des Protons
$P_r = (E_r \cdot \sin(\theta_r), 0, E_r \cdot \cos(\theta_r), E_r)$	Viererimpuls des gestreuten Leptons

Hieraus lassen sich die folgenden Lorentz-invarianten Größen ableiten:

$$s = (P_e + P_p)^2 \approx 4E_e \cdot E_p \quad \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton Systems} \quad (2.2)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(P_e - P_r)^2 \quad \text{Quadrat des Viererimpulsübertrages} \quad (2.3)$$

$$v = q \cdot \frac{P_p}{m_p} \quad \text{Energieübertrag im Ruhesystem des Protons} \quad (2.4)$$

$$v_{max} = \frac{s}{2m_p} \quad \text{maximaler Energieübertrag} \quad (2.4 \text{ a})$$

$$W^2 = (q + P_p)^2 \approx m_p^2 - Q^2 + 2m_p v \quad \text{Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes X, } q' \quad (2.5)$$

Damit lassen sich die dimensionslosen Skalenvariablen  $x$  und  $y$  definieren:

$$x = \frac{Q^2}{2qP_p} = \frac{Q^2}{2m_p v} \quad x_{Bj\ddot{o}rken}, \text{ Anteil des Protonenimpulses,}$$

den ein Parton trägt (2.6)

$$y = \frac{(q \cdot P_p)}{(P_e \cdot P_p)} = \frac{v}{v_{\max}} \quad \text{Anteil des Energieübertrages} \quad (2.7)$$

Die beiden Skalenvariablen  $x$  und  $y$  können jeweils Werte zwischen Null und Eins annehmen. Sie lassen sich mit dem Viererimpulsübertrag  $Q^2$  und der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes  $X$ ,  $q'$  durch folgende einfache Zusammenhänge in Beziehung setzen:

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \quad (2.8)$$

$$W^2 = m_p^2 + Q^2 \frac{(1-x)}{x} \quad (2.9)$$

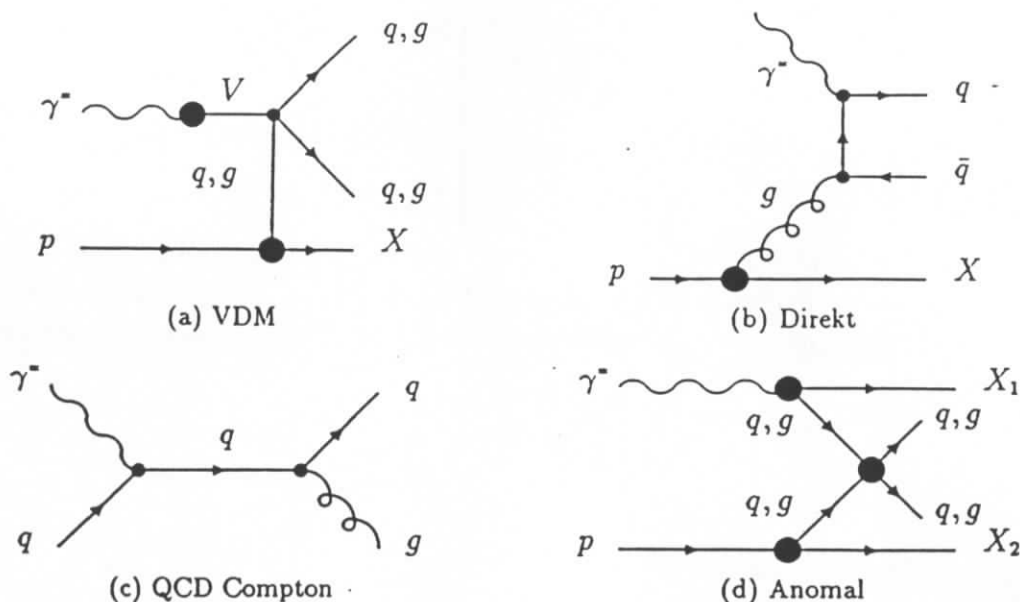
Für die experimentelle Bestimmung der beschriebenen Variablen, insbesondere  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  sind verschiedene Verfahren möglich. Insbesondere ist von Bedeutung, ob und wie gut das gestreute Elektron gemessen werden kann. So gibt es z.B. Einschränkungen bei der Messung des gestreuten Elektrons durch den Akzeptanzbereich des Detektors. Ebenso können Methoden, die auf einer Messung des Elektrons beruhen, nicht für Ereignisse des geladenen Stroms (CC) verwendet werden. In diesen Fällen muß eine Bestimmung der Variablen über eine Messung des hadronischen Endzustandes (Jets) erfolgen (Jacquet-Blondel). Verwendete Verfahren sind:

- Die Elektron-Methode
- Die Jacquet-Blondel-Methode
- Die gemischte Methode
- Die Doppel-Winkel-Methode

Für eine weiterführende Beschreibung siehe z.B. [MER94].

### Photoproduktion

Neben der tief unelastischen  $ep$  Streuung bildet die Untersuchung der Prozesse bei kleinem  $Q^2$ , die sogenannte Photoproduktion, den zweiten Schwerpunkt der Untersuchungen bei HERA. Die Abbildung 2.3 zeigt verschiedene mögliche Prozesse der Photoproduktion. Sie sollen im folgenden kurz erläutert werden.



**Abbildung 2.3:** Diagramme zur Photoproduktion. Oben links: Vektor-Dominanz-Modell VDM. Oben rechts: Direkter Prozeß (Photon-Gluon-Fusion). Unten links: QCD-Compton. Unten rechts: Anomale Komponente.

Nach dem Vektor-Dominanz-Modell kann ein Photon kurzzeitig in ein Vektormeson  $V$  mit geringer Energie (z.B.  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ , ...) fluktuieren. Als ein solches gebundenes, virtuelles Quark-Antiquark System wechselwirkt es dann mit einem Proton. Damit kann man die Photon-Proton Streuung mit einer Vektormeson-Proton Streuung vergleichen, d.h. dieser Prozeß entspricht einem hadronischen Prozeß. Neben der hadronischen Komponente einer Wechselwirkung mit einem Proton kann sich ein Photon aber auch als ein punktförmiges Teilchen verhalten, daß direkt mit den Partonen eines Protons wechselwirkt. Man spricht in diesem Fall von einem "direkten" Prozeß. Bei einer Wechselwirkung zwischen einem Photon und einem *Gluon* eines Protons kommt zu einer sogenannten Photon-Gluon-Fusion unter der Bildung eines Quark-Antiquark Paares. Bei der Streuung eines Photons an einem *Quark* eines Protons spricht man von einem QCD-Compton Prozeß. Zusätzlich zu den schon beschriebenen Komponenten treten noch sogenannte "anomale" Streuprozesse auf, bei denen ein Photon in ein ungebundenes Quark-Antiquark Paar übergeht, dessen Partonen dann direkt mit denjenigen eines Protons wechselwirken.

Für eine ausführliche Beschreibung siehe z.B. [HER93].

## 2.3 Der H1-Detektor

Die Abbildung 2.4 zeigt den H1-Detektor in einer perspektivischen Darstellung. Durch die Flugrichtung der Strahl-Protonen ist die Vorwärtsrichtung definiert. Die Vorwärtsrichtung entspricht der positiven  $z$ -Achse. Die (positive)  $x$ -Achse zeigt bezüglich des HERA-Ringes nach innen, die (positive)  $y$ -Achse nach oben. Der Winkel zur Strahlachse  $z$ , gemessen bezüglich der Flugrichtung der Strahlprotonen, wird im folgenden als Polarwinkel  $\theta$  bezeichnet. Der Azimutalwinkel  $\phi$  wird von der positiven  $x$ -Achse

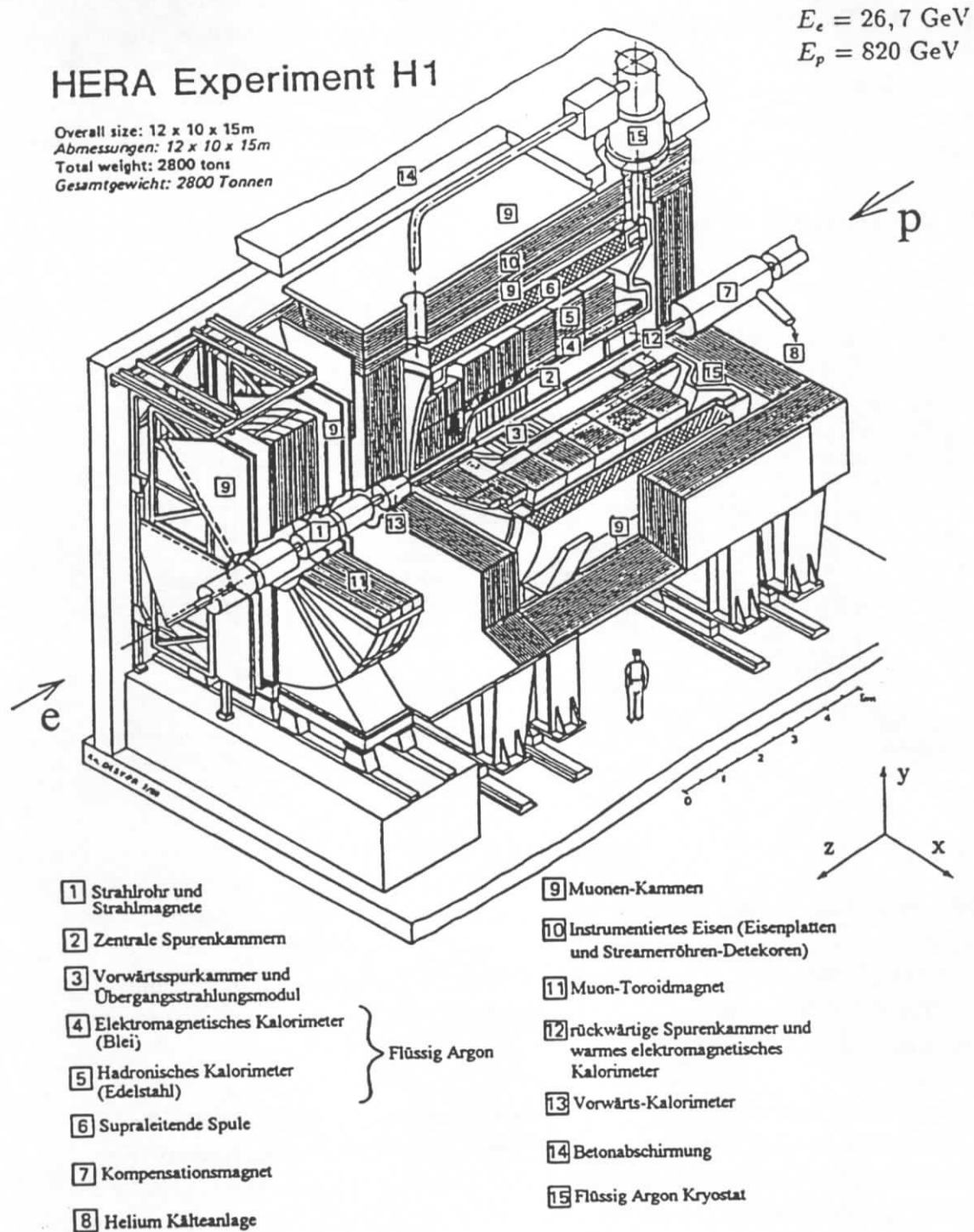


Abbildung 2.4: Der H1-Detektor in perspektivischer Darstellung.

ausgehend aufgetragen. Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien kommt es zu einer Bewegung des Elektron-Proton Schwerpunktsystems in Vorwärtsrichtung. Um dieser Asymmetrie Rechnung zu tragen, ist der H1-Detektor in Vorwärtsrichtung umfänglicher ausgerüstet. Bezüglich der  $x$ - $y$  bzw. der  $r$ - $\phi$  Ebene ist der Detektor rotationssymmetrisch aufgebaut. Im nachfolgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten kurz beschrieben. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [H1D93].

### Das Spurenkammer-System

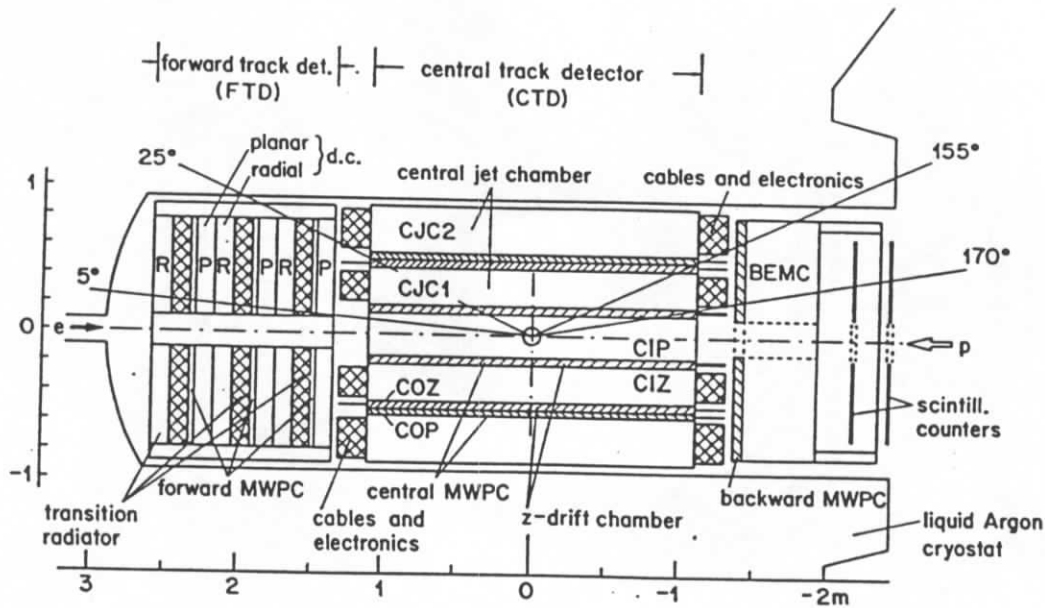


Abbildung 2.5: Das Spurenkammer-System des H1-Detektors [aus H1D93].

Die innersten Detektorkomponenten werden durch die verschiedenen Spurenkammern gebildet (in der Abbildung 2.4 [2], [3], z.T. [12]). Die Abbildung 2.5 zeigt das Spurenkammer-System noch einmal detailliert (Schnitt bezüglich der  $r$ - $z$  Ebene). Die verschiedenen Spurenkammern lassen sich dabei durch die von ihnen abgedeckten Winkelbereiche in drei Gruppen einteilen.

- Der zentrale Spurendetektor [2] wird durch insgesamt 6 einzelne, bezüglich der  $z$ -Achse rotationssymmetrische Spurenkammern gebildet. Er überdeckt einen Winkelbereich von  $25^\circ < \theta < 155^\circ$ . Das Kernstück bilden zwei große, konzentrische Jet-Kammern vom JADE-Typ, die zusammen als *Central Jet Chamber CJC* bezeichnet werden. Die CJC besteht aus der CJC1 (Innen) und der CJC2 (Außen). Auf die CJC wird in Kapitel 4 ausführlich eingegangen. Sie liefert die Daten, auf denen die Spurrekonstruktion der detektierten Teilchen primär beruht. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen liegen vor der CJC1 die innere Z-Kammer (CIZ) und vor der CJC2 die äußere Z-Kammer (COZ). Die Z-Kammern sind als Driftkammern mit Signaldrähten in der  $r$ - $\phi$  Ebene aufgebaut, senkrecht zu den Signaldrähten der CJC. Sie sollen durch ihre damit im Vergleich zur CJC prinzipiell bessere



Auflösung der  $z$ -Koordinate die Daten der CJC zur Spurrekonstruktion ergänzen. Zur Erzeugung von Triggersignalen sind zusätzlich 2 Vieldraht-Proportional-Kammern (CIP und COP) installiert.

- Der Vorwärts-Spuredetektor [3] überdeckt einen Winkelbereich von  $5^\circ < \theta < 25^\circ$ . Er besteht aus drei identischen Modulen, die jeweils aus einer planaren Driftkammer (FPC, in der Abbildung 2.5 als {p} bezeichnet), einer Vieldraht-Proportional-Kammer (FWPC, {forward MWPC}), einem Übergangsstrahlungsmodul (TR, {transition radiator}) sowie einer radialen Driftkammer (FRC, {R}) bestehen.
- Der Spuredetektor im Rückwärtsbereich von  $155^\circ < \theta < 175^\circ$  wird gebildet durch eine vierlagige Proportionalkammer (BPC, {backward MWPC}, z.T. [12]).

Für einen späteren Zeitpunkt ist der Einbau eines zusätzlichen Spuredetektors geplant. Es handelt sich um einen Silizium-Detektor, bestehend aus einem zentralen und einem rückwärtigen Modul. Dieser Detektor wird unmittelbar um den nominellen Wechselwirkungspunkt herum eingebaut werden (Vertexdetektor). Um den dafür benötigten Platz zu erhalten muß ein neues Strahlrohr für den H1-Bereich eingezogen werden, das einen kleineren Radius aufweist.

### Das Kalorimeter-System

Analog dem Spurenkammer-System läßt sich auch das Kalorimeter-System [4], [5], [12], [13] in drei Winkelbereiche aufteilen. Diese Komponenten folgen nach außen gehend den jeweiligen Spurenkammern.

- Der Zentralbereich mit  $4^\circ < \theta < 153^\circ$  wird durch ein fein segmentiertes Flüssig-Argon Kalorimeter (LAC) gebildet. Es gliedert sich in das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL, [4]) und das Hadronische Kalorimeter (HCAL, [5]), die beide in einem gemeinsamen Kryostaten eingebettet sind. Für das ECAL wurde Blei als Absorbermaterial gewählt mit einer gesamten Materialbelegung von 20 - 30 Strahlungslängen  $x_0$ . Für das HCAL dient Edelstahl als Absorbermaterial mit einer Dicke von 5 - 7 hadronischen Wechselwirkungslängen  $\Lambda_{had}$ . Die Energieauflösungen betragen  $\sigma_{E_e}/E_e = 12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$  für das Elektromagnetische Kalorimeter und  $\sigma_{E_{had}}/E_{had} = 55\%/\sqrt{E_{had}} \oplus 2\%$  für das Hadronische Kalorimeter.
- Im Vorwärtsbereich ist für extrem flache Winkel von  $0,7^\circ < \theta < 3,3^\circ$  ein Silizium-Kupfer-Kalorimeter installiert (PLUG, [13]). Die Dicke des PLUG entspricht 4,25 hadronischen Wechselwirkungslängen  $\Lambda_{had}$  und die Energieauflösung beträgt  $\sigma_{E_{had}}/E_{had} = 150\%/\sqrt{E_{had}}$ .
- Der Rückwärtsbereich ist für die Identifikation der gestreuten Elektronen von großer Bedeutung. Hier wurde ein Blei-Szintillator Kalorimeter installiert (BEMC, [12]). Es überdeckt einen Winkelbereich von  $151^\circ < \theta < 177^\circ$ . Die Dicke des BEMC

entspricht 21 Strahlungslängen  $x_0$  und die Energieauflösung beträgt  $\sigma_{E_e}/E_e = 10\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$ .

An das Kalorimeter im Zentralbereich (LAC) schließt sich die supraleitende Spule [6] an, die ein nominelles Magnetfeld von 1,15T erzeugt. Innerhalb der Spule erfahren geladene Teilchen eine Ablenkung durch die Lorentzkraft und weisen eine gekrümmte Spur auf, aus deren inversem Krümmungsradius  $\kappa$  das Vorzeichen der Ladung und der Impuls des Teilchens bestimmt wird.

Außerhalb der Spule befindet sich das Eisenjoch [10], das der Rückführung des magnetischen Flusses dient und zugleich Bestandteil des Myon-Systems ist.

### Das Myon-System

Der H1-Detektor wird nach außen abgeschlossen durch das Myon-System ([9], [10], [11]).

- Sowohl im Zentralbereich ( $33^\circ < \theta < 137^\circ$ ), als auch im Vorwärtsbereich ( $5^\circ < \theta < 33^\circ$ ), sowie im Rückwärtsbereich ( $137^\circ < \theta < 170^\circ$ ) ist das Eisenjoch mit insgesamt 16 Lagen Streamerrohrkammern ausgestattet. Es bildet das sogenannte Instrumentierte Eisen ([10]). Mit Hilfe der Streamerrohrkammern ist die Rekonstruktion einer Spurrichtung möglich, welche zu einer Verbindung von Spuren im Instrumentierten Eisen mit Spuren der CJC genutzt werden kann. Bei den im Instrumentierten Eisen gemessenen Teilchen handelt es sich zum größten Teil um Myonen, die entweder dem Zerfall von charm oder bottom enthaltenden Mesonen entstammen, oder aber, als Untergrund, der kosmischen Höhenstrahlung.
- Im Winkelbereich von  $3^\circ < \theta < 17^\circ$  befindet sich das Vorwärts-Myon-Spektrometer ([9], [11]) zum Nachweis hochenergetischer Myonen. Es besteht aus je 3 Lagen Driftkammern vor und hinter einem Toroidmagneten.

Weitere wichtige Komponenten des H1-Detektors sind das Flugzeit-System, die Vetowand und das Luminositäts-System.

### Das Flugzeit-System und die Vetowand

Beide Systeme dienen im wesentlichen der Unterdrückung von Untergrund (siehe u.a. Abschnitt 2.4 und Kapitel 7). Das Flugzeit-System (TOF, in der Abbildung 2.5 als {scintillator counters} bezeichnet) besteht aus 2 Szintillator-Blei-Ebenen bei den z-Koordinaten von  $z = -1,95m$  und  $z = -2,25m$ , d.h. vor dem Detektor. Die hohe Rate an protoneninduziertem Untergrund durch Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit Restgas-Atomen des evakuierten Strahlrohres oder Teilen des Strahlrohres selbst ist ein wesentliches Problem bei der Datennahme. Eine Flugzeitdifferenz von  $\approx 13ns$  zwischen Teilchen, die aus protoneninduziertem Untergrund vor dem H1-Detektor herrühren, und Teilchen, die aus dem Bereich des nominellen Wechselwirkungspunktes bei  $z \approx 0cm$  stammen, ermöglicht ein

Triggersignal, daß 99% der durch andere Detektorkomponenten ausgelösten Triggersignale unterdrückt (siehe auch Abschnitt 2.4).

Die Vetowand dient ähnlichen Zwecken. Sie besteht aus 2 doppelten Szintillator-Blei-Ebenen im Abstand von  $z = -6,5m$  bzw.  $z = -8,1m$  vom nominellen Wechselwirkungspunkt.

### Das Luminositäts-System

Das Luminositäts-System dient verschiedenen Aufgaben:

- Messung der Luminosität über die Rate der sogenannten Bethe-Heitler Ereignisse  $e p \rightarrow e p \gamma$  (siehe hierzu [FAV94]).
- Nachweis von Ereignissen der Photoproduktion durch Messung des unter sehr flachem Winkel  $\theta$  gestreuten Elektrons
- Nachweis von radiativen Photonen
- Überwachung des Elektronen-Strahls (HERA-Maschine)

Das Luminositäts-System mißt die gestreuten Elektronen und die auslaufenden Photonen in Koinzidenz. Dafür ist es in zwei Arme gegliedert. Die Elektronen verlassen durch ein 'Fenster' bei  $z = -27,3m$  das Strahlrohr und treffen bei  $z = -33,4m$  auf den Elektronendetektor (Elektronen-Tagger, ET). Die Photonen verlassen das Protonenstrahlrohr durch ein 'Fenster' bei  $z = -92,3m$  und treffen bei  $z = -102,9m$  auf den Photon-Detektor (PD). Beide Detektoren sind als total absorbierende Cerenkov-Kalorimeter ausgelegt mit einer Dicke von 21,5 Strahlungslängen  $x_0$  und einer Energieauflösung von  $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ . Für eine gute Zusammenfassung des Luminositäts-Systems siehe auch [FLE94].

## 2.4 Das Triggersystem

Unter Annahme der nominellen Betriebsparameter mit jeweils 210 gefüllten Elektronen- und Protonen-Teilchenpaketen kommt es alle  $96ns$  zu einer Überkreuzung eines Elektronen-Teilchenpaketes mit einem Protonen-Teilchenpaket. Die Rate der Überkreuzungen beträgt also  $10^7 Hz$ . Aufgrund der niedrigen Wirkungsquerschnitte der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Prozesse der  $ep$  Streuung, die im Hinblick auf eine physikalische Analyse von Interesse sind, erwartet man jedoch nur bei einer von  $10^5$  Überkreuzungen eine genuine  $ep$  Wechselwirkung. Das entspricht einer Rate von  $100 Hz$ . Dabei dominiert die Photoproduktion, wobei alle anderen Prozesse, z.B. derjenige der tief unelastischen  $ep$  Streuung, zusammen genommen nur eine Rate von wenigen  $Hz$  ausmachen. Demgegenüber sind die Raten für die Untergrundereignisse sehr viel höher. Unter Untergrundereignissen versteht man Ereignisse, die *nicht* auf einer genuinen  $ep$  Wechselwirkung beruhen. Die wichtigsten Quellen für Untergrundereignisse sind ([H1D93] und [WOL94]):

- Die Wechselwirkung von Protonen mit Teilen des Strahlrohres oder anderen Teilen der Strahlapparaturen vor dem H1-Detektor, der sogenannte Strahl-Wand Untergrund (*beam-wall*). Hier wird unter Nominal-Bedingungen eine Ereignisrate von ungefähr  $5 \cdot 10^4 \text{Hz}$  erwartet.
- Die Streuung von Protonen an Restgas-Atomen im ansonsten evakuierten Strahlrohr, der sogenannte Strahl-Gas Untergrund (*beam-gas*). Hier erwartet man unter Nominal-Bedingungen eine Ereignisrate von ungefähr  $10^3 \text{Hz}$ .
- Der Elektronenstrahl führt durch seine Ablenkung unmittelbar vor seinem Eintritt in den Detektor, in ein gemeinsames Strahlrohr mit den Protonen, zum Auftreten eines erheblichen Flusses an Photonen der Synchrotron-Strahlung. Man erwartet eine Rate von  $10^6 \text{Hz}$  (unter Nominal-Bedingungen) für Ereignisse, bei denen in der CJC Signaldrahttreffer (*Hits*) durch Synchrotron-Strahlung hervorgerufen werden. Darüber hinaus kann es ebenfalls zu Wechselwirkungen von Strahl-Elektronen und Restgas-Atomen kommen. Hier ist die Ereignisrate aufgrund des niedrigeren Wirkungsquerschnittes der Elektron-Nukleon Streuung im Verhältnis zum Wirkungsquerschnitt der Proton-Nukleon Streuung gegenüber der Ereignisrate des protoneninduzierten Strahl-Gas Untergrundes allerdings erheblich geringer.
- Ein ständiger, von den Betriebsbedingungen unabhängiger Untergrund ist durch Myonen der kosmische Höhenstrahlung gegeben (*Cosmics*).

Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Untergrundereignisse findet sich in Kapitel 7. Hier ist festzuhalten, daß insbesondere der protoneninduzierte Untergrund eine erhebliche Schwierigkeit darstellt. Zum einen ist die entsprechende Ereignisrate um zwei Größenordnungen höher als diejenige der wiederum gegenüber den anderen interessanten Prozessen dominanten Photoproduktion. Zum anderen ist die Ereignis-Topologie insbesondere für Strahl-Gas Ereignisse von derjenigen genuiner Ereignisse der  $ep$  Wechselwirkung nur schwer zu unterscheiden. Dies gilt sowohl für die Anzahl der in den Spurenkammern gemessenen geladenen Spuren, als auch der in den Kalorimetern deponierten Energie. Zur Gewährleistung einer effektiven Datennahme, die frühzeitig Untergrundereignisse verwirft und zugleich die vergleichsweise wenigen interessanten Ereignisse herausgreift, ist ein effizientes Auslösesystem notwendig. Ein solches Auslösesystem wird als Triggersystem, oder kurz als Trigger bezeichnet. Die Anforderungen an das H1-Triggersystem sind durch die beschriebenen Untergrundbedingungen sowie die limitierte Kapazität der Datenverarbeitung gegeben. Es können Ereignisraten in der Größenordnung von 5 -  $10 \text{Hz}$  verarbeitet werden.

Zur Erfüllung der gestellten Anforderungen beruht das Triggersystem des H1-Detektors auf zwei einander ergänzenden Konzepten. Die Abbildung 2.6 zeigt schematisch dessen Aufbau.

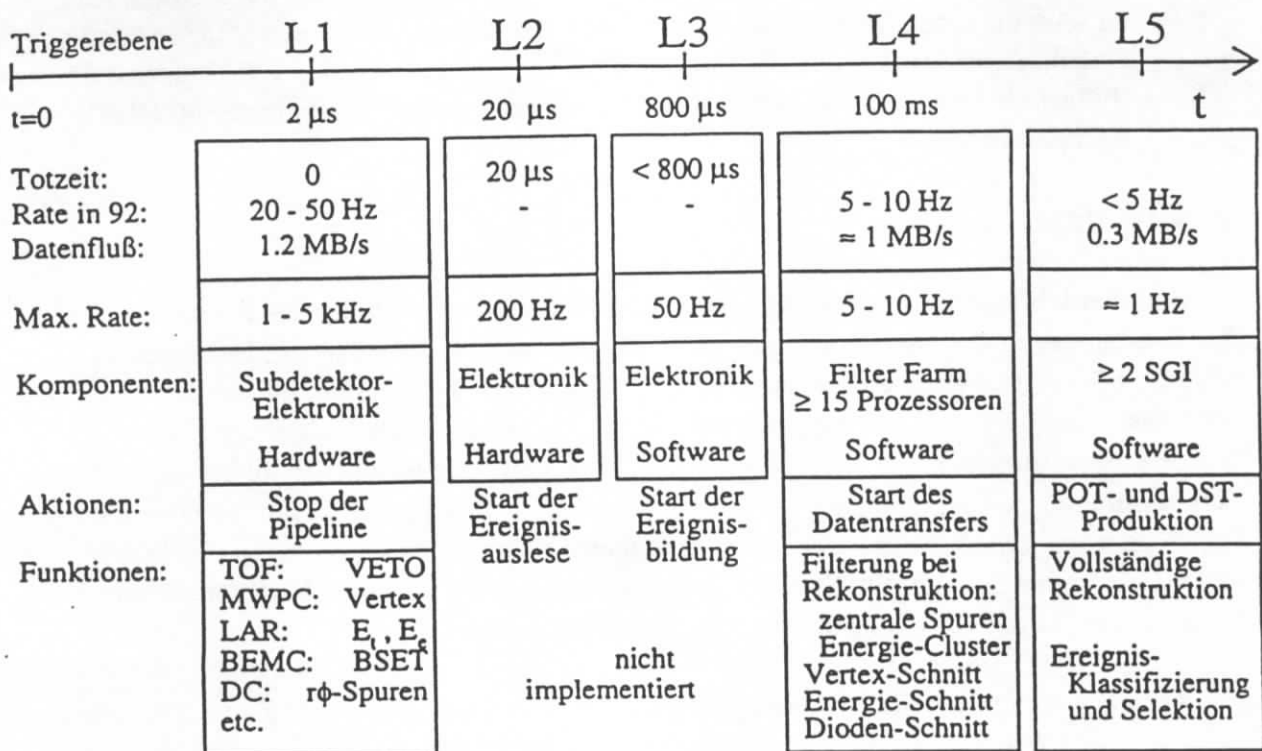


Abbildung 2.6: Schema des Triggersystems des H1-Detektors [aus ELS92].

- Um Zeit für eine erste Entscheidungsfindung zu haben, ob ein Ereignis ausgelesen werden soll oder nicht, ohne das während dieser ersten Entscheidungsfindung bereits Phasen entstehen, in denen keine neuen Daten genommen werden können, wird das Prinzip einer Pipeline angewendet. Jeder Subdetektor schreibt die von ihm gemessenen Signale in einen eigenen elektronischen Ringspeicher, eine sogenannte Pipeline, mit einer Tiefe von mindestens 24 Strahlüberkreuzungen, was einer Zeit von 2,3  $\mu$ s entspricht. Damit werden die Daten der einzelnen Detektorkomponenten zwischengespeichert. Die Pipelines der einzelnen Detektorkomponenten sind dabei miteinander synchronisiert (HERA-clock). Beim Einschreiben in die Pipeline wird ein Ereignis-Zeitpunkt festgehalten, der die spätere Zuordnung zur richtigen Strahlüberkreuzung erlaubt. Anhand vorab definierter Merkmale generiert parallel zu diesem Vorgang jeder Subdetektor ein Signal, ob es sich bei dem jeweiligen Auslesevorgang aus seiner Sicht um ein relevantes Ereignis handelt. Diese Signale werden an eine zentrale Triggerlogik weitergeleitet, die innerhalb der zur Verfügung stehenden 2,3  $\mu$ s entscheidet, ob das Ereignis ausgelesen werden soll oder nicht (Triggerstufe L1, siehe auch weiter unten). Ist die Entscheidung positiv (L1keep), so wird die Datennahme unterbrochen, das Ereignis wird ausgelesen und weiterverarbeitet. Während dieser Zeit können keine neuen Daten genommen werden (Totzeit). Fällt keine positive Entscheidung, so wird mit jeder neuen Strahlüberkreuzung das jeweils letzte Element des Ringspeichers überschrieben.
- Das zweite Konzept besteht in einer hierarchischen Gliederung mehrerer Triggerebenen L1 - L4 (L5). Eine Entscheidung auf L1-Level zur Auslese eines

Ereignisses kann durch die nachfolgenden Triggerebenen verworfen werden, was zu einem sofortigen Beenden der Ereignisauslese führt und eine erneute Datennahme ermöglicht. Erst die positive Entscheidung der L4-Triggerstufe (Filterfarm) startet den Datentransfer vom Detektor zum Zentralrechner im DESY-Rechenzentrum.

### L1-Trigger

Auf den L1-Trigger wurde ansatzweise schon bei der Beschreibung des Konzeptes der Pipelines eingegangen. Der L1-Trigger arbeitet synchron, d.h. ohne Totzeit. Er besteht aus insgesamt 9 Triggersystemen, die auf den synchronisierten Triggersignalen der einzelnen Subdetektoren basieren. Die Triggersysteme bilden die sogenannten Triggerelemente. Die Triggerelemente wiederum werden von der zentralen Triggereinheit durch logische Verknüpfungen zu insgesamt bis zu 128 verschiedenen Bedingungen, den sogenannten Subtriggern, verknüpft. Sollte mindestens eine dieser Subtrigger-Bedingungen erfüllt sein, so wird das Signal L1keep zum Start der Ereignisdaten-Auslese gegeben. Man unterscheidet die in diesem Prozeß verwendeten Triggerbedingungen nach 4 Gruppen:

- Vertexorientierte Triggerbedingungen, z.B. TOF<sub>BG</sub> (Untergrund-Zeitfenster des TOF-Systems), ZVTX (Vertex-Bedingung der Vieldraht-Proportionalkammern bezüglich der  $z$ -Achse), DCRPH (Vertex-Bedingung der CJC in der  $r$ - $\phi$  Ebene)
- Kalorimetrische Triggerbedingungen, z.B. LAR<sub>Elektron</sub> (im ECAL deponierte Energie), BSET<sub>BTOT</sub> (Energiesumme des BEMC)
- Myon-Triggerbedingungen
- Luminositäts-Triggerbedingungen

Für eine weitergehende Beschreibung siehe z.B. [H1D93] oder [ELS94]. Der **L2-Trigger** und der **L3-Trigger** waren auch 1993 noch nicht implementiert. Insofern wird an dieser Stelle nicht weiter auf sie eingegangen.

### L4-Trigger

Der L4 Trigger arbeitet asynchron. Auf der vierten Triggerstufe liegen alle Daten eines Ereignisses vor. Das jeweilige Ereignis ist vollständig ausgelesen. Es erfolgt eine teilweise Rekonstruktion mit Hilfe eines Prozessor-Systems (Filterfarm). Die dabei bestimmten Kalibrationskonstanten (für die CJC z.B. die Driftgeschwindigkeit) werden für eine spätere vollständige Rekonstruktion zentral gespeichert. Insgesamt wird durch die physikalisch bestimmten Filteralgorithmen eine weitere Reduktion der Datenmenge erreicht.

### L5-Ebene

Alle Ereignisse, die den Bedingungen des L4-Triggers entsprechen, werden aufgezeichnet und auf sogenannten Cartridges gespeichert. In diesem Stadium bezeichnet man die Ereignis-Daten als Rohdaten. In weiteren Schritten wird eine vollständige Rekonstruktion durchgeführt (Programm-Paket H1REC; bezüglich der CJC-Spurrekonstruktion siehe dazu Abschnitt 4.4) und eine zweistufige Klassifikation aller Ereignisse vorgenommen.

Die Klassifikation der Ereignisse besteht in der Überprüfung spezifischer Bedingungen der gemessenen Ereignisgrößen, wie z.B. den Energieverteilungen oder den Spurkonstellationen, wie sie für spezielle physikalische Prozesse charakteristisch sind. Man bezeichnet die durch spezifische, paradigmatische Bedingungen definierten Klassen als Physikklassen. Es sind insgesamt 32 Physikklassen definiert. Erfüllt ein Ereignis diejenigen Bedingungen, die eine Physikklasse definieren, so wird es dieser Physikklasse zugeteilt. Dabei kann ein Ereignis mehreren Physikklassen zugeteilt werden. Nach der vollständigen Rekonstruktion und einer ersten Klassifikation spricht man von POT-Daten (Produktion-Output-Tape).

Aus den POT-Daten werden durch weitere Bedingungen die sogenannten DST-Daten (Data-Summary-Tape) gewonnen. Die Selektion von DST-Daten aus POT-Daten beruht dabei auf verschiedenen Kriterien:

- Die Bedingungen (Schnitte) der schon für die Selektion auf POT-Level verwendeten Kriterien werden verschärft
- Es werden zusätzliche Bedingungen gestellt
- Als Untergrund klassifizierte Ereignisse (z.B. diejenigen der sogenannten 'BGAS' Physikklasse (beam-gas)) werden verworfen
- Die mit Hilfe eines Cosmic-Suchprogrammes identifizierten Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung werden ebenfalls verworfen<sup>2</sup>

Auf diese Weise wird der Anteil der uninteressanten Ereignisse bzw. des Untergrundes weiter reduziert. Für die meisten Physik-Analysen dienen die DST-Daten als Datenbasis.

### Handhabung der Daten

Die Daten liegen als sogenannte BOS-Bänke vor [BLO87]. Jede BOS-Bank ist durch eine Kombination von 4 alphanumerischen Zeichen bezeichnet. So sind z.B. die Spurparameter derjenigen Spuren, die sich mit Hilfe einer vollständigen Rekonstruktion durch das Programm-Paket CJCREC aus den Daten der CJC bestimmen lassen, in der BOS-Bank 'CJCR' gespeichert. Das Datenbanksystem BOS ermöglicht eine dynamische Speicherplatz-Verwaltung. Der Zugriff auf die Daten erfolgt mit Hilfe des Programm-Paketes FPACK [FPA93]. Eine graphische Darstellung der Ereignisse ist durch das Programm H1ED (H1-

<sup>2</sup> Diese Bedingung wurde 1993 und 1994 nicht durchgängig benutzt.

Eventdisplay) möglich [H1E92]. Das Eventdisplay beruht auf dem Datenanalyse-Programm LOOK [BLO90], mit dessen Hilfe die meisten der in dieser Arbeit gezeigten Histogramme und übrigen graphischen Darstellungen erzeugt wurden.



# Kapitel 3

## Allgemeine Prinzipien einer Driftkammer

Die vorliegende Arbeit basiert auf Daten, die mit der zentralen Spurenkammer CJC des H1-Detektors gemessen wurden. Bevor im nächsten Kapitel die CJC genauer beschrieben wird, soll eine kurze Einführung in die Funktionsweise einer Driftkammer im allgemeinen gegeben werden.

### 3.1 Modell einer Driftkammer

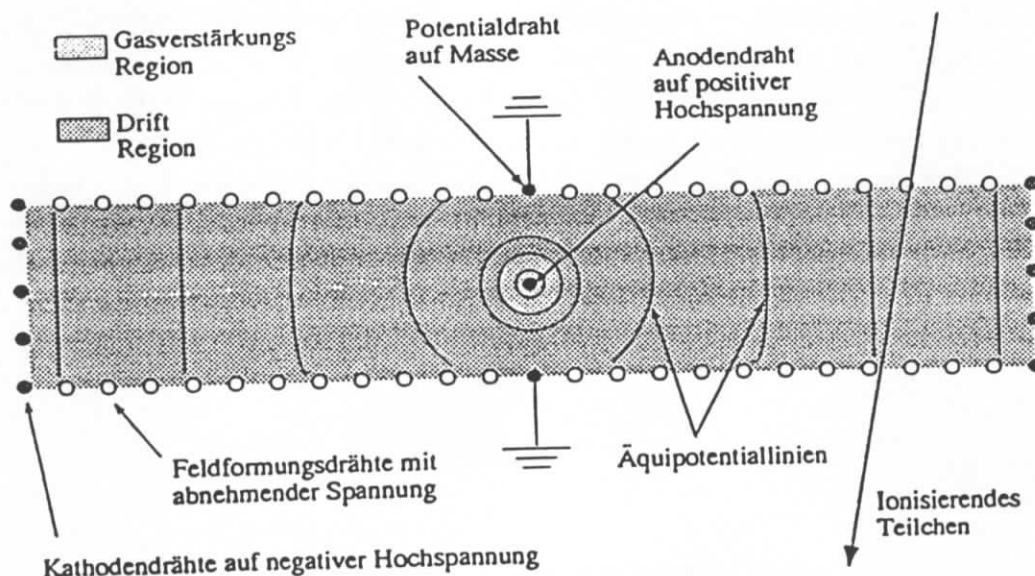


Abbildung 3.1: Modell einer minimalen Driftkammer [aus SCH93].

Driftkammern dienen primär der Ortsmessung geladener Teilchen. Zusätzlich ist in einem gewissen Umfang eine Separation verschiedener Teilchen (Elektronen, Pionen, Protonen, ...) voneinander möglich. Das grundlegende Prinzip einer Driftkammer beruht auf dem Phänomen, daß geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie durch Ionisation Energie verlieren. Im Nachweismedium entstehen Paare von Ladungsträgern. Eine Orts-

messung ist durch Nachweis der freigesetzten Ladungsträger möglich. Zu diesem Zweck müssen die Ladungsträger mit Hilfe eines elektrischen Feldes, und eventuell zusätzlich unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes, zu einem Auslesekanal gelangen, auf den sie durch geeignete Vorverstärkung ein meßbares Signal übertragen, welches dann ausgelesen werden kann. Dieses ganz allgemeine Prinzip wird in der Praxis häufig durch ein mit Ausleседrähnen durchzogenes gasgefülltes Volumen realisiert. Dies gilt auch für die CJC. Das Prinzip einer Driftkammer wird nachfolgend an dem Modell einer minimalen Driftkammer dieser Art erläutert.

Die Abbildung 3.1 zeigt eine solche minimale Driftkammer. In der Mitte ist der auszulesende Draht, der sogenannte Signaldraht, zu erkennen. Er liegt an einer positiven Hochspannung. Um ein elektrisches Feld aufzubauen, in dem eine Drift der durch den Durchgang eines ionisierenden Teilchens freigesetzten Elektronen zum Signaldraht möglich ist, werden Potentialdrähte, Felldrähte und Kathodendrähte verwendet. Durchquert ein geladenes Teilchen das gasgefüllte Volumen, so wird ein dreistufiger Prozeß ausgelöst:

1. Die Phase der Primärionisation
2. Die Driftphase
3. Die Phase der Gasverstärkung

## 3.2 Die Primärionisation

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch ein gasgefülltes Volumen kommt es zu elastischen Stößen des Teilchens mit den Hüllenelektronen der Gasatome. Diese können dabei angeregt oder ganz vom Atom abgelöst werden. Es kommt zur Bildung von freien Elektronen und positiv geladenen Ionen, den Rümpfen der Gasatome. Das organäre Teilchen erfährt infolge der diversen Stöße mit den Gasatomen einen Energieverlust. Der Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation in einem bestimmten Medium läßt sich näherungsweise beschreiben durch die sogenannte Bethe-Bloch-Formel [nach PHR94]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.1)$$

mit

$$\frac{dE}{dx} = \text{relativer Energieverlust}$$

$$K = 4\pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e \cdot c^2$$

$$N_A = \text{Avogadro-Zahl}$$

$$r_e = \text{klassischer Elektronenradius; } r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 m_e} \approx 2,8 \text{ fm}$$

$$m_e c^2 = \text{Elektronenmasse} \cdot c^2 \approx 0,511 \text{ MeV}$$

$$z = \text{Ladung des ionisierenden Teilchens in Einheiten der Elektronenladung}$$

$$Z = \text{Ordnungszahl des Nachweismediums}$$

$$A = \text{Massenzahl des Nachweismediums}$$

$$I = \text{Effektives Ionisationspotential des Nachweismediums (} I \approx z \cdot 12 \text{ eV)}$$

$$\delta = \text{Dichtekorrekturfaktor}$$

Der relative Energieverlust  $dE/dx$  eines gegebenen Nachweismediums ist allein von  $\beta$ , d.h. von der Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens  $v = \beta c$ , abhängig. Die Abbildung 3.2 zeigt als Beispiel für die Anwendung der Bethe-Bloch Formel die  $dE/dx$  Verteilung für Pionen in Kupfer.

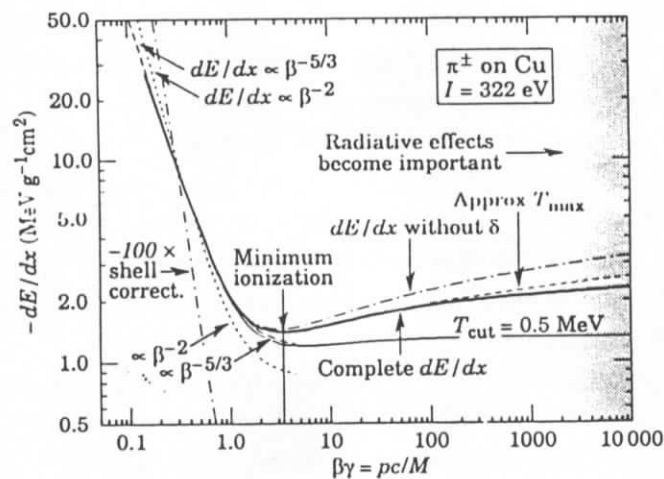


Abbildung 3.2: Die  $dE/dx$  Verteilung für Pionen in Kupfer gemäß der Bethe-Bloch Formel [aus PHR94].

Man unterscheidet im Verlauf der Funktion 4 Bereiche:

1. Ein Abfall der Kurve für kleine  $\beta\gamma$  proportional zu  $\beta^{-2}$  oder  $\beta^{-5/3}$ . Für sehr kleine Werte sind spezifische Schalen-Korrekturen (*shell-correction*) möglich
2. Ein Minimum bei  $\beta\gamma \approx 3,5$
3. Ein 'relativistischer' Anstieg, hervorgerufen durch die (transversale) Ausdehnung des elektrischen Feldes des ionisierenden Teilchens bei zunehmender Energie ( $\sim \ln \beta\gamma$ )

4. Eine Abschwächung des Anstieges und der tendenzielle Übergang auf einen Sättigungswert (Fermi-Niveau). Die Gründe hierfür liegen in einer Polarisierung des Nachweismediums (Dichteeffekt, Korrekturfaktor  $\delta$ ), sowie darin, daß einige wenige Elektronen vergleichsweise hohe Energieüberträge erfahren ( $\delta$ -Elektronen). Das aus letzterem resultierende Verhalten wird in der Abbildung 3.2 durch die Kurve für  $T_{cut} = 0,5 MeV$  angezeigt

Für gasförmige Nachweismedien ergeben sich analoge Kurven. Allerdings ist das Minimum durch einen stärkeren relativistischen Anstieg ausgeprägter. Bei Festkörpern kommt es aufgrund ihrer großen Dichte bei zunehmender Energie des ionisierenden Teilchens, bedingt durch relativistische Effekte, zu einer Abschirmung des elektrischen Feldes des Teilchens, womit ein weiterer Anstieg der Werte für  $dE/dx$  verhindert wird. Ein solcher Abschirmungseffekt (Dichteeffekt) tritt bei Gasen erst später ein. Für Festkörper liegt der Plateau-Wert  $dE/dx_{plateau}$  nur geringfügig über dem Minimalwert  $dE/dx_{Minimum}$ . Für Gase hingegen können sich Verhältnisse von  $dE/dx_{Minimum}$  zu  $dE/dx_{plateau}$  von ungefähr 1 : 2 ergeben.

Die Bethe-Bloch Formel beschreibt einen mittleren Energieverlust, um den herum es zu statistischen Schwankungen kommt. Durchquert ein geladenes Teilchen lediglich dünne Schichten des Nachweismediums, so beobachtet man eine Landau-Verteilung, d.h. es gibt neben der Hauptanzahl der Teilchen, die einen Energieverlust im Bereich des erwarteten Mittelwertes erfahren, einen Ausläufer der Verteilung hin zu großen Energieüberträgen. Dieser Ausläufer spiegelt die Bildung der oben genannten  $\delta$ -Elektronen wieder. Für längere Ionisationsstrecken nähert sich die Verteilung einer Gaußverteilung an.

Trotz der Korrekturterme beschreibt die Bethe-Bloch Formel die zu beobachtenden Werte für die relativen Energieverluste nur näherungsweise. Eine insgesamt bessere Beschreibung liefert das Photon-Absorptions-Modell (PAIM), welches zur Beschreibung des Energieverlustes Photon-Absorptionsquerschnitte benutzt. Hierauf kann in diesem Zusammenhang nicht weiter eingegangen werden. Für eine ausführliche Beschreibung siehe [ALL80]. Eine gute Zusammenfassung bietet auch [VIC88].

Die Anzahl der insgesamt bei der Primärionisation freigesetzten Elektronen ist für die Signalbildung von erheblicher Bedeutung. Hierbei spielen u.a. das gewählte Kammergas sowie der Kammerdruck eine Rolle. Für die CJC ergeben sich dabei Werte von ungefähr 100 Ionenpaaren pro  $cm$  Spurlänge des ionisierenden Teilchens. Teilchen aus dem Bereich des nominellen Wechselwirkungspunktes legen ungefähr  $0,8cm$  innerhalb einer CJC-Zelle zurück [SCH93].

### 3.3 Die Driftphase

Die durch die Primärionisation freigesetzten Elektronen driften durch das angelegte elektrische Feld auf den Signaldraht (Anodendraht) zu. Die freigesetzten positiv geladenen Ionen (Atomrümpfe) driften auf die Kathodendrähte zu. Da die Signalauslese über den Anodendraht erfolgt, und darüber hinaus die positiven Ionen aufgrund ihrer Masse sich ungefähr um einen Faktor 1000 langsamer als die Elektronen bewegen, haben die bei der Primärionisation freigesetzten Ionen auf die Signalbildung keinen relevanten Einfluß.

Im Hinblick auf die Gewinnung einer Ortsinformation (siehe Abschnitt 3.5) ist eine konstante Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_{Drift}$  der Elektronen über den gesamten Bereich des Driftweges erwünscht. Dieser Bereich wird als Driftraum oder Driftregion bezeichnet. Ausgenommen ist hiervon der Bereich in unmittelbarer Nähe der Signaldrähte, der als Gasverstärkungsregion bezeichnet wird (siehe Abbildung 3.1). Damit sich eine räumlich wie zeitlich konstante Driftgeschwindigkeit einstellt, muß der Energiegewinn der Driftelektronen durch die Beschleunigung im elektrischen Feld  $\vec{E}_{Drift}$  gleich dem Energieverlust aus Stößen mit den Kammergasatomen sein. Durch geeignete Anordnung der Potentialdrähte und der Felldrähte wird ein annähernd gleichförmiges elektrisches Feld erzeugt. Für spezifische Gasgemische lassen sich spezifische Betriebsparameter des Driftfeldes bestimmen, bei denen die Driftgeschwindigkeit unabhängig von der Stärke des jeweiligen elektrischen Feldes an den einzelnen Punkten des Driftweges ist. Man betreibt dazu die Driftkammer bei elektrischen Feldstärken  $\vec{E}_{Drift}$ , die den sogenannten Plateaubereich bilden. Bei elektrischen Feldstärken unterhalb des Plateaubereiches kommt es infolge des sogenannten Ramsauereffektes zu starken Variationen des Stoßquerschnittes der driftenden Elektronen, so daß die Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_{Drift}$  proportional mit  $\vec{E}_{Drift}$  ansteigt. Würde man eine Driftkammer in diesem Bereich betreiben, so hätten kleine Inhomogenitäten des elektrischen Feldes erheblichen Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit, und damit auf die Genauigkeit der Ortsmessung. Oberhalb des Plateaubereiches kommt es bei Kammergasen mit Gasmolekülen zu einem erneuten Abfall der Driftgeschwindigkeit infolge von inelastischen Stößen der Driftelektronen mit den Kammergasmolekülen, die zu Molekülschwingungen führen. Letztendlich können durch den Betrieb einer Driftkammer im Plateaubereich noch bestehende Inhomogenitäten des Feldes ausgeglichen werden, was eine weitestgehende Konstanz der Driftgeschwindigkeit ermöglicht.

Herrscht zusätzlich zu dem elektrischen Feld  $\vec{E}_{Drift}$  ein magnetisches Feld  $\vec{B}$ , wie dies zur Impulsmessung eines Teilchens notwendig ist, so wirkt auf die Elektronen während der Drift zusätzlich die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$ :

$$\vec{F}_L = -e(\vec{E}_{Drift} + \vec{v}_{Drift} \times \vec{B}) \quad (3.2)$$

Es stellt sich dadurch ein konstanter Winkel zwischen den Feldlinien des elektrischen Feldes und der Driftrichtung ein. Dieser Winkel wird als Lorentzwinkel  $\alpha_L$  bezeichnet.

Die Drift der Elektronen erfolgt entlang der sogenannten Driftlinien, die in einem Winkel  $\alpha_L$  gegen die Feldlinien des elektrischen Driftfeldes  $\vec{E}_{Drift}$  versetzt sind. Unter der Driftzeit wird die von den Driftelektronen benötigte Zeit verstanden, um vom Ort der Primärionisation zum Signaldraht zu gelangen. Die Driftzeit ist neben der Driftgeschwindigkeit auch vom Ort der Primärionisation abhängig. Die Menge der Orte jeweils gleicher Driftzeit heißen Isochronen.

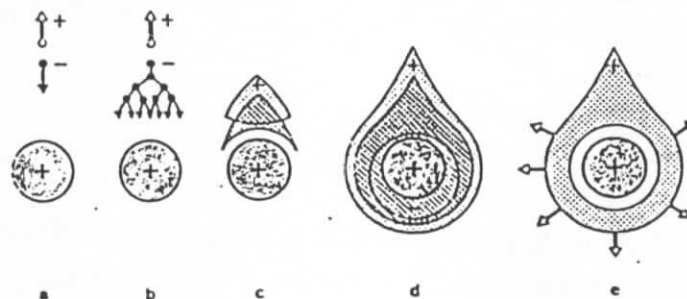
Während der Driftphase finden verschiedene Prozesse statt, die die spätere Signalfeldbildung am Signaldraht negativ beeinflussen.

- Unmittelbar nach der Primärionisation kann es zu Rekombinationen der Elektronen und der positiv geladenen Rumpfatome kommen. Dadurch verringert sich die Anzahl der auf den Signaldraht zudriftenden Elektronen. Es kommt zu einer Verschlechterung der Signalfeldbildung.

- Während der Drift kann eine Anlagerungen der Elektronen an elektronegative Bestandteile des Kammergases, z.B. Sauerstoff oder Wasser, erfolgen.
- Es kommt zu einer Diffusion der ursprünglichen Ladungswolke. Hierbei spielen die diversen Stöße der Driftelektronen mit den Kammergasatomen sowie die unterschiedliche kinetische Energie der Elektronen eine Rolle.

### 3.4 Die Gasverstärkung

Nach der Drift durch den bis zu mehreren Zentimetern langen Driftraum, in dem ein annähernd konstantes elektrisches Feld herrscht, erreichen die bei der Primärionisation gebildeten Elektronen den unmittelbaren Nahbereich um den Signaldraht. Wie in Abbildung 3.1 angedeutet, verändert sich in der Nähe des Signaldrahtes die Form des elektrischen Feldes. Unmittelbar um den Signaldraht herum herrscht ein radialsymmetrisches Feld, d.h. die Feldstärke variiert mit  $1/r$ . Wird der Signaldraht so dünn gewählt (d.h. mit einem Durchmesser von ungefähr  $20 - 100\mu\text{m}$ ), daß Feldstärken von  $10^4 - 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$  erreicht werden, so gewinnen die Elektronen zwischen zwei Stößen mit den Kammergasatomen soviel kinetische Energie, daß sie weitere Kammergasatome ionisieren können. Diese Phase im Prozeß der Signalbildung einer Driftkammer wird als Gasverstärkung bezeichnet. Die durch Sekundärionisation freigesetzten Elektronen werden ihrerseits so stark beschleunigt, daß sie weitere Ionisationen auslösen. Es bildet sich eine Lawine von Elektronen und positiv geladenen Ionen aus. Die Abbildung 3.3 zeigt diesen Prozeß schematisch.



**Abbildung 3.3:** Die zeitliche Ausbildung einer Ladungslawine durch Gasverstärkung um einen Signaldraht einer Driftkammer. a) Ein primäres Elektron driftet zum Signaldraht, der positiv geladene Atomrumpf Richtung Kathode(n). b) In der Gasverstärkungsregion wird das Elektron so stark beschleunigt, daß es seinerseits andere Kammergasatome ionisieren kann. c) Die bei der Gasverstärkung gebildeten Elektronen und positiven Ionen bewegen sich unter Einfluß des elektrischen Feldes auseinander. d) Die Elektronenwolke erreicht den Signaldraht. e) Die Ionenwolke entfernt sich vom Anoden-Signaldraht und influenziert dabei ein zusätzliches Signal [aus KLE87].

Neben den schnellen Elektronen erzeugen auch die langsam vom Signaldraht wegdriftenden positiven Ionen auf diesem durch Influenz ein Signal. Da die wesentlichen Informationen im schnellen, durch die Elektronen hervorgerufenen Signal enthalten sind,

wird das durch die positiven Ionen hervorgerufene, unpräzise Signal beim Auslesen durch die Zuschaltung von Kondensatoren ausgekoppelt.

Das Maß für die Bildung zusätzlicher Elektronen-Ionenpaare in der Gasverstärkungsregion wird als Gasverstärkungsfaktor  $A$  bezeichnet. Über einen weiten Bereich der an den Signaldraht angelegten Hochspannung ist der Gasverstärkungsfaktor  $A$  proportional zu der durch die Hochspannung erzeugten elektrischen Feldstärke  $\bar{E}_{ver}$ . Dieser Bereich heißt Proportionalbereich. Im Proportionalbereich sind Gasverstärkungen von  $A \approx 10^4 - 10^6$  möglich.

Mit zunehmender Hochspannung, die an den Signaldraht angelegt wird, wächst  $A$  zunächst exponentiell an. Mit zunehmender elektrischer Feldstärke  $\bar{E}_{ver}$  nehmen allerdings die Sekundäreffekte zu. Es kommt zu weiteren Ionisationen durch Photonen, die von angeregten Kammergasatomen emittiert werden (Photoelektronen). Der Proportionalbereich ist damit nach oben begrenzt. Erreicht das Ausmaß der Bildung von Photoelektronen die gleiche Größenordnung wie die Bildung von Elektronen durch den unmittelbaren Lawinenprozeß, so spricht man vom Auslösebereich. Im Auslösebereich ist die freigesetzte Ladungsmenge  $Q_{ges}$ , die auf dem Signaldraht deponiert wird, unabhängig von der Anzahl der Elektronen-Ionen Paare der Primärionisation. Eine Bestimmung des relativen Energieverlustes  $dE/dx$  zur Teilchenidentifikation, die auf einer Messung von  $Q_{ges}$  beruht, ist nur für Driftkammern möglich, die im Proportionalbereich betrieben werden.

### 3.5 Meßgrößen

Die Meßgrößen einer Driftkammer sind die Driftzeit  $t_{Drift}$  und die Ladungsmengen  $Q^+$  und  $Q^-$ , die am  $+z$  - Ende bzw.  $-z$  - Ende der Signaldrähte ausgelesen werden. Wird auf einem Signaldraht durch Prozesse der Primärionisation, der Drift und der Gasverstärkung ein Signal erzeugt, so spricht man von einem "Treffer" (Hit).

Sei  $t_p$  der Zeitpunkt der Primärionisation, d.h. der Zeitpunkt des Durchganges des ionisierenden Teilchens durch das Kammervolumen, und  $t_s$  der Zeitpunkt der Signalentstehung, also

$$t_{Drift} = t_s - t_p \quad (3.3)$$

so ergibt sich bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  die Driftstrecke  $s$  der Elektronen durch die folgende Beziehung:

$$s = \int_{t_p}^{t_s} v_{Drift}(t) dt \quad (3.4)$$

Es ist  $s$  der Abstand des Durchganges desjenigen Teilchens, welches die Primärionisation auslöste, zum Signaldraht. Da für den größten Teil der Driftstrecke die Driftgeschwindigkeit konstant ist, ergibt sich

$$s = v_{Drift} \cdot (t_s - t_p) = v_{Drift} \cdot t_{Drift} \quad (3.5)$$

Es werden  $t_s$  und  $t_p$  nicht jeweils einzeln als absolute Zeiten gemessen. Gemessen wird immer eine Zeitdifferenz, und zwar diejenige zwischen dem Zeitpunkt der Signalentstehung und dem Zeitpunkt der Primäriionisation. Dabei ist der Meßwert  $t_{gemessen}$  (für die Driftzeit), wie er durch die Auslese der Signaldrahtpulse gewonnen wird, zumeist mit einem Offset behaftet, der sich aus dem genauen Ablauf des jeweiligen Ausleseprozesses einer Driftkammer ergibt. Dieser Offset wird im folgenden als  $t_0$  bezeichnet. Er läßt sich als derjenige Zeitpunkt interpretieren, an dem die originäre Wechselwirkung stattgefunden hat. Die Gleichung 3.3 läßt sich dann auch wie folgt schreiben<sup>4</sup>:

$$t_{Drift} = t_{gemessen} - t_0 \quad (3.6)$$

Damit wird die Gleichung 3.5 zu

$$s = v_{Drift} \cdot (t_{gemessen} - t_0) \quad (3.7)$$

Durch wiederholte Messung der Driftstrecke  $s$  eines Teilchens an möglichst vielen verschiedenen Signaldrähten ist eine genaue Messung der Spur eines geladenen Teilchens möglich, insbesondere in der Ebene senkrecht zu den Signaldrähten. Die durch ein äußeres Magnetfeld erzeugte Krümmung einer Teilchenspur kann zur Impulsmessung benutzt werden.

Eine Ortsbestimmung parallel zum Signaldraht ist durch das Prinzip der Ladungsteilung möglich. Hierbei erfolgt ein Vergleich der Ladungen  $Q^+$  und  $Q^-$ .  $Q_{ges}$  bezeichnet die insgesamt auf einem Signaldraht deponierte Ladung. Der Signaldraht wirkt als Spannungsteiler. Die jeweilige Größe der zur  $+z$ -Seite bzw. zur  $-z$ -Seite abfließenden Ladung ist abhängig vom jeweiligen Widerstand der entsprechenden Drahtabschnitte. Es gilt:

$$z = z_{Mitte} + \frac{L}{2} \cdot \frac{Q^- - Q^+}{Q^- + Q^+} \quad (3.8)$$

Wird die Driftkammer im Proportionalbereich betrieben, so ist über  $Q^+$  und  $Q^-$  eine Teilchenidentifikation durch die Bestimmung des relativen Energieverlustes  $dE/dx$  möglich:

$$\int \frac{dE}{dx} dx \propto Q_{Ereignis} = \sum_{Treffer} Q_{ges} = \sum_{Treffer} Q^+ + Q^- \quad (3.9)$$

$Q_{Ereignis}$  bezeichnet dabei die in einem Ereignis insgesamt ausgelesene Ladungsmenge.

Eine genaue Beschreibung der einzelnen Meßvorgänge und Berechnung der relevanten Größen wird am konkreten Beispiel der CJC in Kapitel 4 gegeben.

<sup>4</sup> Die Benennung mit kleinen Buchstaben für die verschiedenen Zeit-Variablen bedeutet, daß es sich um Variablen für einen einzelnen Signaldraht handelt.



# Kapitel 4

## Die CJC-Driftkammer

Die zentrale Spurenkammer CJC bildet das Kernstück des Spurendetektor-Systems des H1-Detektors. In diesem Kapitel werden der Aufbau und die Meßgrößen der CJC beschrieben.

### 4.1 Der technische Aufbau der CJC

Die CJC entspricht dem Typ einer sogenannten Jet-Kammer. Bei einer Jet-Kammer verlaufen die Signaldrähte parallel zur Strahlachse ( $z$ -Achse). Sie ist in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ( $x$ - $y$  bzw.  $r$ - $\phi$  Ebene) in mehrere, gleichförmig aufgebaute Driftzellen unterteilt. Entgegen dem Modell einer minimalen Driftzelle mit lediglich einem Signaldraht aus Kapitel 3 enthält jede dieser Driftzellen als Mittelebene eine Reihe von Signaldrähten, die eine radial nach außen verlaufende Signaldrahtebene bilden. Die ebenfalls radial verlaufenden Kathodenebenen, die aus den Kathodendrähten gebildet werden, bilden die jeweiligen Ränder einer Driftzelle und erzeugen ein homogenes, transversales elektrisches Driftfeld. Durch die hohe Anzahl der Signaldrähte ist eine hochauflösende Spurbestimmung möglich, wie sie zur Untersuchung von Teilchenbündeln (Jets) notwendig ist.

Bei der CJC ist dieses Konzept durch zwei Hohlzylinder realisiert, die parallel zur Strahlachse verlaufen und einen Bereich bezüglich der  $z$ -Achse von ungefähr  $\pm 110\text{cm}$  um den nominellen Wechselwirkungspunkt abdecken. Bei der mechanischen Rahmenkonstruktion wurden Glasfaser-verstärkte Kunststoffe verwendet, um die Materialbelegung im Hinblick auf die weiteren Spurenkammern (insbesondere im Vorwärtsbereich) und die Auflösung der Kalorimeter gering zu halten. Die Abbildung 4.1 zeigt einen Schnitt parallel zur Signaldrahtebene<sup>5</sup>. Man erkennt die verschiedenen Spurendetektoren, wie sie in Kapitel 2 bereits kurz beschrieben wurden. Insbesondere sind der innere Hohlzylinder, die CJC1, und der äußere Hohlzylinder, die CJC2, der zentralen Spurenkammer zu erkennen. Man erkennt weiter die einzelnen Driftzellen der CJC, die jeweils um  $30^\circ$  gegen die radiale Richtung geneigt sind. Auf diese Neigung wird weiter unten eingegangen.

Die Abbildung 4.2 zeigt eine einzelne Driftzelle (der CJC1) vergrößert. Die Mittelebene wird durch die Signaldrahtebene gebildet. In der CJC1 befinden sich in jeder Driftzelle 24 Signaldrähte, in der CJC2 32 Signaldrähte pro Driftzelle. Jeweils 8 Signaldrähte werden in

---

<sup>5</sup> Für eine Darstellung der CJC hinsichtlich der  $r$ - $z$  Ebene siehe die Abbildung 2.5.

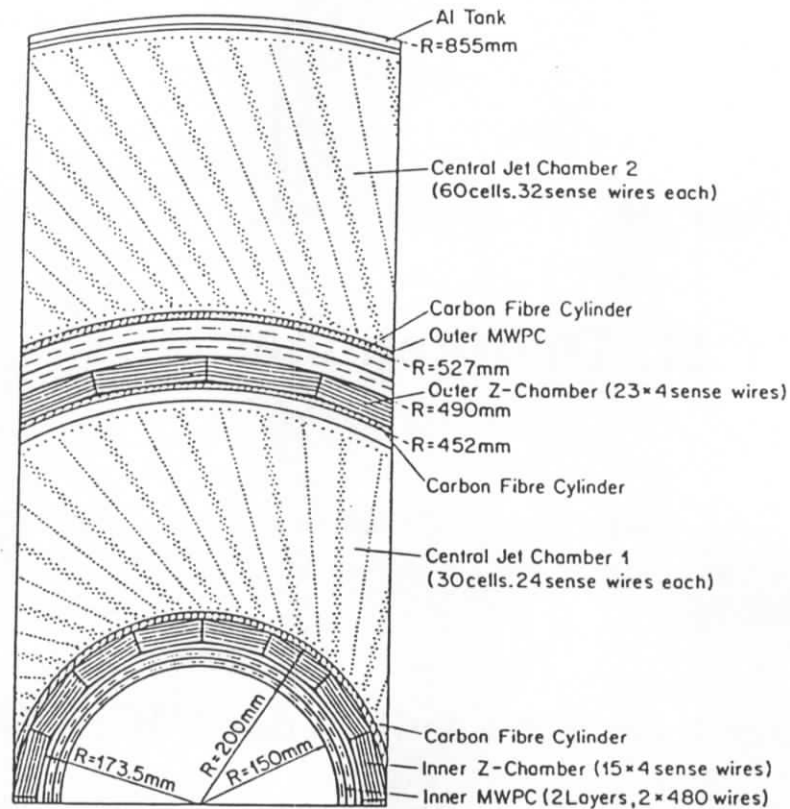


Abbildung 4.1: Zentrales Spurendetektor-System. Querschnitt senkrecht zur Strahlachse.

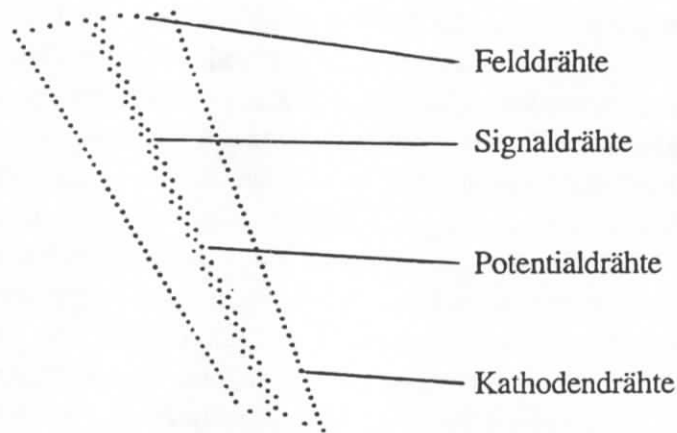


Abbildung 4.2: Einzelne Driftzelle der CJC1. Querschnitt senkrecht zur Strahlachse.

einer Gruppe zusammengefaßt und auf einer Karte jeweils an beiden Enden ausgelesen. Durch spezielle Halterungen sind die Positionen der Signaldrähte auf  $\pm 15\mu\text{m}$  genau. Zwei aufeinander folgende Signaldrähte sind jeweils um  $+150\mu\text{m}$  bzw.  $-150\mu\text{m}$  aus der Signaldrahtebene heraus versetzt angeordnet. Diese Anordnung wird als *Staggering* bezeichnet und bietet vor allem folgende Vorteile:

- Durch den Versatz wirken die elektrostatischen Kräfte in einer genau definierten Art und Weise auf die jeweiligen Signaldrähte. Die Drähte werden immer auf die gleiche endgültige Position gedrückt
- Der alternierende Versatz ermöglicht eine schnellere Spurrekonstruktion, da einfacher und früher entschieden werden kann, auf welcher Seite des Signaldrahtes eine Spur gemessen wurde

Parameter	Einheit	CJC1	CJC2	CJC <sub>ges</sub>
Innenradius	cm	20,3	53,0	
Außenradius	cm	45,1	84,4	
Gesamte radiale Länge	cm	24,8	31,4	64,1
Aktive radiale Länge	cm	22,4	29,6	52,0
Anzahl der Zellen		30	60	90
Winkelabdeckung für $\theta$	Grad	$25 < \theta < 155$	$38 < \theta < 142$	
notwendiges $p_T$ zur Durchquerung	MeV	80	150	
Signaldrähte pro Zelle		24	32	
Signaldrähte insgesamt		720	1920	2640
Kathodendrähte pro Zelle		49	65	
Kathodendrähte insgesamt		1470	3900	5370
Potentialdrähte pro Zelle		50	66	
Potentialdrähte insgesamt		1500	3960	5460
Felldrähte pro Zelle		10	10	
Felldrähte insgesamt		300	600	900
Signaldrahtabstand	mm	10,16	10,16	
Minimale Driftstrecke	mm	22,9	28,5	
Maximale Driftstrecke	mm	44,5	43,1	

**Tabelle 4.1:** Einige Daten der CJC [aus H1D93].

Die einzelnen Signaldrähte sind durch je zwei Potentialdrähte voneinander getrennt. Damit ist eine unabhängige Einstellung des Driffeldes und des Gasverstärkungsfeldes möglich. Darüber hinaus wird das Übersprechen (*cross-talk*) zwischen zwei benachbarten Signaldrähten durch die bessere Abschirmung um den Faktor 2 gegenüber einer Anordnung mit nur einem Potentialdraht reduziert.

Die Kathodendrähte bilden den azimuthalen Abschluß des Driftraumes und trennen die einzelnen Driftzellen voneinander. Die angelegte Hochspannung variiert mit dem Abstand

zum nächstgelegenen Signaldraht, um ein gleichförmiges Driftfeld über die gesamte Driftzelle zu ermöglichen.

Nach innen bzw. außen wird das Driftfeld durch Felddrähte begrenzt. Die Tabelle 4.1 faßt einige Daten bezüglich der CJC zusammen.

Wie in der Abbildung 4.1 zu erkennen ist, sind die einzelnen Driftzellen gegenüber der radialen Ausrichtung geneigt. Der Neigungswinkel beträgt  $30^\circ$ . Diese Anordnung bietet folgende Vorteile:

- Sie trägt zur Kompensation des Lorentzwinkel  $\alpha_L$  bei. Damit verbessert sich die Ortsauflösung in der  $r-\phi$  Ebene. Der Grund liegt darin, daß für hochenergetische Teilchen, die den Driftraum geradlinig durchqueren, die Driftelektronen sich senkrecht zur Spur des Teilchens bewegen.
- Jedes Teilchen, das sowohl die CJC1 als auch die CJC2 durchquert, kreuzt entweder in der CJC1 oder in der CJC2 mindestens eine Signaldrahtebene. Der Abstand der Spur des Teilchens zu dem Signaldraht wird in solchen Fällen minimal. Es kann in guter Näherung  $t_{Drift} = 0$  gesetzt werden. Aus Gleichung 3.3 folgt, daß damit der Zeitpunkt  $t_p$  des Durchganges des Teilchens durch die Driftzelle bestimmt ist. Mit Gleichung 3.6 ergibt sich dann, daß der tatsächlich gemessene Wert  $t_{gemessen}$  für Kreuzer der Signaldrahtebene dem Offset  $t_0$ , und damit ungefähr dem Ereignis-Zeitnullpunkt, entspricht. Dies ermöglicht ein Triggersignal. Die frühe Kenntnis eines (ungefähren) Wertes für  $t_0$  ist zudem für die weitere Spurrekonstruktion eines Ereignisses von entscheidender Bedeutung. Aus den verschiedenen Zeitnullpunkten  $t_0$  für die verschiedenen Spuren eines Ereignisses wird bei der vollständigen Spurrekonstruktion der endgültige Ereignis-Zeitnullpunkt für das gesamte Ereignis gebildet, der auch kurz als Ereignis- $T_0$  bezeichnet wird.
- Signale, die zu *einer* ursprünglichen Spur gehören, erreichen aufgrund der unterschiedlichen Driftstrecken benachbarte Signaldrähte zu unterschiedlichen Zeitpunkten. Ein Übersprechen wird dadurch, zusätzlich zu dem Effekt durch das Staggering, weiter unterdrückt. Damit kann auf eine elektronische Kompensation verzichtet werden.
- Für die Spurrekonstruktion ist von Bedeutung, daß die sogenannten 'Spiegel-spuren' in der jeweiligen Nachbarzelle keine Fortsetzung finden. Damit ist ein weiteres Kriterium zur korrekten Spurfundung gegeben.
- Besondere Bedeutung hat, daß durch die Neigung um  $30^\circ$  für die allermeisten Spuren mehrere Kreuzungen mit den Signaldrahtebenen und/oder den Kathodendrahtebenen auftreten. Dies ermöglicht eine Kalibration der CJC ohne äußere Referenz. Die CJC entspricht somit dem Typ einer sogenannten selbstkalibrierenden Kammer.

Abschließend werden in Tabelle 4.2 einige Größen bezüglich der erreichten Meßgenauigkeit gezeigt.

Auflösung	Runperiode 1993
Ortsauflösung in der $r-\phi$ Ebene	145 $\mu\text{m}$
Ortsauflösung in $z$	2,5 cm
Doppelspurauflösung	2,5 mm
dE/dx Auflösung	10 %

Tabelle 4.2: Erzielte Auflösungen der CJC in der Betriebsperiode 1993 [STE94].

## 4.2 Das Auslesesystem der CJC

In Kapitel 3 wurde beschrieben, wie durch die Gasverstärkung die bei einer Primärisation freigesetzten Elektronen auf einem Signaldraht ein meßbares Signal erzeugen. Diese Signale müssen durch ein Auslesesystem verstärkt, digitalisiert und zur weiteren Analyse zwischengespeichert werden. Die Abbildung 4.3 zeigt das Schema der elektronischen Datenauslese der CJC.

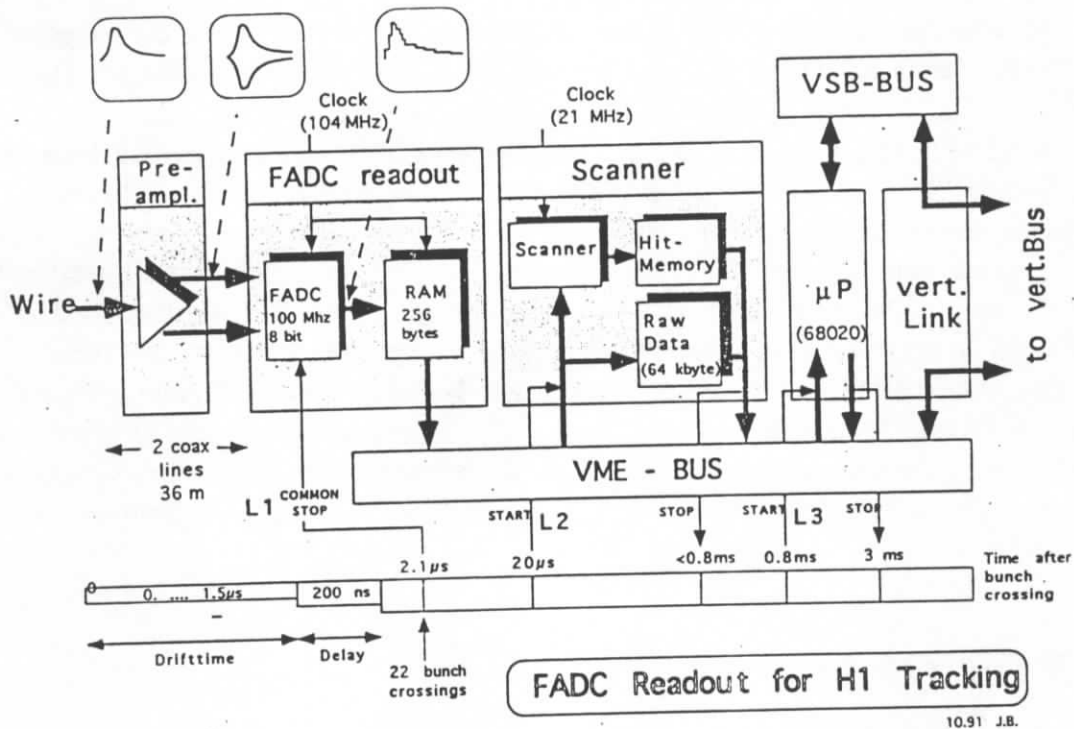


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des elektronischen Datenauslesesystems der CJC.

Die Signaldrähte der CJC sind an beiden Enden mit Vorverstärkern verbunden. Die für beide Enden eines Signaldrahtes getrennt erfolgende Auslese ist notwendig für eine getrennte Messung der jeweiligen Ladungsmenge  $Q^+$  und  $Q^-$ . Die Vorverstärker befinden sich unmittelbar auf den Endwänden der CJC. Das von den Vorverstärkern erzeugte bipolare Signal ist hinreichend groß, um ohne weitere Verstärkung über Multikoaxialkabel von  $\approx 28\text{m}$  Länge zur weiteren Verarbeitung geleitet zu werden. Die übrige Ausleseelektronik befindet sich im sogenannten 'Rucksack' des H1-Detektors.

Die schnellen Analog-Digital-Konverter FADC (flash-analog-to-digital-converter) bilden den nächsten Schritt in der Signalverarbeitung. Sie digitalisieren die von den Vorverstärkern kommenden analogen Signale mit einer Abtastfrequenz von  $104\text{MHz}$ , d.h. ungefähr alle  $10\text{ns}$  wird eine Digitalisierung vorgenommen. Die Abtastfrequenz ist mit der HERA-clock, d.h. mit der Frequenz der Strahlüberkreuzungen von  $10,4\text{MHz}$  synchronisiert. Die FADCs besitzen eine Auflösung von 8 Bit. Sie werden in einem nicht-linearen Modus betrieben. Dadurch wird schon bei kleinen Eingangsspannungen ein minimaler relativer Fehler erreicht, der über den gesamten Meßbereich konstant bleibt.

Jeweils 8 Signaldrähte sind auf einer Vorverstärker-Karte zusammengefaßt. Jeder Signaldraht wird an beiden Enden ausgelesen. Von daher verfügt jede FADC-Karte über 16 Kanäle. Auf den Karten befindet sich für jeden FADC ein eigener Ringspeicher (RAM) mit einer Tiefe von 256 Worten. Die einzelnen FADCs schreiben die digitalisierten Signalwerte in ihren jeweiligen Ringspeicher. Dies entspricht der Zwischenspeicherung in einer Pipeline, wie sie in Kapitel 2.4 beschrieben wurde. Der kontinuierliche Digitalisierungs- und Speicherungsprozeß wird allein für den Fall eines positiven Triggersignals (L1keep) unterbrochen. Erfolgt das L1keep-Signal, so werden die Ringspeicher von einer sogenannten Scannerkarte ausgelesen. Während dieser Zeit können keine weiteren Signaldrahtpulse verarbeitet werden (Totzeit).

Der Scanner erfüllt zwei Funktionen. Zum einen liest er blockweise die Ringspeicher der FADC-Karten aus. Dabei sind jeweils 16 FADC-Karten zusammengefaßt. Die Daten der ausgelesenen Karten werden in einen weiteren Zwischenspeicher, der sich auf der Scannerkarte befindet, kopiert. Während dieses Vorganges, dies entspricht der zweiten Funktion des Scanners, werden die FADC-Digitalisierungen nach Signalen abgesucht. Die Adressen dieser Signale, d.h. also der registrierten Treffer (Hits) auf den Signaldrähten, werden zusätzlich in einem 'Hitmemory' gespeichert. Für die nachfolgende Signalanalyse müssen dann nicht mehr alle FADC-Digitalisierungen untersucht werden, sondern nur diejenigen, in denen tatsächlich von Null verschiedene Signalpulse bestimmt wurden.

Der vorerst letzte Schritt in der Datenauslese besteht in der Bestimmung der auf den jeweiligen Signaldrähten deponierten Ladung ( $Q$ ) und der entsprechenden Driftzeit ( $t_{\text{Drift}}$ ) aus den durch die Signaldrähte gelieferten und so weit wie bisher beschrieben verarbeiteten Signalen ( $Qt$ -Analyse). Sie erfolgt mit Hilfe von Mikroprozessoren, den front-end-prozessoren FEP.

### 4.3 Die $Qt$ -Analyse

Die entscheidenden Meßgrößen einer Driftkammer sind die Driftzeiten sowie die auf den Signaldrähten deponierten Ladungen. Diese Informationen müssen aus der Form der Signaldrahtpulse bestimmt werden. Die Bestimmung der Driftzeiten und der deponierten Ladungen aus den einzelnen Signaldrahtpulsen wird als  $Qt$ -Analyse bezeichnet. Die  $Qt$ -Analyse verläuft in mehreren Schritten.

**Linearisierung.** In einem ersten Schritt müssen die FADC-Digitalisierungen aufgrund der nicht-linearen Kennlinie der FADC linearisiert werden.

**Treffersuche.** In einem zweiten Schritt werden die eigentlichen Signale (Hits) gesucht. Es werden dabei nur die durch das 'Hitmemory' der Scannerkarte vorselektierten

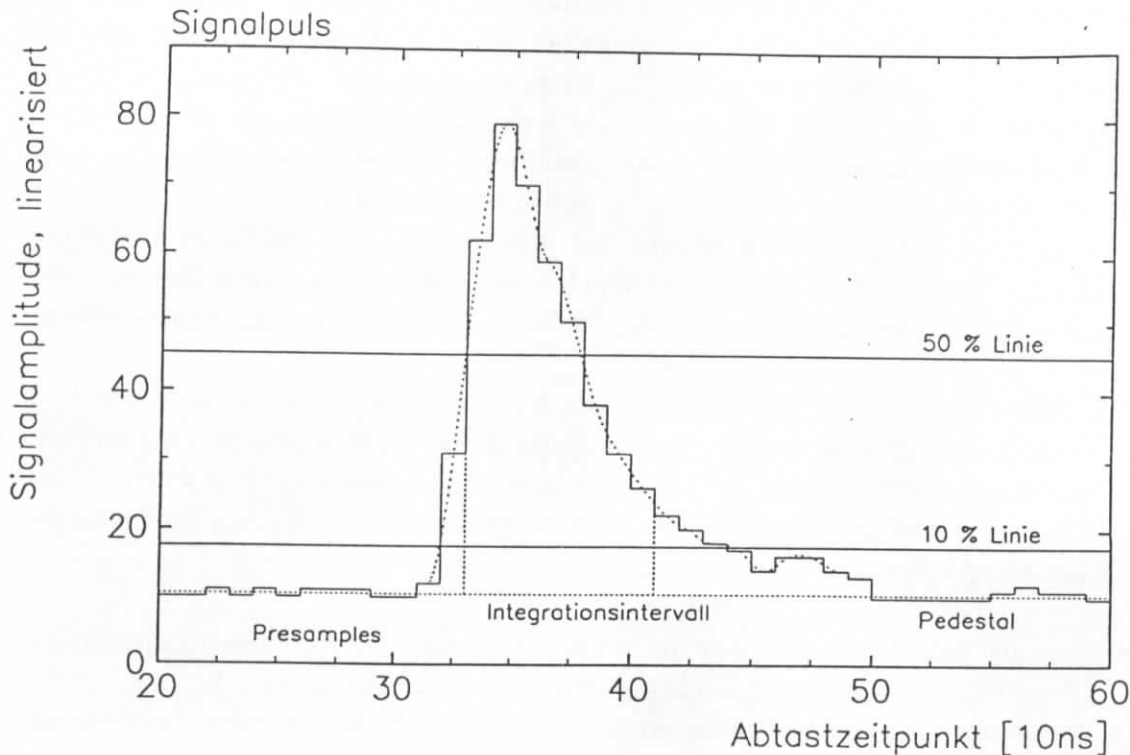
Bereiche untersucht. Zum Auffinden eines Treffers werden verschiedene Schwellenwerte vorgegeben, deren Überschreitung einen weiterzuverarbeitenden Signalpuls definiert. Auf diese Weise werden z.B. durch elektronisches Rauschen verursachte oder extrem schwache Signale unterdrückt, die von der Vorselektion auf der Scannerkarte noch akzeptiert wurden.

**Pedestalbestimmung.** In einem dritten Schritt wird ein Pedestalwert bestimmt. Dazu werden alle Digitalisierungen um einen Offset von 10 Einheiten erhöht und der Median aus sechs sogenannten 'Presamples' bestimmt, der dann nachfolgend als Pedestalkorrektur berücksichtigt werden muß. Unter 'Presampel' werden dabei diejenigen Einträge verstanden, die sich in den (sechs) Zeitbins unmittelbar *vor* dem Beginn des Signalanstieges befinden.

Die Abbildung 4.4 zeigt einen typischen Signaldrahtpuls, wie er nach erfolgter Linearisierung, Treffersuche und Pedestalbestimmung der weiteren  $Q_t$ -Analyse zugrundeliegt. Man erkennt die durch die FADC-Digitalisierungen bestimmten Zeitbins von je  $10ns$ . Die Signalform ist stark asymmetrisch. Der unterschiedliche Verlauf von Anstiegsflanke und anschließendem Abfall erklärt sich wie folgt.

- Die bei der Primärionisation freigesetzten Elektronen erreichen die jeweiligen Signaldrähte zu unterschiedlichen Zeiten. Diejenigen Elektronen, die entlang einer Isochronen freigesetzt werden, erreichen den Signaldraht zum gleichen Zeitpunkt. Verläuft eine Spur über einen größeren Bereich annähernd tangential zu einer Isochronen, so erreichen viele Elektronen den Signaldraht ungefähr gleichzeitig. Dies ist z.B. bei hochenergetischen Teilchen aus dem Bereich des Strahlrohres der Fall. Die meisten Einträge entfallen dann in die ersten Bins der digitalisierten Signalform. Dadurch erklärt sich der steile Anstieg. Dieser Anstieg wird durch Diffusionsprozesse während der Drift verschmiert. Die Vorverstärkung und der Transfer durch die Multikoaxialkabel tragen ebenso zur Abschwächung des Anstieges bei. Man erhält einen Anstieg des Signals von 20% auf 80% des Maximalwertes innerhalb von  $\approx 18ns$  [SCH93].
- Diejenigen Elektronen, die in Bereichen freigesetzt werden, wo der Winkel zwischen der Teilchenspur und den Isochronen so groß wird, daß nicht mehr von einer tangentialen Näherung ausgegangen werden kann, erreichen in größeren zeitlichen Abständen den Signaldraht. Pro Zeitbin werden weniger Elektronen registriert. Es erfolgt ein langsamer Abfall des Signalpulses. Aufgrund der niedrigeren Statistik machen sich sowohl Schwankungen in der Anzahl der bei der Primärionisation freigesetzten Elektronen, als auch Einflüsse der Vorverstärker bemerkbar. Es kommt zu erheblichen Variationen in der Form des Signalabfalls.

Die typische Signallänge beträgt ungefähr  $200ns$  ( $\approx 20$  FADC-Zeitbins). Die relevanten Informationen über die Driftzeit sind im kurzen Anstieg enthalten. Für die Bestimmung der Ladung  $Q$  muß ein längerer Integrationsabschnitt innerhalb des Signalpulses benutzt werden. Bei der  $Q_t$ -Analyse wird im weiteren wie folgt verfahren.



**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung eines typischen Signaldrahtpulses, wie er in der  $Qt$ -Analyse vorliegt. Die verschiedenen Markierungen werden im Text erläutert.

**Zuordnung der Pulse.** Zunächst wird versucht, eine Zuordnung der Signalpulse der beiden Enden eines Signaldrahtes vorzunehmen. Zwei als Treffer akzeptierte Signalpulse, die an je einem Ende ein und desselben Signaldrahtes ausgelesen wurden, werden dem gleichen ursprünglichen Teilchen zugeordnet, wenn

- ihre Anstiegsflanken nicht mehr als zwei Zeitbins auseinander liegen
- oder
- eine Überlappung im Bereich zwischen Signalbeginn und Signalmaximum vorliegt

**Bestimmung der Driftzeit.** Für zwei einander zugeordnete Signalpulse wird gemeinsam die Driftzeit ermittelt. Das Verfahren wird als Leading-Edge-Algorithmus bezeichnet. Für beide Signalpulse wird zunächst getrennt durch lineare Interpolation derjenige Zeitpunkt  $t_{50\%}$  ermittelt, an dem die jeweilige Amplitude den halben Maximalwert erreicht. In der Abbildung 4.4 entspricht dies dem Zeitpunkt des ersten Schnittpunktes der gestrichelten Anpassungsfunktion an den Signalpuls mit der 50%-Linie. Es wird weiter die maximale Steigung  $s_{max}$  zwischen zwei Digitalisierungen im Bereich des Signalanstiegs ermittelt. Danach werden die jeweiligen Mittelwerte gebildet:

$$t_{50\%_{ges}} = \frac{1}{2} \cdot (t_{50\%_{links}} + t_{50\%_{rechts}}) \quad (4.1)$$



$$s_{50\%} = \frac{1}{2} \cdot (s_{\max_{links}} + s_{\max_{rechts}}) \quad (4.2)$$

Mit Hilfe von  $t_{50\%_{ges}}$  und  $s_{50\%}$  wird ein Zeitpunkt  $t_{10\%}$  bestimmt, d.i. der Zeitpunkt, bei dem ein Puls, der den gemittelten Werten  $t_{50\%_{ges}}$  und  $s_{50\%}$  entspricht, 10% seiner maximalen Pulshöhe erreicht hätte. In der Abbildung 4.4 entspricht dies dem Zeitpunkt des ersten Schnittpunktes der gestrichelten Anpassungsfunktion an den Signalpuls mit der 10%-Linie. Der Wert von  $t_{10\%}$  wird als Ankunftszeit der ersten Elektronen veranschlagt. Gemäß der Konvention aus Abschnitt 3.5 kann  $t_{10\%}$  mit der dort eingeführten Größe  $t_{gemessen}$  identifiziert werden:

$$t_{10\%} \equiv t_{gemessen} \quad (4.3)$$

Als Einheit wird  $1/50$  eines FADC-Abtastzeitraumes (FADC-Clock) benutzt. Bei einer Abtastfrequenz von  $104MHz$  entspricht  $1/50$  FADC-Clock  $\approx 0,2ns$ . In dieser Arbeit wird eine  $0,2ns$  Zeiteinheit als *clockbin* bezeichnet.

$$1 \text{ clockbin} \equiv \frac{1}{50} \text{ FADC - Clock} \approx 0,2ns \quad (4.4)$$

**Bestimmung der Ladung.** Nach der Bestimmung der Driftzeit erfolgt die Bestimmung der Ladungen  $Q^+$  bzw.  $Q^-$ . Hierzu muß über einen Teilbereich des Signalpulses integriert werden. Bei der Festlegung der Integrationslänge gilt es, zwei gegenläufige Effekte abzuwägen.

- Wird die Integrationslänge zu kurz gewählt, nimmt die Genauigkeit der Ladungsmessung ab, da ein zu kleiner Teil des Signals berücksichtigt wird
- Wird die Integrationslänge zu lang gewählt, erhalten die erheblichen Schwankungen, wie sie im abfallenden Teil des Signals auftreten, zu großen Einfluß

Der gewählte Modus besteht darin, über die Länge von 8 Zeitbins ( $\approx 80ns$ ) zu integrieren. Als Startpunkt dient der  $t_{50\%}$ -Wert.

**Pulssubtraktion.** Als letzter Schritt der  $Qt$ -Analyse wird geprüft, ob ein zweiter Signalpuls auf dem gleichen Signaldraht so nahe auf den vorgängigen Signalpuls folgt, daß es zu einer Überlappung kommt. In einem solchen Fall wird, um die Überlappung zu kompensieren, eine Pulssubtraktion durchgeführt. Dazu wird eine Standard-Pulsform dem ersten Signalpuls angeglichen und dann von diesem subtrahiert. Danach erfolgt die Analyse des zweiten, nachfolgenden Signalpulses analog dem hier zuvor beschriebenen Verfahren. Durch die Pulssubtraktion kann die Doppelspurauflösung deutlich verbessert werden.

Mit Hilfe der in den Abschnitten 4.2 und 4.3 beschriebenen Verfahren werden sämtliche 2640 Signaldrähte der CJC1 und CJC2 ausgelesen. Für jeden einzelnen Signaldraht, und wiederum für jeden einzelnen Signalpuls auf diesem Signaldraht<sup>6</sup>, werden die Größen

<sup>6</sup> Die maximale Anzahl der zu verarbeitenden Signalpulse (Treffer) auf einem Signaldraht pro Ereignis beträgt  $\approx 20$ .

$t_{\text{gemessen}}$ ,  $Q^+$  und  $Q^-$  bestimmt. Diese Meßgrößen werden in die BOS-Bank 'CRJE' geschrieben. Die 'CRJE'-Bank ist damit die entscheidende Eingabebank für die im nachfolgenden Kapitel beschriebene Spurrekonstruktion.

## 4.4 Die Spurrekonstruktion

### 4.4.1 Die Spurparametrisierung

Die CJC befindet sich innerhalb einer supraleitenden Spule, die ein nominelles Magnetfeld von  $1,15T$  erzeugt. Die magnetischen Feldlinien verlaufen parallel zur  $z$ -Achse. Der Feldvektor zeigt in  $+z$  - Richtung. Infolge der Lorentzkraft erfahren geladene Teilchen eine Ablenkung. Die Bahnkurven dieser Teilchen lassen sich als Helix beschreiben. Zur Parametrisierung einer Helix werden 5 Parameter benötigt. Für die Spurrekonstruktion werden gewählt:

- Der inverse Krümmungsradius:  $\kappa = 1/r$
- Der kleinste Abstand zum Ursprung in der  $x$ - $y$  Ebene:  $d_{ca}$ <sup>7</sup>
- Der Azimutalwinkel am  $d_{ca}$ :  $\phi$
- Der Polarwinkel am  $d_{ca}$ :  $\theta$
- Der  $z$ -Wert am  $d_{ca}$ :  $z_0$

$\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$

Eine Projektion der Spurhelix in die  $x$ - $y$  Ebene, d.h. der Ebene senkrecht zu den Signaldrähten der CJC, läßt sich durch einen Kreis parametrisieren. Die Kreisgleichung in den Polarkoordinaten  $r$  und  $\varphi$  ist gegeben durch:

$$\frac{1}{2} \cdot \kappa \cdot (r^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa \cdot d_{ca}) \cdot r \cdot \sin(\phi - \varphi) - d_{ca} = 0 \quad (4.5)$$

Die Vorzeichenkonvention für  $\kappa$  und  $d_{ca}$  ist so getroffen, daß bei einer Änderung des Vorzeichens von  $\kappa$  das Vorzeichen des  $d_{ca}$  erhalten bleibt. Dies ist sinnvoll im Hinblick auf hochenergetische Teilchen, die die CJC annähernd geradlinig durchqueren. Die Richtung der Krümmung ist dabei nur schwer zu bestimmen, denn in diesen Fällen ist  $\kappa$  sehr klein und bereits eine minimale Variation von  $\kappa$  kann eine Vorzeichenänderung bedeuten. Würde sich das Vorzeichen des  $d_{ca}$  ebenfalls ändern, so würde der  $d_{ca}$  sprunghaft seine Lage verändern, was für die iterativ vorgehende Spurrekonstruktion ein Nachteil wäre. Die Abbildung 4.5 illustriert die Vorzeichenkonvention.

<sup>7</sup> distance of closest approach

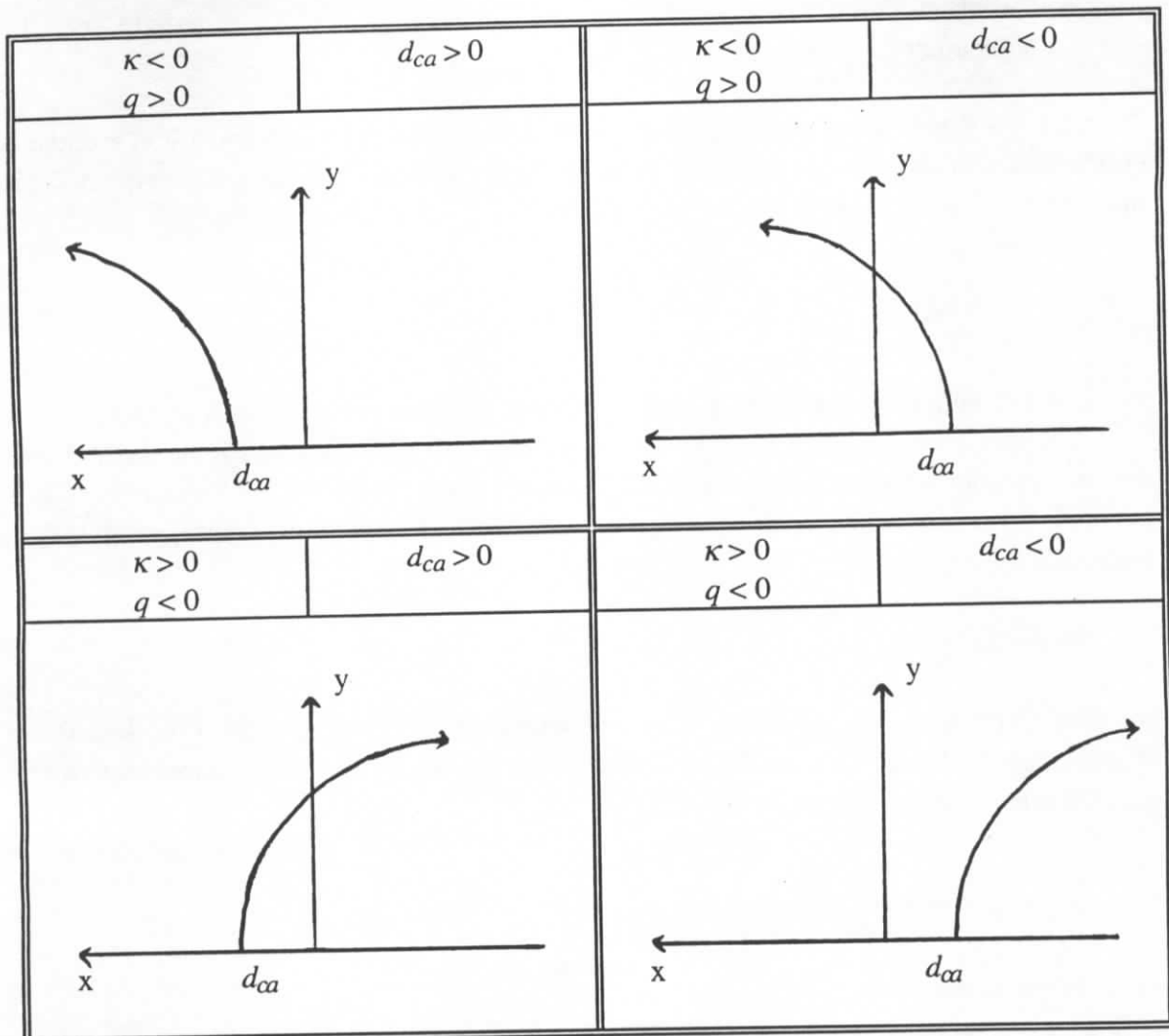


Abbildung 4.5: Vorzeichenkonvention der Spurparameter  $\kappa$  und  $d_{ca}$ .

Zur Bestimmung der Vorzeichen wird die Spur in der  $x$ - $y$  Ebene so gedreht, daß der  $d_{ca}$  auf der  $x$ -Achse zu liegen kommt, und die Spur sich hin zu positiven  $y$ -Werten entwickelt. Das Koordinatensystem in Abbildung 4.5 wurde mit der positiven  $x$ -Achse nach links gezeichnet, da dies der H1-Konvention einer 'Blickrichtung' in Flugrichtung der Strahlprotonen entspricht. Bei der angegebenen Ladung  $q$  ist zu beachten, daß sich diese auf die Richtung der Spur bezieht. Die Richtung einer Spur ist so definiert, daß das Teilchen sich immer vom  $d_{ca}$  fortbewegt. Diese Annahme ist richtig für Teilchen, die aus dem Bereich des Strahlrohres, z.B. vom nominellen Wechselwirkungspunkt, kommen. Für diese Teilchen nimmt der radiale Abstand zum Koordinatenursprung beständig zu. Für Teilchen, die innerhalb der CJC z.T. eine rückläufige Bewegungsrichtung aufweisen, d.h. deren Abstand zum Koordinatenursprung zeitweise abnimmt, ist diese Annahme jedoch falsch. Solche Teilchen sind z.B.:

- (a) kosmische Myonen, die die CJC von außen erreichen

- (b) Teilchen, deren Transversalimpuls  $p_T$  so gering ist, daß sie innerhalb der CJC aufspiralen

Mit den Konventionen bezüglich der Spurrichtung und der Vorzeichen von  $\kappa$  und  $d_{ca}$  ergibt sich, daß als eine *durchgängige* Spur maximal ein Halbkreis vom Startpunkt  $d_{ca}$  bis hin zum Punkt  $R_{max}$  akzeptiert wird, wobei gilt:

$$R_{max} = \left| 2 \cdot \frac{1}{\kappa} - d_{ca} \right| \quad (4.6)$$

In Gleichung 4.6 bedeutet  $R_{max}$  den maximalen Abstand der Teilchenspur, projiziert in die  $x$ - $y$  Ebene, zum Koordinatenursprung. Sobald ein Teilchen eine Bewegung ausführt, bei der sein radialer Abstand innerhalb der CJC zeitweise sowohl zu- als auch abnimmt (siehe (a) und (b)), wird seine Spur in zwei separate Spuren, mit dem Teilungspunkt  $d_{ca}$ , aufgeteilt.

### $\theta$ und $z_0$

Die Größen  $\theta$  und  $z_0$  sind in der  $s$ - $z$  Ebene definiert, wobei  $s$  die Projektion der Bogenlänge der Spur in die  $x$ - $y$  Ebene bedeutet. Die beiden Größen  $\theta$  und  $z_0$  werden durch eine Geradenanpassung bestimmt, wobei gilt:

$$\theta = \arctan\left(\frac{1}{dz/ds}\right) \quad (4.7)$$

## 4.4.2 Das Rekonstruktionsschema

Die Meßpunkte in der  $r$ - $\phi$  Ebene ergeben sich aus den Abständen der Bahnkurve des ionisierenden Teilchens zu den einzelnen Signaldrähten. Mit Hilfe der Driftzeit läßt sich für jeden Signaldraht ein Abstand  $s$  ausrechnen, in dem das Teilchen den jeweiligen Signaldraht passiert hat. Die Auflösung in der  $r$ - $\phi$  Ebene beträgt  $145\mu\text{m}$  (vergleiche Tabelle 4.2).

Die Meßpunkte in der  $r$ - $z$  Ebene werden mit Hilfe der Ladungsteilungsmethode aus den Werten für  $Q^+$  und  $Q^-$  bestimmt. Die erzielte Auflösung beträgt  $\approx 2,5\text{cm}$ , liegt also um 2 Größenordnungen über derjenigen in der  $r$ - $\phi$  Ebene. Von daher wird zunächst versucht, Spuren in der  $s$ - $\phi$  Ebene zu finden, um erst in einem zweiten Schritt die Werte für  $\theta$  und  $z_0$  zu bestimmen.

Zur Runperiode 1994 wurde ein neues CJC-Rekonstruktionsprogramm installiert [BLO93]. Das neue CJC-Spurrekonstruktionsprogramm weist neben einigen anderen Modifikationen vor allem die folgenden wesentlichen Änderungen gegenüber der vorgängigen Version auf:

- Es werden nur Informationen der CJC benutzt ('CRJE-Bank')

- In einem zusätzlichen Schritt wird eine erneute Anpassung der  $z$ -Werte durchgeführt. Die Anpassung erfolgt unter der Zwangsbedingung eines festgestellten Ereignis-Vertex. Die übrigen Parameter werden gemäß des festgestellten Vertex verändert
- Es wird eine fortlaufende Bestimmung der Kalibrationskonstanten vorgenommen
- Es wird versucht, sogenannte *readout*-Fehler zu kompensieren. Unter einem *readout-Fehler* versteht man, daß teilweise, bedingt durch Fehler im Ausleseprozeß, eine systematische Verschiebung der Meßwerte meistens einer gesamten Auslesegruppe von 8 Signaldrähten auftritt. Man beobachtet einen Versatz der rekonstruierten Meßpunkte von 8 Signaldrähten gegenüber einer durchgängigen Spur, die sich aus den Meßwerten der benachbarten Signaldrahtgruppen ergibt<sup>8</sup>

Die Auswertungen in dieser Arbeit sind auch für die Daten aus dem Jahr 1993 durchgängig auf der Basis des neuen Rekonstruktionsprogrammes durchgeführt. Das neue CJC-Rekonstruktionsprogramm gliedert sich in drei Schritte:

1. Eine schnelle Rekonstruktion (L4-Level)
2. Die vollständige Spurrekonstruktion (L5-Level)
3. Eine erneute Anpassung der Spurparameter bei festgestelltem Vertex

### Die schnelle Rekonstruktion

Dieses Modul ist für den Einsatz auf der Filterfarm (L4-Trigger) bestimmt. Aus diesem Grund muß es besonders schnell arbeiten. Die erreichte Geschwindigkeit liegt um einen Faktor 5 - 20 höher als bei der vollen Rekonstruktion. Es wird versucht, durchgängige Spuren über beide CJC-Ringe zu finden, die auch als Grundlage für Triggerentscheidungen dienen. Für Spuren mit einem  $p_T > 150 \text{ MeV}$  und einem  $d_{ca} < 20 \text{ cm}$  wird eine hinreichende Effizienz erreicht. Die Spurensuche selbst verläuft wiederum in drei Schritten:

- (a) Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes bzw. des Offsets  $T_0$
- (b) Suche nach kurzen, zusammengehörigen Spurstückchen (Tripeln)
- (c) Definition der Spuren und Bestimmung der entsprechenden Spurparameter

(a) Entscheidend für die erfolgreiche Spurrekonstruktion ist die Kenntnis des Ereignis-Zeitnullpunktes  $T_0$ . Nach Gleichung 3.7 läßt sich mit Hilfe der gemessenen Zeit  $t_{\text{gemessen}}$  und dem Ereignis-Zeitnullpunkt  $T_0$  die Driftstrecke  $s$  bestimmen:

$$s = v_{\text{Drift}} \cdot (t_{\text{gemessen}} - T_0) \quad (4.8)$$

<sup>8</sup> Ab dem Sommer 1994 konnte der verursachende Fehler in der Ausleseelektronik abgestellt werden.

$T_0$  wird dabei angenähert durch die minimalen Werte für  $t_{gemessen}$ . Diese entsprechen den Kreuzungen der Teilchenspur mit den Signaldrahtebenen. Sämtliche Driftzeiten  $t_{gemessen}$  eines Ereignisses werden dazu in ein Histogramm eingetragen und der Schwellenwert als (provisorisches)  $T_0$  genommen. Für die Berechnung der Driftstrecke wird weiter die Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  benötigt. Für  $v_{Drift}$  wird zunächst ein Standardwert benutzt, der im Laufe der Spurrekonstruktion aufgrund seiner Korrelation mit dem angenommenen Wert für  $T_0$  modifiziert wird.

Mit Hilfe von  $T_0$ ,  $v_{Drift}$  sowie dem jeweiligen Wert für  $t_{gemessen}$  lassen sich die Meßpunkte in der  $r$ - $\phi$  Ebene gemäß Gleichung 4.8 bestimmen. Es ist zunächst nicht eindeutig, auf welcher Seite eines Signaldrahtes die Spur sich befunden hat. Die beiden möglichen Punkte  $s$  und  $s'$ , die im Abstand  $|s|$  links bzw. rechts von der Signaldrahtebene liegen, werden als Spiegeltreffer bezeichnet. Diese Zweideutigkeit wird erst im dritten Schritt (c) der Spurfindung aufgelöst.

(b) Zunächst wird innerhalb einer Driftzelle nach möglichen zusammengehörigen Tripeln von Signaldrähten mit den Nummern  $n-2$ ,  $n$ ,  $n+2$  gesucht. Für ein solches Tripel läßt sich bereits ein hinreichend genauer Wert für  $\kappa$  und  $\phi$  berechnen.

(c) In einem dritten Schritt werden die gefundenen Tripel sortiert und zu längeren Spuren zusammengesetzt, wobei sowohl mehrere Driftzellen miteinander verbunden werden, als auch die Spuren innerhalb der CJC1 mit denjenigen der CJC2. Spuren niederenergetischer Teilchen werden unterdrückt. Die Auflösung zwischen einer "richtigen" Spur und einer Spiegelspur ist in den allermeisten Fällen möglich, insofern

- Spiegelspuren keine Fortsetzung in der benachbarten Driftzelle besitzen
- Durch das Staggering die vermeintlichen Treffer der Spiegelspur einen Versatz zeigen

### Die vollständige Spurrekonstruktion (Standardversion)

Auch die Spurfindung im Rahmen des CJCREC-Moduls läßt sich in die drei Schritte (a), (b) und (c) unterteilen. Es werden die durch die schnelle Rekonstruktion bereits bestimmten Spuren sowie die Konstanten  $v_{Drift}$  und  $T_0$  übernommen.

(a) Als erstes wird die Optimierung der Werte für  $v_{Drift}$  und  $T_0$  versucht. Es wird ausgenutzt, daß durch ein falsches  $T_0$  ein Versatz einer Spur sowohl beim Durchgang durch eine Signaldraht-, als auch eine Kathodenebene auftritt. Es werden weiter für eine übernommene Spur alle theoretisch möglichen Werte für  $t_{gemessen}$  für alle Signaldrähte entlang der Extrapolation der Spur durch die gesamte CJC berechnet. Damit werden weitere mögliche Treffer, die bisher noch nicht berücksichtigt wurden, für die Spur aufgesammelt. Durch Variation von  $v_{Drift}$  und  $T_0$  werden die Differenzen zwischen Meßwert und extrapolierten Werten minimiert. Man erhält für solche Spuren veränderte, miteinander korrelierte Wertepaare für  $v_{Drift}$  und  $t_0$ . Diese Einzelspurwerte unterscheiden sich i.a. von denjenigen der anderen Spuren. Mit diesen Werten wird eine erneute Spuranpassung mit Hilfe der Kreisgleichung 4.5 an alle Meßpunkte einer Spur durchgeführt. Treffer, die für diese Spuren verwendet werden, stehen für andere Spuren nicht mehr zur Verfügung. Aus

den Wertepaaren  $v_{Drift}$  und  $t_0$  für die einzelnen Spuren wird schließlich ein Gesamtwert (Ereignis- $T_0$ ) für das Ereignis ermittelt.

(b) Um weitere Spuren, die bei der schnellen Rekonstruktion nicht gefunden wurden, zu bestimmen, wird erneut versucht, aus zusammenpassenden, noch nicht benutzten Treffern Tripel zu bilden. Das Vorgehen erfolgt analog zur schnellen Rekonstruktion. Es werden Signaldrähte mit den Nummern  $n-1$ ,  $n$ ,  $n+1$  verwendet.

(c) In einem letzten Schritt wird für die neu gefundenen Spuren eine Spuranpassung mit Hilfe der Kreisgleichung durchgeführt. Für alle Spuren wird eine Geradenanpassung in der  $s$ - $z$  Ebene durchgeführt und  $\theta$  (über  $dz/ds$ ) und  $z_0$  bestimmt.

Die Ausgabebank der vollständigen CJC-Spurrekonstruktion hinsichtlich der Spurparameter ist die 'CJKR'-Bank<sup>9</sup>.

### Vertex-Anpassung

Aufgrund der Ungenauigkeit der  $z$ -Messung durch die CJC ist eine Geradenanpassung in der  $s$ - $z$  Ebene schwierig. Durch falsche Zuordnung der Ladungen  $Q^+$  und  $Q^-$  können Abweichungen bis zu  $1m$  entstehen. Wäre der Vertex eines Ereignisses bekannt, so ließen sich mit Hilfe dieses festgestellten  $z$ -Wertes einfacher die übrigen  $z$ -Werte einer Spur herausfinden. Über die  $x$ - bzw.  $y$ -Werte des festgestellten Vertex wäre rückwirkend auch eine erneute Verbesserung der Werte für  $\kappa$  und  $\phi$  möglich.

Dieses Prinzip ist im Vertexanpassungs-Modul realisiert. Aus den Spurdaten der 'CJKR'-Bank wird ein (primärer) Vertex berechnet. Ebenso werden mögliche sekundäre Vertices, z.B. hervorgerufen durch den Zerfall neutraler Teilchen, die vom primären Vertex ausgehend zunächst keine mit der CJC meßbaren Spuren hinterlassen, berechnet. Dann werden die 'CJKR'-Spuren mit diesen Vertices verglichen. "Paßt" eine Spur z.B. zum ermittelten primären Vertex, so werden für diese Spur die Parameter  $\kappa$  und  $\phi$  gemäß des neuen Vertex korrigiert. In der  $s$ - $z$  Ebene dient der festgestellte Vertex als Zwangsbedingung für eine erneute Geradenanpassung. Es wird auf die einzelnen Treffer zurückgegriffen. Durch den festgestellten Vertex wird der "Hebelarm" verlängert und eine Richtung der Spur vorgegeben. Der Fehler in der Geradenanpassung wird erheblich verringert.

### 4.4.3 Einzelspur- und Ereignisgrößen

Am Ende der Spurrekonstruktion der CJC steht eine Anzahl von Größen, die sich entweder auf die Spuren eines Ereignisses im einzelnen, oder auf das Ereignis als ganzes beziehen.

#### Einzelspur-Größen

Neben den in der 'CJKR'-Bank selbst stehenden Einzelspur-Größen gibt es noch weitere, relevante Einzelspur-Größen, die aus diesen berechnet werden können.

- In der  $r$ - $\phi$  Ebene ist die radiale Spurlänge  $L_{Spur}$  definiert durch

<sup>9</sup> Siehe Anhang A.

$$L_{Spur} = R_{Ende} - R_{Start} \quad (4.9)$$

- Aus der Krümmung  $\kappa$  läßt sich mit Hilfe des Magnetfeldes  $\vec{B}$  zunächst der Transversalimpuls  $p_T$  berechnen. Für Teilchen mit einfacher Elementarladung gilt:

$$p_T = 0,3 \cdot B \cdot \frac{1}{\kappa} \quad (4.10)$$

wobei die Einheiten gegeben sind durch:  $p_T$  [GeV];  $\kappa$  [ $m^{-1}$ ];  $\vec{B}$  [T].

Unter der Verwendung des Azimutalwinkels  $\phi$  und des Polarwinkels  $\theta$  lassen sich aus dem Transversalimpuls  $p_T$  die übrigen Impulskomponenten berechnen:

$$\vec{p}_{Ges} = (p_x, p_y, p_z) \quad \text{Gesamtimpuls, mit}$$

$$p_{Ges} = \frac{p_T}{\sin(\theta)} \quad (4.11)$$

$$p_x = p_T \cos(\phi) \quad x\text{-Komponente} \quad (4.12)$$

$$p_y = p_T \sin(\phi) \quad y\text{-Komponente} \quad (4.13)$$

$$p_z = p_{Ges} \cos(\theta) \quad z\text{-Komponente} \quad (4.14)$$

### Ereignisgrößen

Die wichtigsten Ereignisgrößen, die im Rahmen der CJC-Spurrekonstruktion bestimmt werden, sind:

- Der Ereignis-Zeitnullpunkt: Ereignis- $T_0$
- Der Ereignis-Vertex: Vertex- $z_0$
- Die Anzahl der Spuren:  $N_{Spuren}$



## Kapitel 5

# Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes

In diesem Kapitel werden zwei Analyse-Schritte untersucht, die für die Spurrekonstruktion von entscheidender Bedeutung sind. Es handelt sich zum einen um die Bestimmung eines *vorläufigen* Ereignis-Zeitnullpunktes aus einem Driftzeithistogramm. Zum anderen wird die Bestimmung eines *endgültigen* Wertes des Ereignis- $T_0$  aus den verschiedenen Einzelspur-Zeitnullpunkten dargestellt.

### 5.1 Verwendete Daten

In den nachfolgenden Kapiteln 5, 6 und 7 wird die Analyse von Daten beschrieben, die mit Hilfe des H1-Detektors gemessen wurden. Dabei wird durchgängig Gebrauch gemacht von einem bestimmten Datensatz, der im Oktober 1993 aufgezeichnet wurde. Es handelt sich um den Datensatz über den Run 65199, aufgenommen am 12. Oktober 1993. Der Run 65199 wurde als Datenbasis ausgewählt, insofern er zu den "guten" Runs zählt, d.h. alle Detektorkomponenten arbeiteten ohne Fehler. Weiter handelt es sich um eine lange Datennahme, d.h. die Anzahl der gemessenen Ereignisse, die unter annähernd konstanten Bedingungen gewonnen wurden, ist groß. Damit steht für die Analysen eine ausreichende Statistik zur Verfügung, ohne daß besondere systematische Effekte, die sich bei unterschiedlichen Run-Bedingungen ergeben könnten, berücksichtigt werden müssen. Die Anzahl der Ereignisse auf POT-Level beträgt ungefähr 13000. Für die Analyse werden im wesentlichen die Daten auf DST-Level benutzt. Hier beträgt der Umfang des Datensatzes 4101 Ereignisse. Im folgenden ist unter der Bezeichnung Run 65199 immer der Datensatz auf DST-Level über den Run 65199 gemeint. Wo die Untersuchungen es erfordern, werden weitere Daten herangezogen. Diese werden dann in den betreffenden Abschnitten dargestellt.

## 5.2 Die Bestimmung eines vorläufigen Ereignis-Zeitnullpunktes mit Hilfe eines Driftzeithistogrammes

Wie in Abschnitt 4.4 dargestellt wurde, ist ein Hauptproblem bei der Spurrekonstruktion aus den Rohdaten der 'CRJE'-Bank die Kenntnis des Ereignis-Zeitnullpunktes  $T_0$ . Für Ereignisse, die bei einer Überkreuzung der Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete stattfinden, kann versucht werden, ein Zeitsignal zu benutzen, daß auf den Überkreuzungen beruht (*bunch-crossing*- $T_0$ ). Der Zeitpunkt eines Ereignisses wäre bestimmbar aus der Kenntnis derjenigen Zeitpunkte, an denen eine Überkreuzung von Elektronen- und Protonen-Teilchenpaketen stattfindet. Ein solches Zeitsignal ist für die H1-Kollaboration vorgesehen. Allerdings ist dieses externe Zeitsignal auch für die Runperiode 1994 noch nicht verfügbar. Aus diesem Grund muß weiterhin bei der Spurrekonstruktion selbst ein Ereignis-Zeitnullpunkt bestimmt werden.

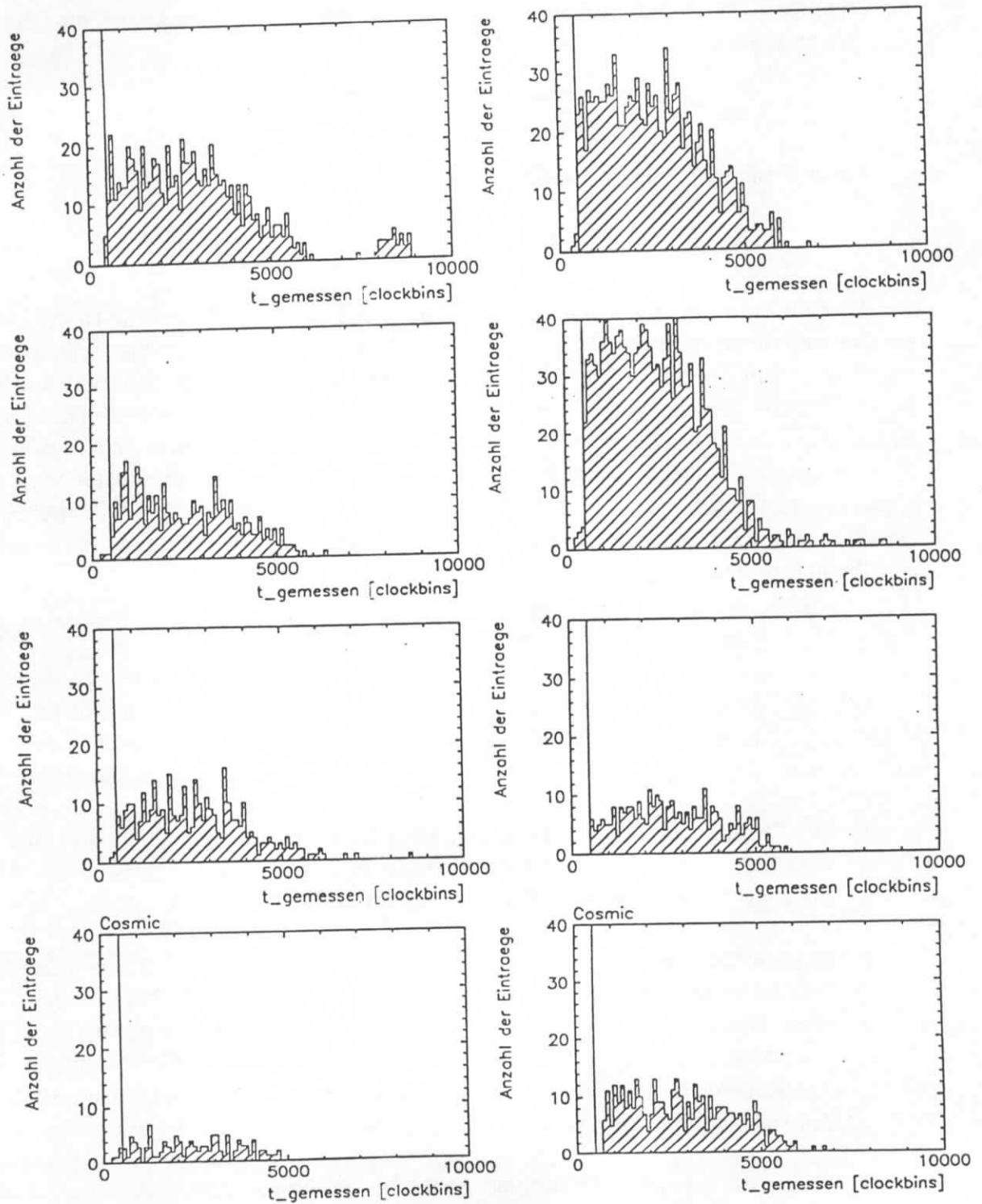
Auch für den Fall, daß ein externes Überkreuzungs-Zeitsignal zur Verfügung steht, ist es sinnvoll, das Ereignis- $T_0$  mit Hilfe der CJC bestimmen zu können:

- Zum einen als Kontroll-Messung des anderweitig bestimmten Zeitsignals
- Zum anderen gibt es Ereignisse, die nicht im Rahmen einer Überkreuzung der Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete eintreten. Für solche Ereignisse muß in jedem Fall eine Bestimmung des Ereignis- $T_0$  bei der Spurrekonstruktion selbst erfolgen

Die Bestimmung des Ereignis- $T_0$  geschieht in mehreren Schritten. In diesem Abschnitt wird dargestellt, wie mit Hilfe eines Driftzeit-Histogrammes eine erste, vorläufige Bestimmung des Ereignis- $T_0$  möglich ist. Die zur Verfügung stehenden Informationen sind:

- Die gemessenen Werte für die Driftzeit,  $t_{gemessen}$
- Die Nummern derjenigen Signaldrähte, an denen die Werte für  $t_{gemessen}$  ausgelesen wurden

Die Abbildung 5.1 zeigt für verschiedene, zufällig ausgewählte Ereignisse die Verteilung der Driftzeit  $t_{gemessen}$ . Die ersten 6 Ereignisse wurden willkürlich aus der Gruppe der ersten 10 Ereignisse des Runs 65199 ausgewählt. Die letzten beiden Ereignisse wurden durch anderweitige Analysen als Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung bestimmt. Sie entstammen ebenfalls dem Run 65199. Sie wurden ausgewählt, um den Effekt eines abweichenden Ereignis-Zeitnullpunktes darzustellen. Die Einheit für die Driftzeit ist in *clockbins* gegeben. 5000*clockbins* entsprechen nach Gleichung 4.4  $\approx 1\mu s$ . Es treten maximale Driftzeiten von 9000*clockbins* auf. Die letzten Driftelektronen erreichen also erst fast  $2\mu s$  nach der zugrundeliegenden Wechselwirkung die Signaldrähte.



**Abbildung 5.1:** Histogramm der in der 'CRJE'-Bank gespeicherten Driftzeit  $t_{\text{gemessen}}$ . Die senkrechte Linie markiert den Schwellenwert bei 5000clockbins.

Es existiert ein Schwellenwert bei  $\approx 500\text{clockbins}$ , bei dem die Verteilung für  $t_{\text{gemessen}}$  sprunghaft ansteigt. Dieser Wert ist durch eine senkrechte Linie markiert. Beim Durchgang eines Teilchens durch die Signaldrahtebene wird der Wert für  $t_{\text{gemessen}}$  minimal. In guter Näherung kann für den Fall, daß eine Teilchenspur die Signaldrahtebene kreuzt, die Driftzeit  $t_{\text{drift}}$  gesetzt werden durch:

$$t_{\text{Drift}} \approx 0 \quad (5.1)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung 4.8 ergibt sich dann:

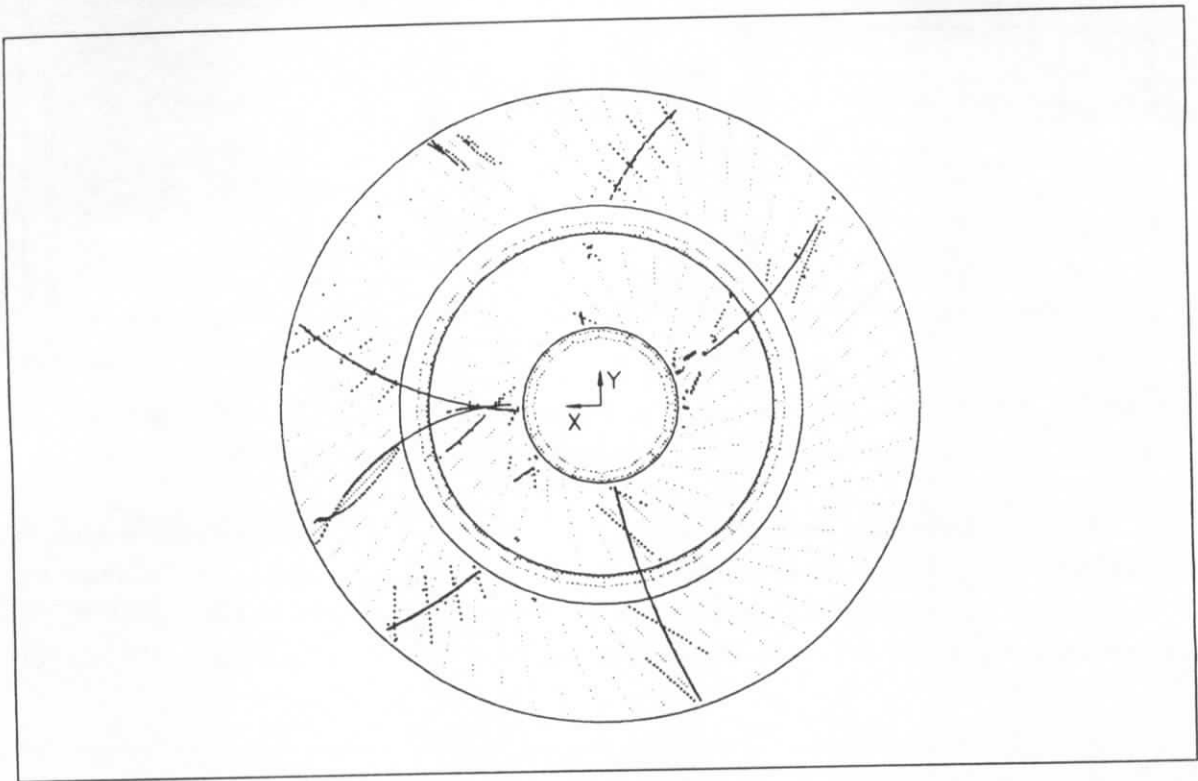
$$t_{\text{gemessen},\text{min}} = T_0 \quad (5.2)$$

Im Falle einer Überkreuzung der Teilchenspur mit der Signaldrahtebene ist die Driftstrecke, und damit auch die Driftzeit minimal. Da die Signalbildung ohne Verzögerung stattfindet, kann der gemessene Zeitwert als Ereignis-Zeitnullpunkt interpretiert werden. Dieser Wert ist ungleich Null. Es ergibt sich ein Offset von  $\approx 500\text{clockbins}$ . Der Offset erklärt sich aus der Korrelation der Datenauslese mit der HERA-Clock.  $500\text{clockbins} \approx 100\text{ns}$  entsprechen dem Abstand zweier Strahlüberkreuzungen. Als minimaler Wert für  $t_{\text{gemessen}}$  ergibt sich gerade der zeitliche Abstand zum jeweils vorgängigen Zeitpunkt einer Überkreuzung der Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete. Für Ereignisse im Rahmen einer Strahlüberkreuzung gilt:

$$t_{\text{gemessen},\text{min}} \approx 500\text{clockbins} \quad (5.3)$$

Wie die Abbildung 5.1 zeigt, ist die Schwelle bei  $\approx 500\text{clockbins}$  signifikant. Die wenigen Einträge, die unter  $500\text{clockbins}$  liegen, lassen sich auf drei verschiedene Ursachen zurückführen:

1. Die Bestimmung des Wertes  $t_{\text{gemessen}}$  aus der Form der Signaldrahtpulse ist z.T. unsicher. Gerade für flache Pulsformen ist der  $t_{10\%}$ -Punkt aufgrund der flachen Steigung der Anstiegsflanke des Pulses nicht exakt zu bestimmen.
2. In  $1\text{ns} \approx 5\text{clockbins}$  legen die mit annähernd Lichtgeschwindigkeit sich bewegenden Strahlelektronen bzw. Strahlprotonen eine Strecke von ungefähr  $30\text{cm}$  zurück. Bei einer Gesamtlänge der CJC von  $\pm 1\text{m}$  ergeben sich Abweichungen von  $\pm 15\text{clockbins}$ , je nach der  $z$ -Koordinate der  $e\text{p}$  Wechselwirkung. Ebenso spielen die Ausdehnung der Protonen-Teilchenpakete von  $\approx 50\text{cm}$  sowie der radiale Abstand des Signaldrahtes vom Wechselwirkungspunkt eine Rolle (bis zu  $\approx 80\text{cm}$ ).
3. Ereignisse, die nicht während einer Strahlüberkreuzung stattgefunden haben, zeigen ein abweichendes Ereignis- $T_0$ , bzw.  $t_{\text{gemessen},\text{min}}$ . Für die dargestellten Cosmics ist dies zu erkennen. Hinsichtlich der Gesamtanzahl der Treffer liegt für das erste Cosmic ein großer Anteil von Einträgen vor der  $500\text{clockbin}$  Schwelle. Der Ereignis-Zeitnullpunkt für dieses Ereignis wurde auf  $T_0 = 342,2\text{clockbins}$  bestimmt. Für

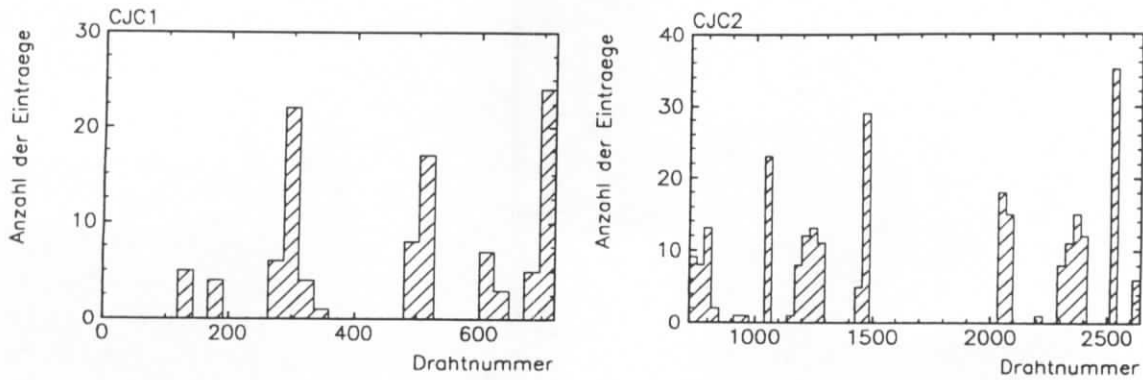


**Abbildung 5.2:** Ein typisches Ereignis, das zur Illustration der Bestimmung eines ersten, vorläufigen Ereignis- $T_0$  herangezogen wird.

das zweite Cosmic ist eine deutliche Verzögerung zu erkennen. Hier wurde bei der vollständigen Spurrekonstruktion ein Wert von  $T_0 = 741,3 \text{ clockbins}$  ermittelt.

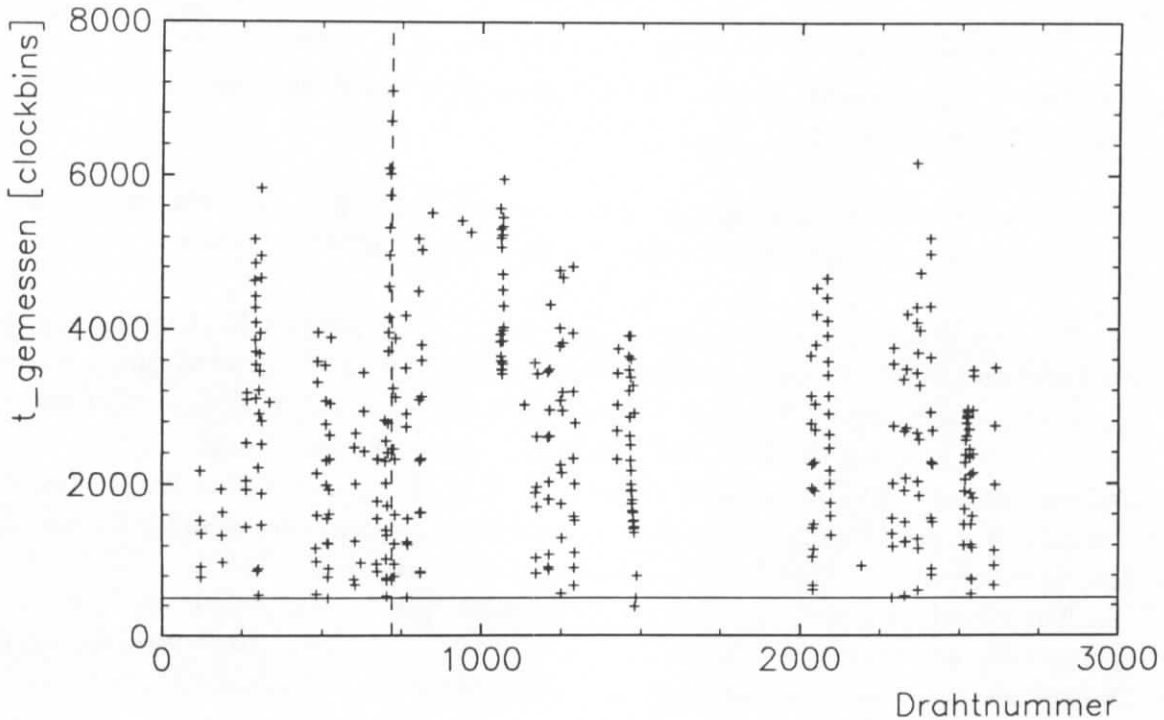
Das Ergebnis, daß sich der Schwellenwert von  $t_{\text{gemessen, min}}$  sich durch die Kreuzungen der Teilchenspuren mit den Signaldrahtebenen ergibt, soll nachfolgend illustriert werden. Dazu wird das Ereignis Nummer 5 als Musterbeispiel aus den bereits angeführten 8 Ereignissen ausgewählt. Die Abbildung 5.2 zeigt dieses Ereignis (Run 65199, Ereignisnummer 249) in der  $r-\phi$  Ansicht der CJC. Eingezeichnet sind die Treffer und Spiegeltreffer (fette Punkte) sowie die rekonstruierten Spuren (durchgängige Linien). Die Signaldrahtebenen sind als dünne, punktierte Linien dargestellt. Die Zweideutigkeit, ob eine Driftstrecke  $s$  links oder rechts der Signaldrahtebene anzuordnen ist, führt zu X-förmigen Strukturen, die jeweils eine Signaldrahtebene als Spiegelachse aufweisen. An den Driftzellengrenzen finden die Spiegeltreffer keine Fortsetzung. Die richtige Spur ergibt sich als durchgängige Linie über mehrere Driftzellen.

Die Abbildung 5.3 zeigt die in dem ausgewählten "Musterereignis" angesprochenen Signaldrähte. Diese sind nach Nummern geordnet. Das Bining ist so gewählt, daß jeweils alle Signaldrähte einer Driftzelle in einem Bin liegen. Man erkennt, wie sich Maxima ausbilden, für einzelne Driftzellen oder Gruppen benachbarter Driftzellen, die durch die jeweiligen Teilchenspuren hervorgerufen werden. Die Nummerierung der Signaldrähte bzw. der Driftzellen erfolgt ausgehend von der positiven  $x$ -Achse im Uhrzeigersinn.



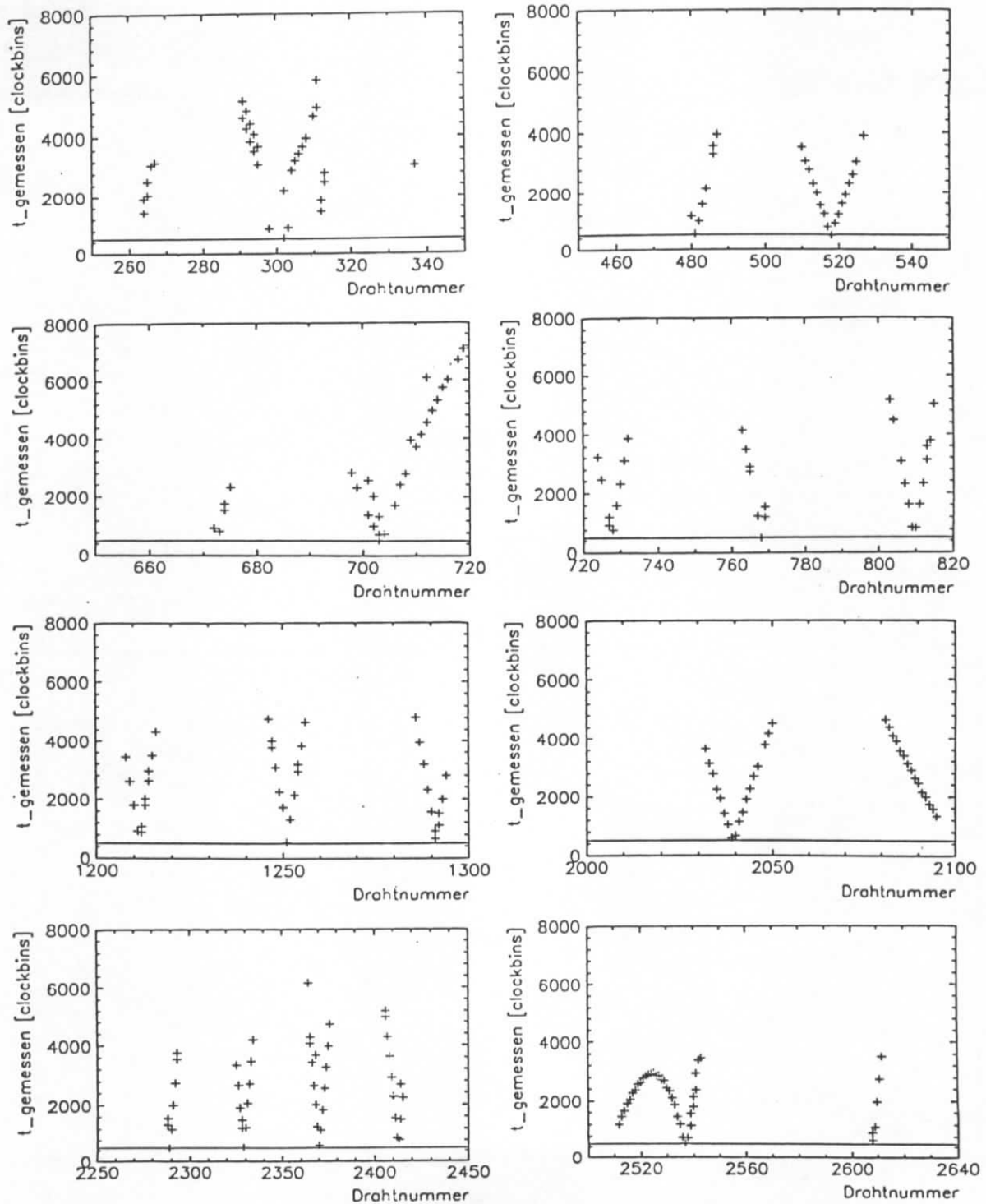
**Abbildung 5.3:** Die Verteilung der gemessenen Signaldrahttreffer auf die einzelnen Driftzellen. Die Darstellung erfolgt getrennt für die CJC1 und CJC2. Jedes Bin entspricht einer Driftzelle.

Den Zusammenhang zwischen  $t_{\text{gemessen}}$  und den jeweiligen Drahtnummern zeigt die Abbildung 5.4. Es ist für das diskutierte "Musterereignis"  $t_{\text{gemessen}}$  gegen die Drahtnummer aufgetragen. Die gestrichelte vertikale Linie zeigt den Übergang von der CJC1 zur CJC2 an. Die durchgezogene horizontale Linie markiert die Schwelle mit  $t_{\text{gemessen},\text{min}} \approx 500\text{clockbins}$ .

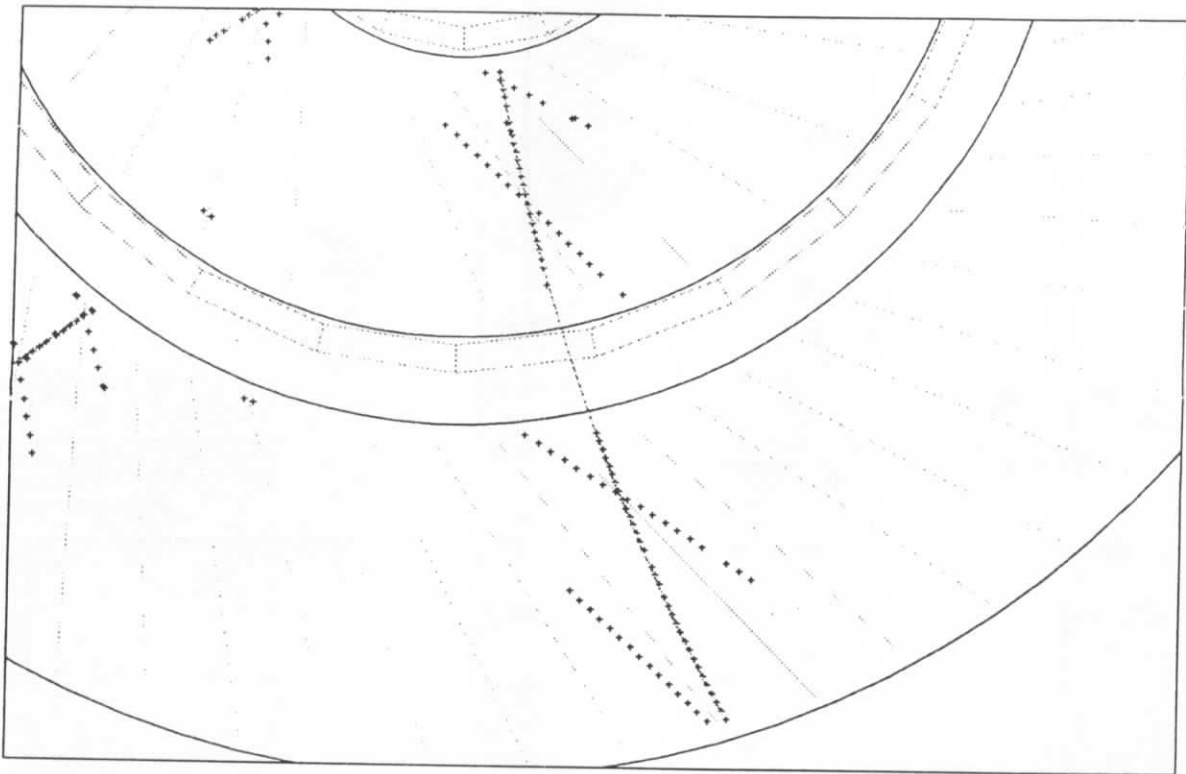


**Abbildung 5.4:** Darstellung  $t_{\text{gemessen}}$  gegen Drahtnummer für das diskutierte "Musterereignis". Senkrechte Linie: Übergang CJC1 / CJC2. Waagerechte Linie: Schwellenwert von  $500\text{clockbins}$ .

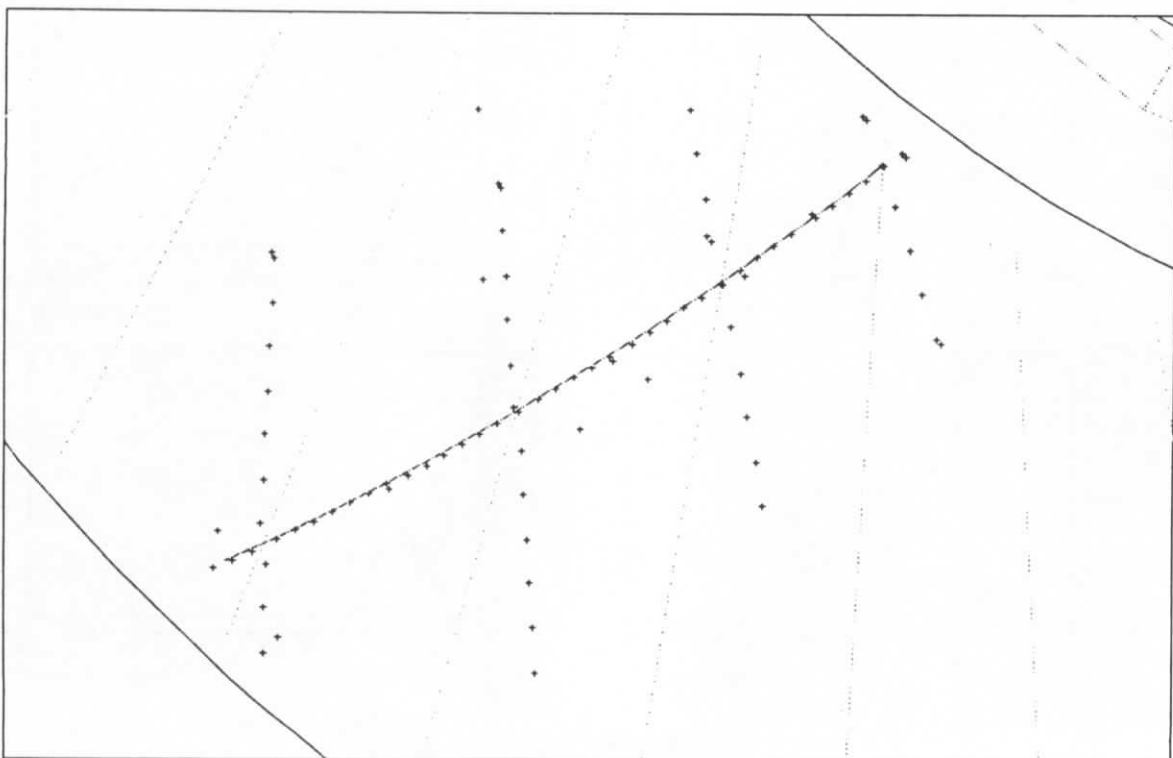
Für die einzelnen Teilchendurchgänge durch die CJC ergeben sich in dieser Darstellung Bänder von Einträgen. Die Abbildung 5.5 zeigt diesen Vorgang genauer. Die Einträge aus der Abbildung 5.4 werden abschnittsweise aufgetragen. Man erkennt, wie das jeweilige Teilchen sich der Signaldrahtebene annähert: Mit zunehmender Signaldrahtnummer innerhalb einer Driftzelle (das Teilchen bewegt sich von innen nach außen) nimmt der Abstand, d.h.



**Abbildung 5.5:** Darstellung  $t_{\text{gemessen}}$  gegen Drahtnummer für das diskutierte "Musterereignis", aufgetragen für einzelne Signaldrahtgruppen.



**Abbildung 5.6a:** Ausschnitt aus der Abbildung 5.2. Darstellung des im Text diskutierten "Musterereignisses" in der  $r$ - $\phi$  Ebene der CJC.



**Abbildung 5.6b:** Ausschnitt aus der Abbildung 5.2. Darstellung des im Text diskutierten "Musterereignisses" in der  $r$ - $\phi$  Ebene der CJC.



der Wert für  $t_{gemessen}$  ab. Er nähert sich dem Minimalwert  $t_{gemessen,min} \approx 500clockbins$ . Hat das Teilchen die Signaldrahtebene durchquert, nimmt der Abstand wieder zu, die Werte für  $t_{gemessen}$  steigen wieder an. Es ergeben sich V-förmige Strukturen.

Die Abbildungen 5.6a bzw. 5.6b zeigen in einer Vergrößerung den entsprechenden Vorgang in der  $r-\phi$  Ebene. Man erkennt die als '+' gekennzeichneten Treffer und Spiegeltreffer, die Signaldrahtebenen sowie die durchgängige Teilchenspur. Die Teilchenspur in der Abbildung 5.6a ruft Treffer in der CJC1 im Bereich der Signaldrahtnummern 450 - 550, und in der CJC2 Treffer im Bereich der Signaldrahtnummern 2000 - 2100 hervor.

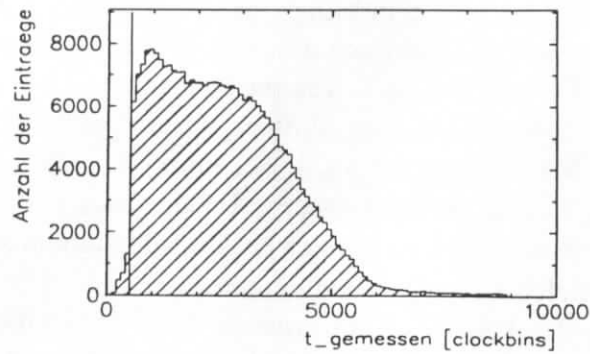
Für die Teilchenspur in der Abbildung 5.6b ergeben sich Signaldrahttreffer in der CJC2 bei den Nummern 2250 - 2450. Vergleicht man die Abbildung 5.6b mit dem entsprechenden Diagramm in der Abbildung 5.5, so erkennt man die Analogie der 4 gekreuzten Signaldrahtebenen mit ihren X-förmigen Strukturen von Treffer und Spiegeltreffer und der vierfachen V-förmigen Struktur in dem Diagramm  $t_{gemessen}$  gegen Signaldrahtnummer.

In den beiden Abbildungen 5.6a und 5.6b ist der Unterschied der Spurdetektion für negativ bzw. positiv geladene Teilchen zu erkennen. Das Teilchen in der Abbildung 5.6a läßt sich aufgrund seines Krümmungsradius als positiv geladenes Teilchen identifizieren. Die Spur in der Abbildung 5.6b wird durch ein negativ geladenes Teilchen hervorgerufen. Obwohl der Betrag der Krümmungsradien in beiden Fällen ungefähr gleich ist, und beide Teilchen durch die ganze radiale Länge der CJC2 durch Treffer verursacht haben, ergeben sich für das negative Teilchen 4 Kreuzungen der Spur mit einer Signaldrahtebene, wohingegen das positive Teilchen gerade 2 Signaldrahtebenen kreuzen kann. Durch die Neigung der Driftzellen der CJC ergibt sich, daß die Spuren negativer Teilchen sich gegen die Signaldrahtebenen drehen, wohingegen die Spuren positiver Teilchen eher tangential zu den Signaldrahtebenen verlaufen. Die Identifikation von Spuren negativ geladener Teilchen ist von daher effizienter als für positive Teilchen:

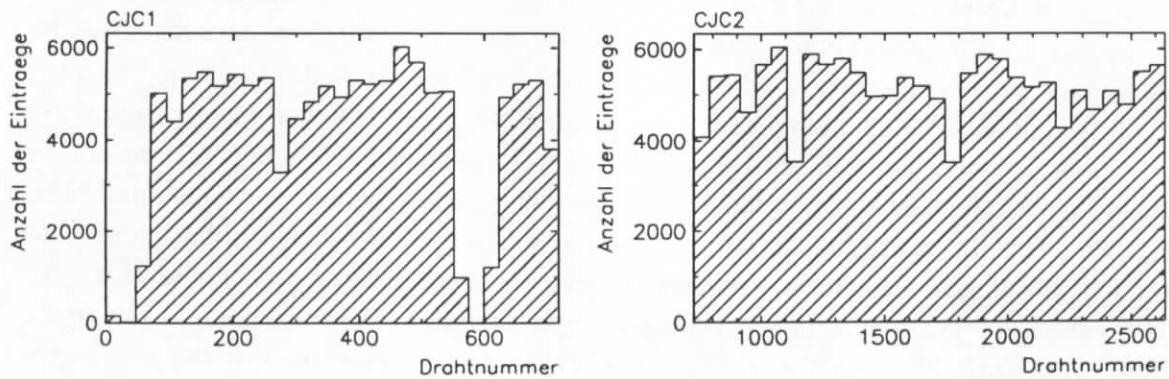
- Für die Spur eines negativ geladenen Teilchens kann häufiger, und damit genauer ein Einzelspur- $t_0$  gebildet werden
- Die wiederholte Fortsetzung der Spur eines negativ geladenen Teilchens in verschiedenen Driftzellen erleichtert die Unterscheidung von Spur und Spiegelspur

Die Unterschiede in der Rekonstruktionseffizienz für negativ bzw. positiv geladene niederenergetische Spuren sind auch Gegenstand einer neueren Diplomarbeit [ECK94].

In der bisherigen Diskussion wurden die Größen  $t_{gemessen}$  und die zugehörigen Signaldrahtnummern für einzelne Ereignisse betrachtet. Die Abbildung 5.7 zeigt  $t_{gemessen}$  für 1/5 der Ereignisse des Runs 65199 in einem Histogramm. Es enthält  $\approx 300000$  Einträge. Die Schwelle bei  $\approx 500clockbins$  ist signifikant. Neben einem Maximum bei  $\approx 1000clockbins$  ist ein Plateaubereich bis ungefähr  $3000clockbins$  festzustellen. Danach erfolgt ein Abfall bis  $6000clockbins$ , wohingegen noch längere Driftzeiten kaum auftreten (siehe auch die Abbildung 5.1).



**Abbildung 5.7:** Die gemessene Driftzeit  $t_{gemessen}$  für die ersten  $\approx 800$  Ereignisse des Runs 65199.



**Abbildung 5.8:** Die Verteilung der gemessenen Signaldrahttreffer auf die einzelnen Driftzellen für die ersten  $\approx 800$  Ereignisse des Runs 65199. Die Darstellung erfolgt getrennt für die CJC1 und CJC2. Jedes Bin entspricht einer Driftzelle.

Die Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung der Signaldrahttreffer auf die einzelnen Driftzellen, getrennt nach CJC1 und CJC2. Deutlich sind diejenigen Driftzellen zu erkennen, in denen eine Datennahme durch Schäden nicht möglich war. So waren in der CJC1 Signaldrähte gerissen, was zusätzlich zu den unmittelbar betroffenen Driftzellen auch in den benachbarten Zellen zu Hochspannungsproblemen führte. Diese Bereiche sind als Minima bei den Drahtnummern  $\approx 0$  und  $\approx 600$  deutlich zu erkennen. Die beiden Minima in der CJC2 ergeben sich durch reduzierte Hochspannungen in den entsprechenden Driftzellen. Die Hochspannungen in diesen Zellen wurden infolge unkontrollierter Entladungen herabgesetzt.

Insbesondere für die CJC1 ergeben sich für die Runperiode 1993 Winkelbereiche hinsichtlich des Polarwinkels  $\phi$ , in denen keine Daten genommen werden konnten. Für die spätere Analyse der Daten bedeutet dies, daß in den entsprechenden Winkelbereichen anstelle einer durchgängigen Spur lediglich in der CJC2 ein Spurstück vorliegt. Damit sind z.B. alle Schnitte auf die radiale Spurlänge in diesen Winkelbereichen ineffizient. In Kapitel 7 wird dieser Umstand bei der Entwicklung eines Cosmic-Suchprogrammes eine Rolle spielen.

## 5.3 Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes aus den verschiedenen Einzelspur-Zeitnullpunkten

Im Abschnitt 5.2 wurde dargestellt, wie mit Hilfe der Überkreuzungen von Teilchenspuren und Signaldrahtebenen die Bestimmung eines vorläufigen Ereignis-Zeitnullpunktes  $T_0$  möglich ist. Mit Hilfe eines Driftzeithistogrammes für die Meßwerte  $t_{\text{gemessen}}$  wird ein Schwellenwert bestimmt, der als vorläufiges Ereignis- $T_0$  benutzt wird. Dies geschieht im Rahmen der schnellen Spurrekonstruktion.

Bei der vollständigen Spurrekonstruktion wird dieses vorläufige Ereignis- $T_0$  modifiziert. Die mit Hilfe des vorläufigen Ereignis- $T_0$  berechneten Driftstrecken  $s$  sind in den meisten Fällen noch nicht optimal bestimmt. So treten z.B. für Treffer, die offenbar zu einer Spur gehören, Versätze an den Signaldrahtebenen oder den Kathodendrahtebenen auf. Bei der vollständigen Spurrekonstruktion wird versucht, diese Unstetigkeiten zu korrigieren. Die Korrektur erfolgt zunächst getrennt für die einzelnen Spuren. Es werden die Parameter, die der Berechnung der Driftstrecken  $s$  dienen, modifiziert, so daß sich "neue" Driftstrecken  $s'$  ergeben. Diese Driftstrecken  $s'$  bedeuten dann leicht verschobene, "neue" Meßpunkte in der  $r$ - $\phi$  Ebene, die eine optimierte Anpassung einer neuen Spur  $T'$  ermöglichen. Die Spurparameter der neuen Spur  $T'$  unterscheiden sich i.a. von denjenigen der ursprünglichen Spur  $T$ . Wird bei der Anpassung der "neuen" Driftstrecken und der neuen Spurparameter festgestellt, daß Treffer, die ursprünglich einer Spur zugeordnet wurden, nicht zu einer Spur gehören, werden zwei (oder mehr) Spuren rekonstruiert.

Die Parameter, die in die Berechnung der Driftstrecken  $s$  eingehen, sind die Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{Drift}}$  und der Ereignis-Zeitnullpunkt  $T_0$ . Um veränderte Driftstrecken  $s'$  zu erhalten, werden  $v_{\text{Drift}}$  und  $T_0$  verändert. Zu diesem Zweck wird die Gleichung 4.8 umgeschrieben:

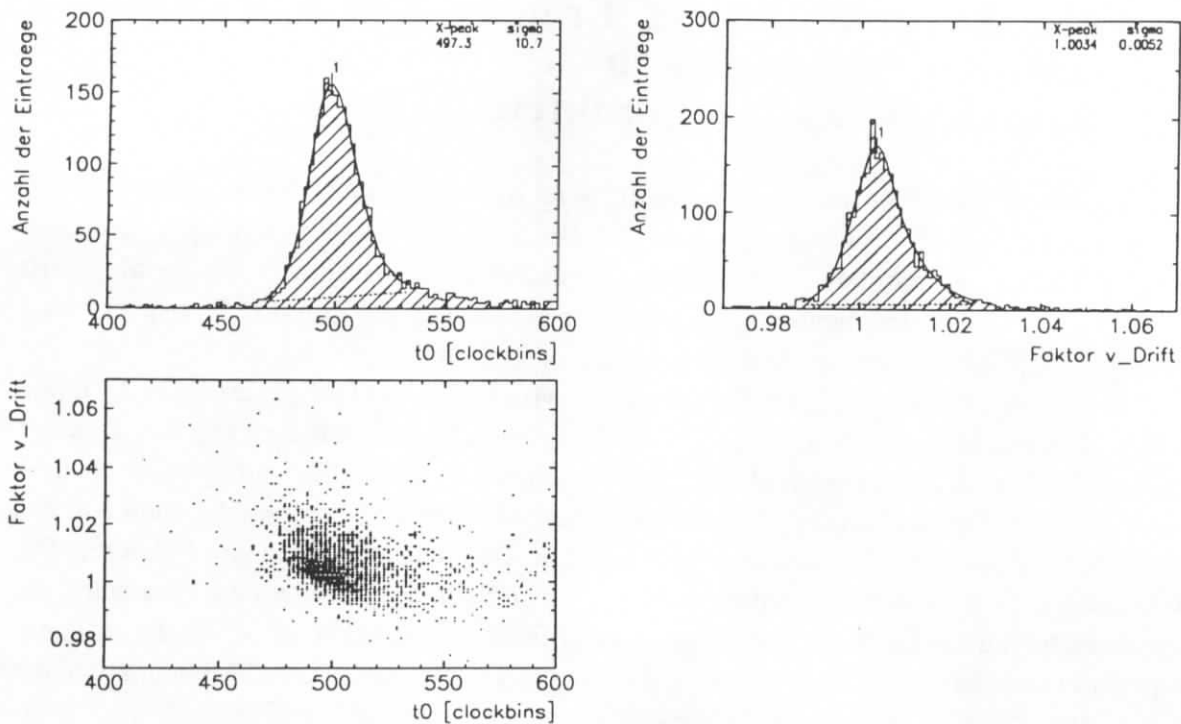
$$s = v_{\text{Drift}} \cdot f_{v_{\text{Drift}}} \cdot (t_{\text{gemessen}} - T_0) \quad (5.4)$$

Es wird ein Faktor  $f_{v_{\text{Drift}}}$  eingeführt, der im folgenden als Driftgeschwindigkeits-Faktor bezeichnet wird. Damit kann die Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{Drift}}$  selbst als Konstante betrachtet, und eine Veränderung durch eine Veränderung des Driftgeschwindigkeits-Faktors durchgeführt werden. Der Driftgeschwindigkeits-Faktor  $f_{v_{\text{Drift}}}$  liegt bei  $\approx 1$ . Eine Veränderung der Driftgeschwindigkeit um 1% ist als erheblich zu bezeichnen, eine Veränderung um 0,2% immer noch als merklich. Angestrebt ist eine Veränderung der Driftgeschwindigkeit um weniger als 0,1% [BLO94a].

Da das hier beschriebene Vorgehen im Rahmen der vollständigen Spurrekonstruktion zunächst für einzelne Spuren eines Ereignisses getrennt voneinander durchgeführt wird, ist die Gleichung 5.4 genauer zu schreiben als:

$$s = v_{\text{Drift}} \cdot f_{v_{\text{Drift}}} \cdot (t_{\text{gemessen}} - t_0) \quad (5.4b)$$

wobei mit  $t_0$  im Sinne der bisher verwendeten Konvention ein Zeitnullpunkt, berechnet aus einer einzelnen Spur, bezeichnet wird.



**Abbildung 5.9:** Links oben: Die Verteilung des Einzelspur- $t_0$ . Rechts oben: Die Verteilung des Driftgeschwindigkeitsfaktors  $f_{v_{\text{Drift}}}$ . Unten: Die Korrelation von  $t_0$  und  $f_{v_{\text{Drift}}}$ . Dargestellt sind jeweils die ersten  $\approx 800$  Ereignisse des Runs 65199.

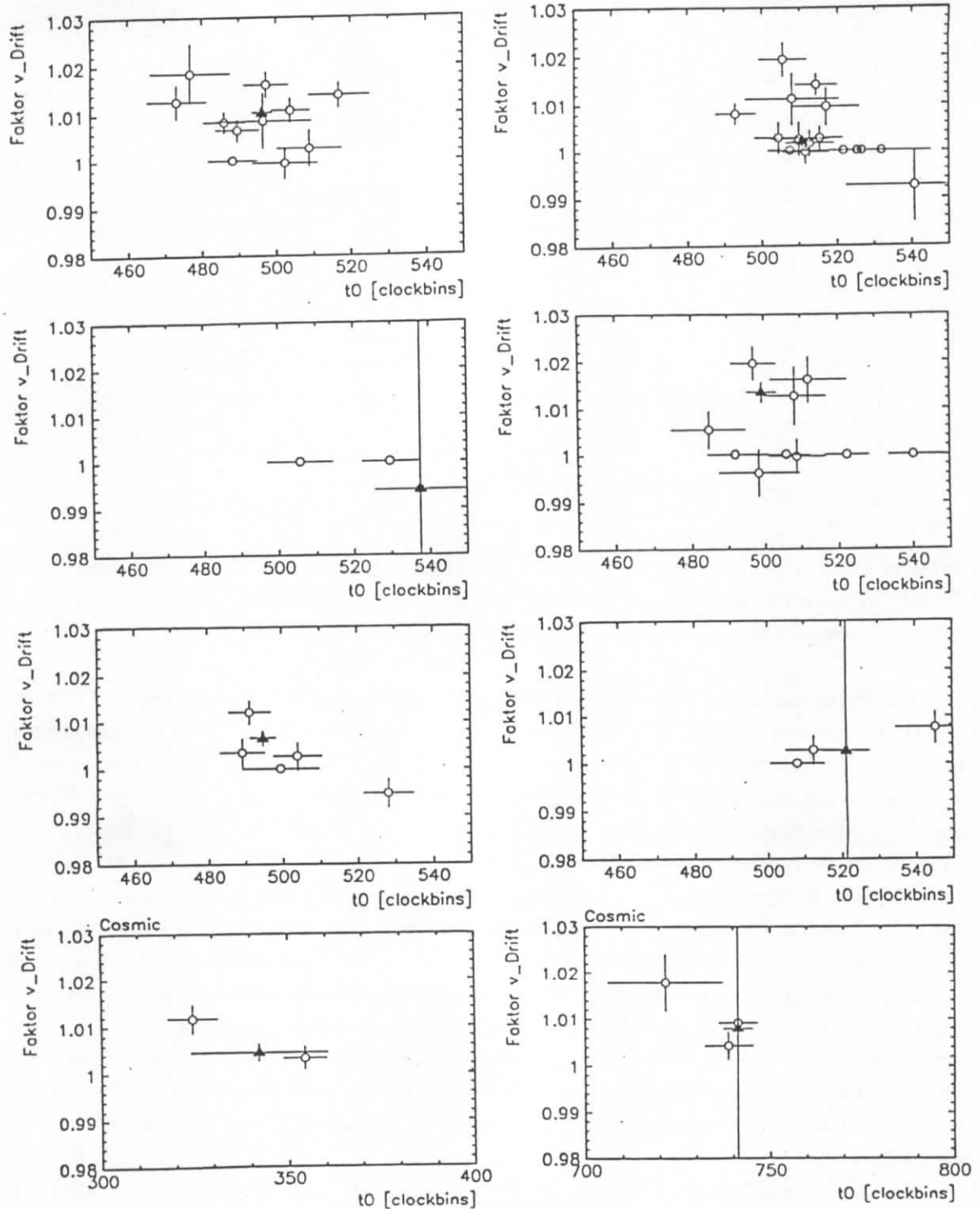
Der Gleichung 5.4b kann man entnehmen, daß eine bestimmte Veränderung eines Meßpunktes,  $s \rightarrow s'$ , ein gegenläufiges Verhalten von  $f_{v_{\text{Drift}}}$  und  $t_0$  erfordert. Soll der neue Wert  $s'$  z.B. größer sein als der vorherige Wert  $s$ , so kann

- sowohl  $f_{v_{\text{Drift}}}$  vergrößert werden
- als auch  $t_0$  verkleinert werden.

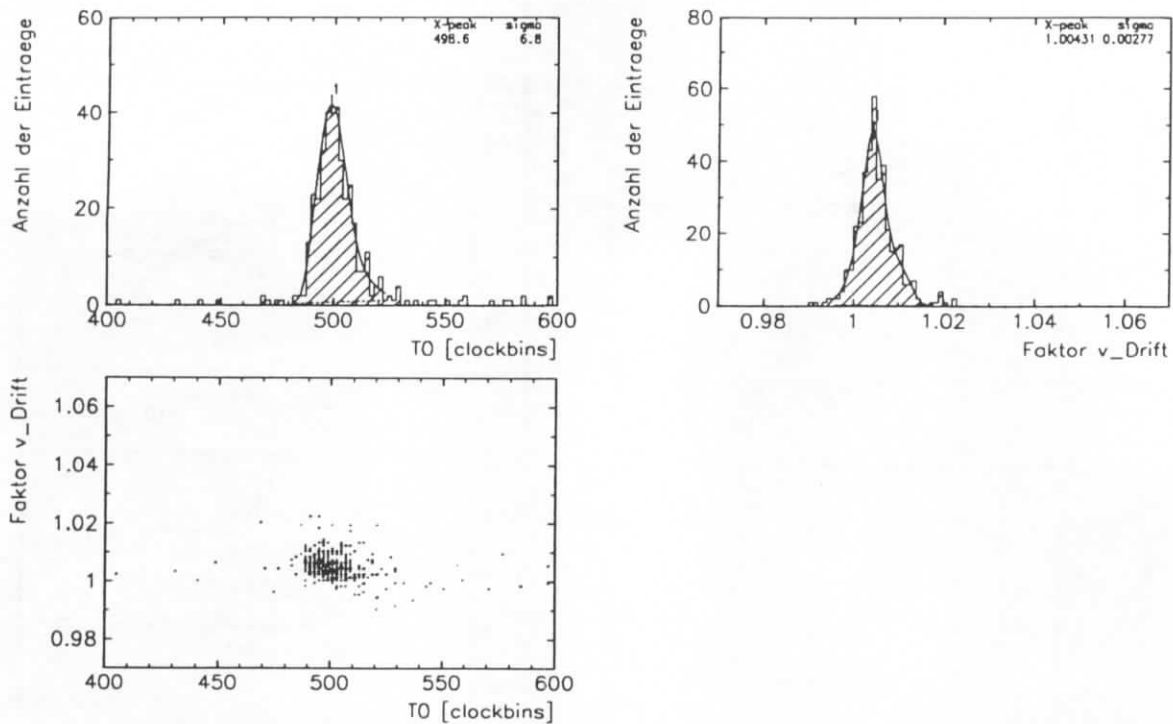
Die Driftgeschwindigkeit, bzw.  $f_{v_{\text{Drift}}}$ , und der Einzelspur-Zeitnullpunkt  $t_0$  sind mithin negativ korreliert<sup>10</sup>.

Die Abbildungen 5.9 zeigen die Verteilungen und die Korrelation der beiden Größen  $f_{v_{\text{Drift}}}$  und  $t_0$ . Als Datengrundlage dienen die ersten  $\approx 800$  Ereignisse des Runs 65199. Die Histogramme beinhalten jeweils  $\approx 2700$  Einträge. Für die Einzelspur- $t_0$  Werte ist eine Verteilung um den Erwartungswert für  $t_{\text{gemessen, min}}$  von  $500\text{clockbins}$  für Ereignisse bei einer Überkreuzung von Elektronen- und Protonen-Teilchenpaketen festzustellen. Das Maximum der angepaßten Funktion liegt bei  $497,3\text{clockbins}$ . Die Breite der Verteilung gemäß der Anpassungsfunktion liegt bei  $\sigma = 10,7\text{clockbins}$ . Bereits in diesem Stadium der Rekonstruktion ist eine Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes nur aus den Werten einzelner Spuren bis auf  $2\text{ns}$  möglich.

<sup>10</sup> Siehe Anhang C.



**Abbildung 5.10:** Die Korrelation von  $t_0$  und  $f_{v_{Drift}}$  für die bereits in Abschnitt 5.1 ausgewählten 8 Ereignisse des Datensatzes über den Run 65199 (6 Wechselwirkungen im Rahmen einer Überkreuzung der Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete und 2 Cosmics). Die Einzelspur-Werte sind als ungefüllte Kreise, die Ereignisgrößen als gefüllte Dreiecke dargestellt. Die Fehlerbalken geben jeweils ein  $\sigma$  an.



**Abbildung 5.11:** Links oben: Die Verteilung der Ereignisgröße Ereignis- $T_0$ . Rechts oben: Die Verteilung der Ereignisgröße Driftgeschwindigkeitsfaktor  $f_{v_{\text{Drift}}}$ . Unten: Die Korrelation der Ereignisgrößen  $T_0$  und  $f_{v_{\text{Drift}}}$ . Dargestellt sind jeweils die ersten  $\approx 800$  Ereignisse des Runs 65199.

Die Verteilung des Driftgeschwindigkeits-Faktors zeigt gemäß der angepassten Funktion ein Maximum bei 1,0034. Die Breite der Anpassungsfunktion beträgt  $\sigma = 0,0052$ . Damit liegen die Abweichungen der Driftgeschwindigkeit mit 0,5% in dem erwarteten Bereich hinsichtlich eines merklichen Einflusses einer Veränderung von  $f_{v_{\text{Drift}}}$  (siehe oben). Trägt man  $f_{v_{\text{Drift}}}$  und  $t_0$  gegeneinander auf, so erhält man eine Darstellung, aus der die negative Korrelation der beiden Größen sofort abgelesen werden kann.

Aus den Wertepaaren  $(f_{v_{\text{Drift}}}, t_0)$  für die einzelnen Spuren eines Ereignisses werden bei der vollständigen Spurrekonstruktion Größen berechnet, die als Ereignis-Größen die endgültigen Werte darstellen. Insbesondere wird auf diese Weise ein Ereignis-Zeitnullpunkt bestimmt. Dieser Wert, der am Ende der Auswertungs-Abfolge von Auslese,  $Qt$ -Analyse, schneller und vollständiger Rekonstruktion steht, wird in den nachfolgenden Analysen verwendet (siehe Kapitel 6 und 7). Die Bildung der Ereignisgrößen erfolgt mit Hilfe eines speziellen Gewichtungsalgorithmuses [BLO94b]. Dabei werden sowohl die Fehler der Einzelspur-Größen berücksichtigt, als auch einzelne, besonders weit abweichende Werte verworfen.

Die Abbildung 5.10 illustriert die Ergebnisse der Bildung der Ereignisgrößen mit Hilfe dieses Algorithmuses anhand jener 8 Ereignisse, die bereits in der Abbildung 5.5 benutzt wurden. Die Paare der Einzelspurwerte für  $f_{v_{\text{Drift}}}$  und  $t_0$  der jeweiligen Ereignisse sind als ungefüllte Kreise dargestellt. Die Fehlerbalken geben jeweils  $1\sigma$  an. Der gebildete "Mittelwert" für ein Ereignis ist als gefülltes Dreieck eingetragen. Für die verschiedenen Ereignisse stehen unterschiedlich viele Spuren, und damit unterschiedlich viele Wertepaare zur Verfügung. Die Qualität der Einzelspur-Wertepaare kann anhand der Fehlerbalken

abgeschätzt werden. Man beachte insbesondere das Ereignis Nummer 5, das in Abschnitt 5.1 ausführlich diskutiert wurde.

Die Abbildungen 5.11 zeigen Darstellungen, die denjenigen der Abbildungen 5.9 entsprechen. Diesmal sind die jeweiligen Ereignisgrößen, d.h. die "Mittelwerte" der Einzelspur-Werte, dargestellt. Die Breiten der Verteilungen nehmen deutlich ab. Für das Ereignis- $T_0$  erhält man für die angepaßte Funktion ein  $\sigma$  von  $6,8\text{clockbins}$  ( $\approx 1,4\text{ns}$ ) gegenüber  $\sigma = 10,7\text{clockbins}$  für die Einzelspur-Verteilung. Die Diskussion der Verteilungen für das Ereignis- $T_0$  ist Gegenstand des Kapitels 6. Bei dem Driftgeschwindigkeits-Faktor ergibt sich ein  $\sigma$  von 0,0028 für die Anpassungsfunktion gegenüber einem  $\sigma$  von 0,0052 für die Einzelspur-Verteilung.





# Kapitel 6

## Untersuchungen zum Ereignis-Zeitnullpunkt

Nachdem in den vorherigen Kapiteln die Bedingungen der Datennahme und die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes beschrieben wurden, erfolgt in Kapitel 6 die Darstellung von Untersuchungen zur Auflösung des Ereignis- $T_0$ , einer möglichen Korrelation zum Ereignis-Vertex und der Stabilität des Ereignis- $T_0$  über einen einzelnen Run bzw. über längere Runperioden hinweg.

### 6.1 Verteilungen des Ereignis-Zeitnullpunktes

In dem nachfolgenden Abschnitt werden die erzielten Auflösungen des Ereignis-Zeitnullpunktes dargestellt. Der Ereignis-Zeitnullpunkt wird zumeist kurz als Ereignis- $T_0$  bezeichnet. Als Datengrundlage dient der Run 65199. Zur Kontrolle der mit diesen Datensatz gewonnenen Ergebnisse wird ein weiterer Datensatz mit Daten aus dem Frühjahr 1994 herangezogen.

Für Ereignisse bei einer Überkreuzung der Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete erwartet man ein Ereignis- $T_0$  im Bereich von 500clockbins. Die Abbildung 5.11 zeigte eine erste Darstellung der Verteilung des Ereignis- $T_0$  für einen Teilbereich des Runs 65199.

Im nachfolgenden werden die Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für verschiedene Bedingungen, die an ein Ereignis gestellt werden, untersucht. Diese Bedingungen zielen auf Eigenschaften der Ereignisse, die für die Art und Weise der Bestimmung des Ereignis- $T_0$  relevant sind. Vor allem die Anzahl der Kreuzungen der Teilchenspuren mit den Signaldrahtebenen ist von Bedeutung. Sie ist abhängig von:

- Der Anzahl der Spuren
- Der Länge der Spuren
- Den Ladungen der Teilchen

Je mehr Überkreuzungen von Teilchenspuren und Signaldrahtebenen in einem Ereignis vorliegen, desto genauer kann das Ereignis- $T_0$  bestimmt werden. Je mehr Spuren vorliegen,

und je länger die Spuren sind, desto mehr Überkreuzungen treten auf. Diese Abhängigkeit wird durch die ersten beiden genannten Spiegelpunkte berücksichtigt. Aufgrund der Neigung der CJC-Driftzellen kommt es für negativ geladene Teilchen i.a. zu mehr Überkreuzungen der Spuren mit den Signaldrahtebenen als für positive Teilchen. Dies wird durch den dritten Spiegelpunkt erfaßt.

Um die genannten Einflüsse zu beschreiben, werden die folgenden Bedingungen formuliert. Unter der Bezeichnung (Ereignis-)Vertex wird nachfolgend die  $z$ -Koordinate des Ereignis-Vertex verstanden<sup>11</sup>.

(1) Als Minimalbedingung an ein Ereignis wird gefordert:

- mindestens eine Spur mit
  - Anzahl der Hits  $> 10$
  - Radiale Länge  $> 10\text{cm}$
  - $|p_T| > 200\text{MeV}$
- Erfolgreiche Bestimmung eines Ereignis-Vertex, d.h. der Wert des Ereignis-Vertex darf nicht identisch Null sein.

Erfüllt ein Ereignis diese Minimal-Bedingungen, so wird es im folgenden als 'gutes Ereignis' bezeichnet.

(2) Eine strengere Bedingungen, definiert als

- mindestens eine Spur mit
  - Anzahl der Hits  $> 10$
  - Radiale Länge  $> 30\text{cm}$
  - $|p_T| > 200\text{MeV}$
  - $|d_{ca}| < 5\text{cm}$
- Erfolgreiche Bestimmung eines Ereignis-Vertex
- Strahlüberkreuzung mit gefüllten Elektronen- und Protonen-Teilchenpaketen

(3) Analog (2), aber mit *fünf* Spuren, die die Bedingungen der Spuranforderungen des Punktes (2) erfüllen.

(4) Als mögliche zusätzliche Bedingungen:

- (4.1)  $|Vertex| < 50\text{cm}$
- (4.2) mehr negative als positive Teilchen
- (4.3) mehr positive als negative Teilchen

Diese Bedingungen werden zu den folgenden Kriterien verknüpft:

<sup>11</sup> Die Komponenten in  $x$ - und  $y$ -Richtung werden wegen ihrer vergleichsweise geringen Größe vernachlässigt. Es läßt sich folgende Abschätzung der Größenordnungen geben [GEL94]:  $\sigma_x \approx 250\mu\text{m}$ ,  $\sigma_y \approx 50\mu\text{m}$ ,  $\sigma_z \approx 20\text{cm}$ .

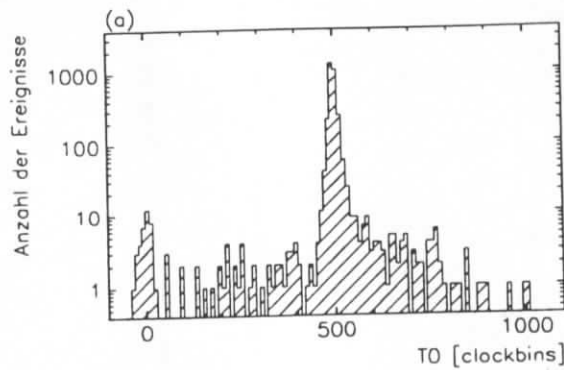


Abbildung 6.1a: Verteilung des Ereignis- $T_0$  für das Ereignis-Kriterium (a).

- (-) gutes Ereignis
- (a) Bedingung (2)
- (b) Bedingung (2) und (4.1)
- (c) Bedingung (2) und (4.2)
- (d) Bedingung (2) und (4.3)
- (e) Bedingung (3)
- (f) Bedingung (3) und (4.1)
- (g) Bedingung (3) und (4.2)
- (h) Bedingung (3) und (4.3)

Diese Verknüpfungen sind in der Absicht formuliert, unterschiedlich strenge Kriterien zur Verfügung zu haben im Hinblick auf die Möglichkeit, ein Ereignis- $T_0$  bestimmen zu können. Sie haben aber auch einen Einfluß auf die Auswahl der physikalischen Wechselwirkungen, die den unter den jeweiligen Bedingungen selektierten Ereignissen zugrunde liegen. Durch einen Vertex-Schnitt oder die Bedingung, daß mehr negative als positive Teilchen in einem Ereignis vorhanden sein sollen, werden z.B. Ereignisse des protoneninduzierten Strahl-Wand Untergrundes zu einem großen Teil ausgeschlossen, deren Ereignis- $T_0$  von demjenigen der Ereignisse einer ep Wechselwirkung i.a. abweicht. Untersuchungen zu diesen Effekten sind in Kapitel 7 dargestellt.

Für die genannten Kriterien gutes Ereignis und (a) bis (h) zeigen die Abbildungen 6.1a und 6.1b die Verteilungen des Ereignis- $T_0$ . Es ist eine logarithmische Darstellung für die Ordinate gewählt, um die Ereignisse außerhalb des Maximums bei  $\approx 500 \text{ clockbins}$  erkennbar zu machen. Die allermeisten Einträge liegen in nur 2 Bins ( $[490,500]$  und  $[500,510] \text{ clockbins}$ ). Für die Darstellung gutes Ereignis sind dies über 2500 von insgesamt 3653 Ereignissen. Jedes Bin umfaßt  $10 \text{ clockbins} \approx 2 \text{ ns}$ . Bei einem Ereignis- $T_0$  von  $\approx 0$  ist ein Nebenmaximum zu erkennen. Diese Ereignisse sind um einen Strahlüberkreuzungs-Abstand versetzt zugeordnet.

Für höhere Werte des Ereignis- $T_0$  bei  $550 \text{ clockbins}$  bis  $850 \text{ clockbins}$  liegen relativ viele Einträge vor. Durch einen Vertex-Schnitt (siehe die Abbildungen 6.1b (b) und (f)), oder die Forderung nach mehr negativen als positiven Spuren (siehe die Abbildungen 6.1b (c) und (g)), werden diese Ereignisse besonders stark unterdrückt. Dies deutet darauf hin, daß es sich bei diesen Ereignissen um protoneninduzierten Strahl-Wand Untergrund handelt (siehe Kapitel 7).

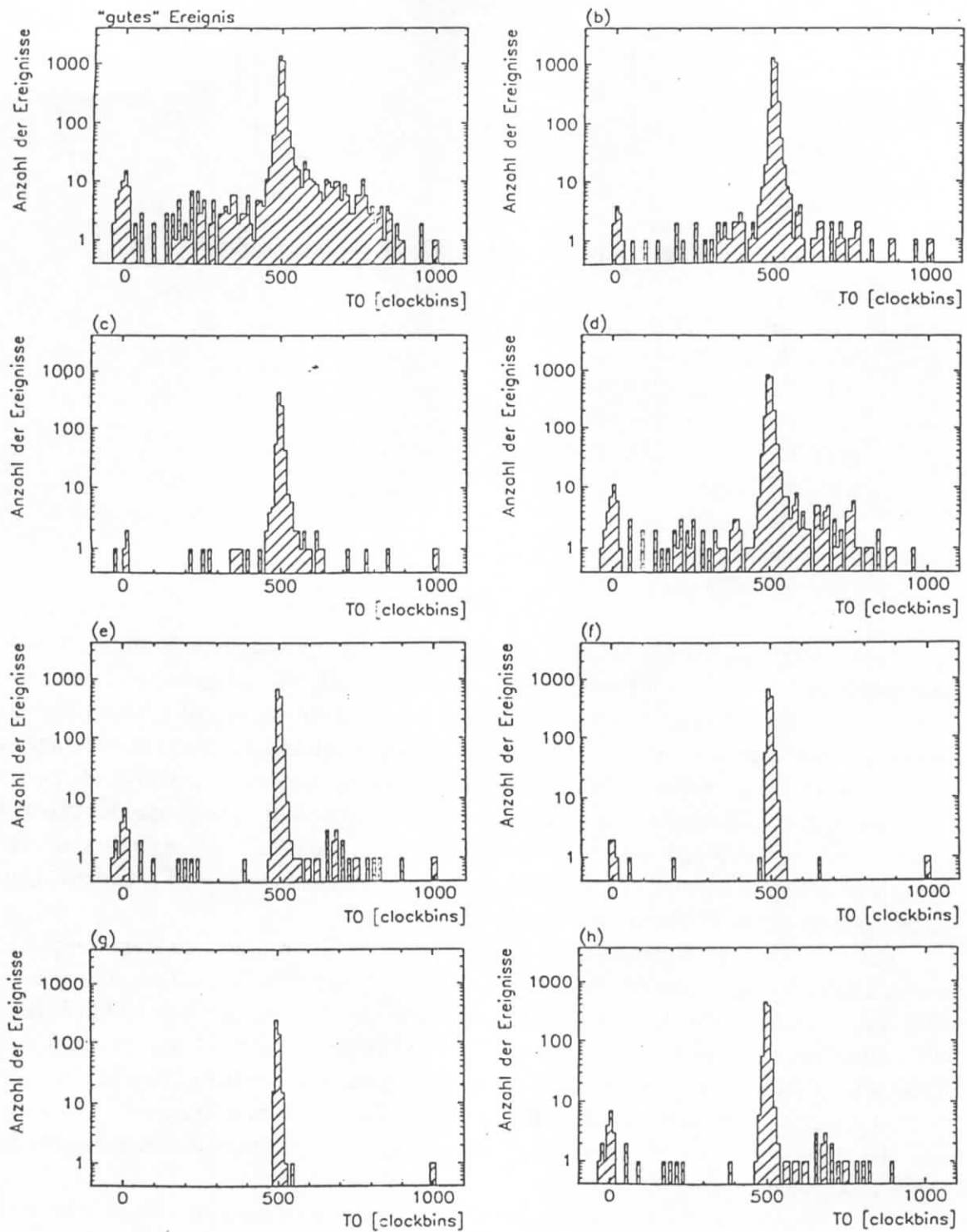
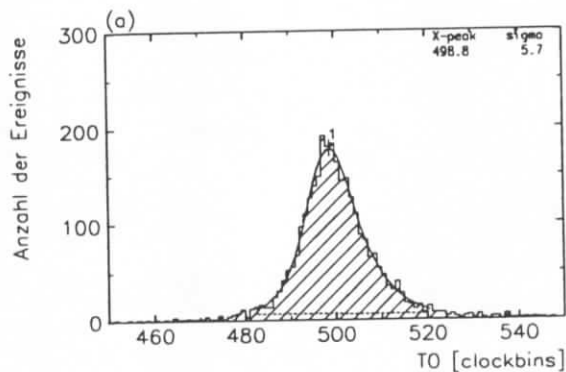


Abbildung 6.1b: Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für verschiedene Ereignis-Kriterien.

Die Abbildungen 6.2a und 6.2b zeigen das Hauptmaximum der Verteilungen des Ereignis- $T_0$  unter analogen Anforderungen wie in den Abbildungen 6.1. Es ist jeweils eine Funktion an die Verteilung angepaßt, deren wahrscheinlichster Wert ( $x$ -peak) und deren Breite ( $\sigma$ ) in der Einheit *clockbins* angegeben sind. Die Tabelle 6.1 faßt die Ergebnisse zusammen.



**Abbildung 6.2a:** Verteilung des Ereignis- $T_0$  für das Ereignis-Kriterium (a). Darstellung des Bereiches des Hauptmaximums.

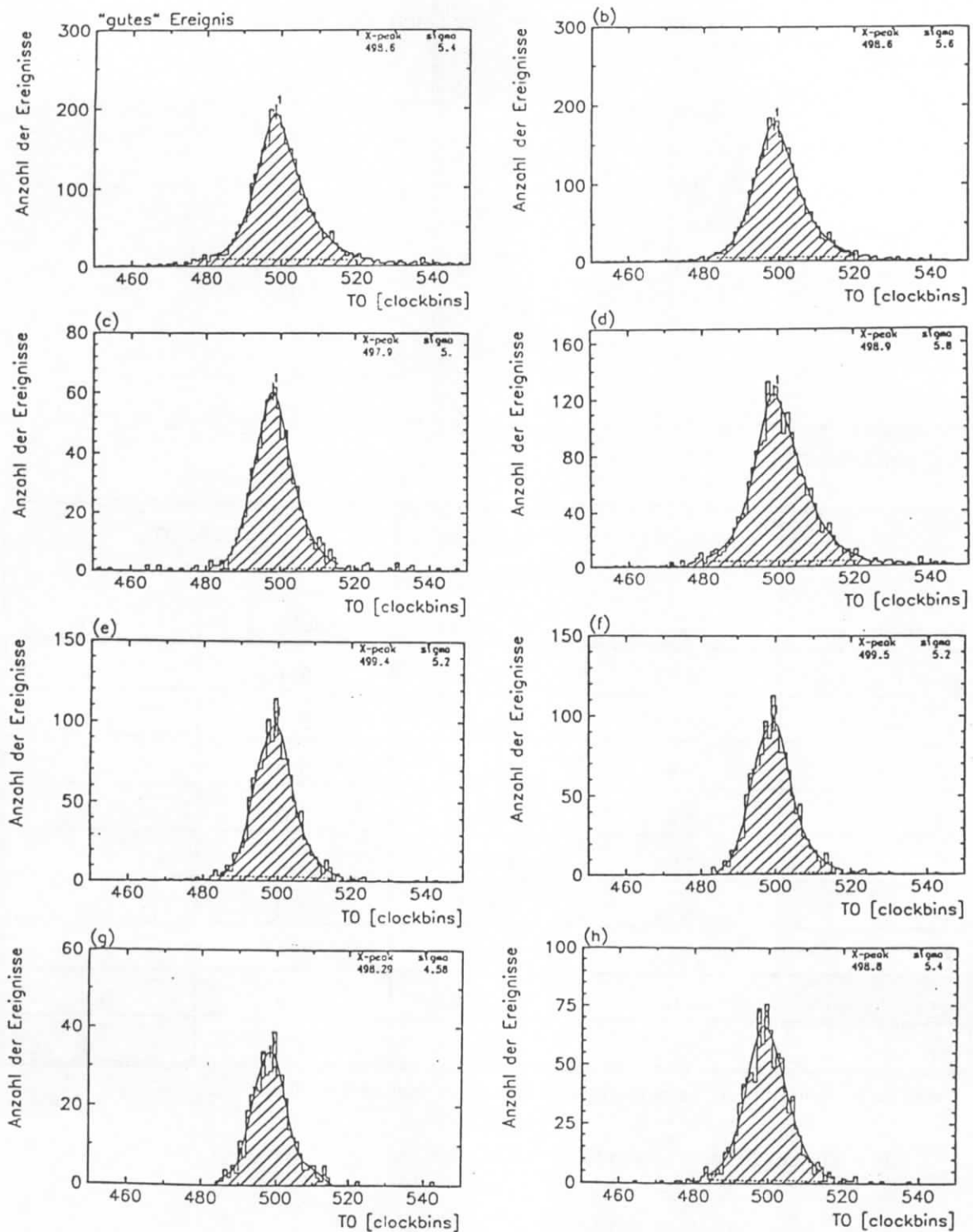
Kriterium	Ereignisse #	Hauptwert <i>clockbins</i>	Breite ( $\sigma$ )	
			<i>clockbins</i>	$\approx ns$
gutes Ereignis	3653	498,6	5,4	1,1
(a)	3154	498,8	5,7	1,1
(b)	2887	498,6	5,6	1,1
(c)	860	497,9	5,0	1,0
(d)	2294	498,9	5,8	1,2
(e)	1417	499,4	5,2	1,0
(f)	1318	499,5	5,2	1,0
(g)	410	498,3	4,6	0,9
(h)	1007	498,8	5,4	1,1

**Tabelle 6.1:** Auflösung des Ereignis- $T_0$  für verschiedene Ereignis-Kriterien.

Als wichtiges Ergebnis kann festgehalten werden:

*Die Auflösung des Ereignis- $T_0$  beträgt 1,1ns.*

Die Gesamtbreite des Maximums läßt sich auf  $500 \pm 30 \text{clockbins}$  abschätzen. Außerhalb dieses Intervalls liegt nur ein geringer Anteil der selektierten Ereignisse. Für strengere Kriterien (z.B. (c), (e), (f) und (g)) läßt sich ein engeres Intervall von  $500 \pm 20 \text{clockbins}$  angeben.



**Abbildung 6.2b:** Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für verschiedene Ereignis-Kriterien. Darstellung des Bereiches des Hauptmaximums.

Die Auflösung des Ereignis- $T_0$  bestätigt sich für Daten, die im Frühjahr 1994 genommen wurden. Für die Untersuchungen des Ereignis- $T_0$  in dieser Hinsicht wird ein weiterer Datensatz benutzt, der als HIGHPT<sup>12</sup> bezeichnet wird. Die Selektion der Ereignisse dieses Datensatzes erfolgt auf DST-Level und enthält Ereignisse mit hohem Gesamttransversalimpuls (d.i. die Summe über die Beträge aller Transversalimpulse der einzelnen Spuren eines Ereignisses). Sie umfaßt die Runs 76356 - 78877, was einer integrierten Luminosität von  $100.4 \text{ nb}^{-1}$  entspricht. Die Selektion umfaßt die Physikklassen für tief unelastische ep Streuung mit hohem  $Q^2$ , neutrale und geladene Ströme, Jet-Jet Ereignisse und prompte Photonen. Als Maßnahmen zur Untergrund-Unterdrückung wurde u.a. gewählt, die durch das Standard-Cosmicsuchprogramm der H1-Kollaboration (dem sogenannten 'Harjes-Finder') identifizierten Cosmics zu verwerfen.

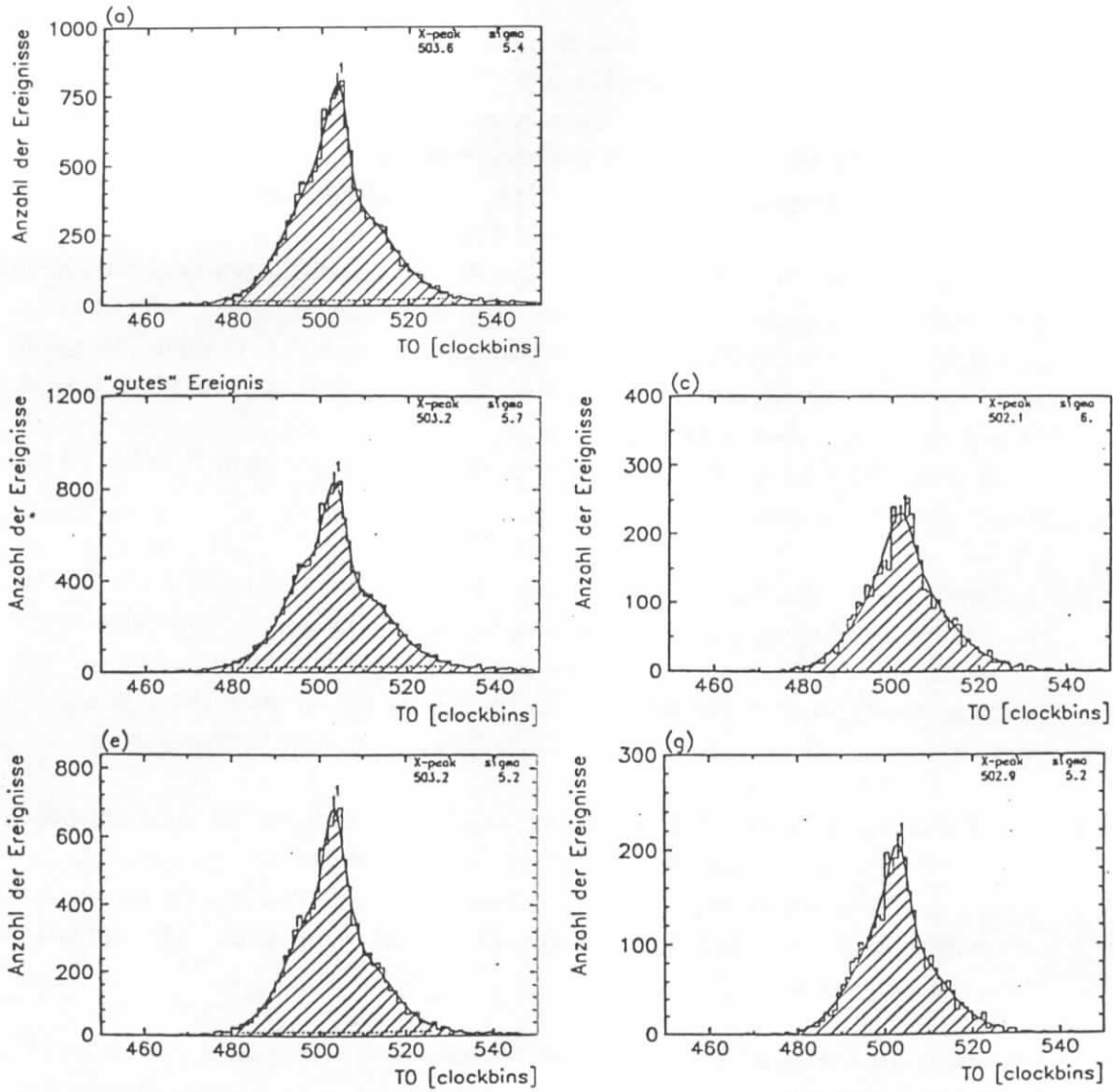
Der Datensatz HIGHPT wird als zusätzlicher Datensatz neben dem Run 65199 vor allem aus zwei Gründen ausgewählt:

- Es handelt sich um eine Vorselektion, die als sogenanntes 'Mini-DST' die Grundlage für andere Physikanalysen bildet. Sie beinhaltet Daten, die Minimalanforderungen entsprechen, wie sie für bestimmte Klassen von Physikereignissen erwartet werden. Die Ergebnisse hinsichtlich des Ereignis- $T_0$ , die für diese Daten gewonnen werden, lassen sich auf die jeweiligen Einzel-Untersuchungen übertragen.
- Der Datensatz wird auch in Kapitel 7 verwendet bei der Entwicklung eines neuen Cosmic-Suchprogrammes. Er ist in dieser Hinsicht besonders geeignet, da aufgrund der Ereignistopologien der in ihm selektierten Physikklassen sich in ihm diejenigen Ereignisse anreichern, die Ähnlichkeit mit "einfachen" oder radiativen Cosmics aufweisen.

Die Vorselektion HIGHPT umfaßt 28625 Ereignisse. Aufgrund von zeitweise auftretenden Problemen bei der CJC2 war diese während der hier umfaßten Datennahme nicht immer eingeschaltet. Ereignisse, die ohne CJC2-Betrieb aufgenommen wurden, werden nachfolgend nicht behandelt. Es bleiben 20083 Ereignisse übrig.

Die Abbildung 6.3 zeigt die Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für den Datensatz HIGHPT. Die angegebenen Bedingungen entsprechen den bisherigen Definitionen. Betrachtet man die Verteilung des Ereignis- $T_0$  für das Kriterium gutes Ereignis, so fällt die asymmetrische Form auf. Die Verteilung zeigt sowohl bei  $495 \text{ clockbins}$ , als auch bei  $510 \text{ clockbins}$  'Verbreiterungen'. Die Ursachen hierfür sind schwer zu bestimmen. Offenbar spielen die diversen Klassifikationsanforderungen des Datensatzes HIGHPT eine Rolle. Die Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für den Run 65199, der nicht nach bestimmten Physikklassen selektiert ist, zeigen demgegenüber eine weitestgehend symmetrische Form. Für die Forderung nach mehr negativen als positiven Spuren in einem Ereignis (siehe die Abbildungen 6.3 (c) und (g)) schwächen sich die Verbreiterungen deutlich ab. Dies ist ein erster Hinweis auf eine bestimmte Gruppe von Ereignissen, die die Asymmetrien hervorrufen könnten. Ein weiterer Grund könnte in den unterschiedlichen Betriebsbedingungen der Runs, über die sich der Datensatz HIGHPT erstreckt, liegen (siehe hierzu auch den Abschnitt 6.3).

<sup>12</sup> Nach dem Selektionskriterium eines hohen Gesamttransversalimpulses: *high-pt*.



**Abbildung 6.3:** Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für verschiedene Ereignis-Kriterien. Darstellung des Bereiches des Hauptmaximums. Datensatz HIGHPT.

Kriterium	Ereignisse #	Hauptwert <i>clockbins</i>	Breite ( $\sigma$ )	
			<i>clockbins</i>	$\approx ns$
gutes Ereignis	19915	503,2	5,7	1,1
(a)	17307	503,6	5,4	1,1
(c)	4365	502,1	6,0	1,2
(e)	13355	503,2	5,2	1,0
(g)	3432	502,9	5,2	1,0

**Tabelle 6.2:** Auflösung des Ereignis- $T_0$  für verschiedene Ereignis-Kriterien. Datensatz HIGHPT.



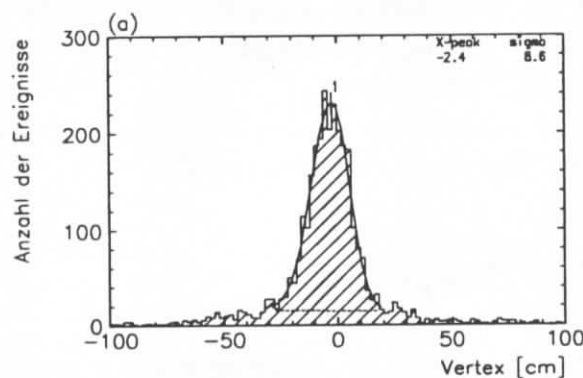
Betrachtet man die angegebenen Hauptwerte, so ergibt sich gegenüber dem Run 65199 eine Verschiebung von  $4\text{clockbins} \approx 0,8\text{ns}$ . Dies ist auf veränderte Betriebsparameter der HERA-Maschine im Jahr 1994 zurückzuführen [GEC94]. Der Effekt einer leichten Verschiebung des Hauptwertes des Ereignis- $T_0$  zwischen  $0,5\text{ns}$  und  $1\text{ns}$  zeigt sich auch bei anderen Analysen [DUE94]. Bei der Breite der Anpassungsfunktionen ergeben sich keine Veränderungen. Die Tabelle 6.2 faßt die Ergebnisse zusammen.

Die für den Run 65199 bestimmte Auflösung des Ereignis- $T_0$  bestätigt sich für Daten aus dem Frühjahr 1994.

Die Auflösung des Ereignis- $T_0$  beträgt auch für den Datensatz HIGHPT 1,  $1\text{ns}$ .

## 6.2 Die Korrelation des Ereignis-Zeitnullpunktes zum Ereignis-Vertex

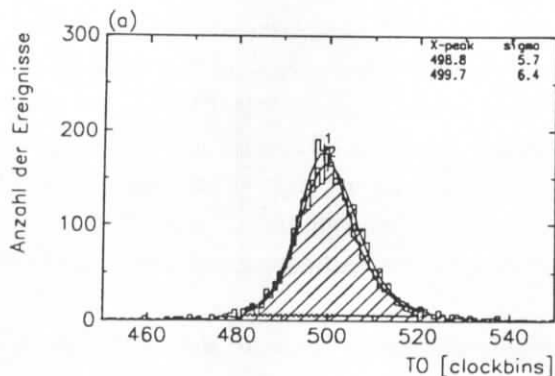
Bewegt sich ein Teilchen annähernd mit Lichtgeschwindigkeit, wie z.B. die Strahlenelektronen und Strahlprotonen, so legt es in  $1\text{ns} \approx 30\text{cm}$  zurück. Bei einer Auflösung des Ereignis- $T_0$  von  $\approx 1\text{ns}$  stellt sich die Frage, ob aus dem Ereignis- $T_0$  eine Ortsinformation abgeleitet werden kann. In diesem Abschnitt wird untersucht, ob eine Korrelation zwischen dem Ereignis- $T_0$  und dem Ereignis-Vertex besteht.



**Abbildung 6.4:** Verteilungen des Ereignis-Vertex für Ereignisse des Datensatzes über den Run 65199, die dem Kriterium (a) genügen.

Die Abbildung 6.4 zeigt die Verteilung des Ereignis-Vertex für diejenigen Ereignisse des Runs 65199, die dem Kriterium (a) genügen. Der Hauptwert der Anpassungsfunktion beträgt  $-2,4\text{cm}$ , ihre Breite  $\sigma = 8,6\text{cm}$ . Die geringe Breite erklärt sich durch die Anforderungen der DST-Selektion sowie dem zusätzlich gestellten Kriterium (a). Der vom nominellen Nullpunkt verschobene Hauptwert resultiert aus den Betriebsparametern der HERA-Maschine. Für die Runperiode 1994 ist eine leichte Verschiebung in Richtung auf den nominellen Nullpunkt hin zu beobachten. Die Breite der Verteilung ist abhängig von der Ausdehnung der Protonen-Teilchenpakete in  $z$ -Richtung. Die Ausdehnung der Elektronen-Teilchenpakete in  $z$ -Richtung beträgt  $\approx 1\text{cm}$ , diejenige der Protonen-Teilchenpakete  $\approx 20\text{cm}$ . Die Ausdehnung der Elektronen-Teilchenpakete wird im nachfolgenden vernachlässigt.

Betrachtet man die Anpassungsfunktion im Sockelbereich, so kann man eine Ausdehnung der Verteilung des Ereignis-Vertex von  $\approx 50\text{cm}$  ablesen: Zwischen dem Vertex



**Abbildung 6.5a:** Verteilung des Ereignis- $T_0$  (helles Histogramm) und des korrespondierenden Wertes für  $T_{0_{korr}}$  (schraffiertes Histogramm) für das Ereignis-Kriterium (a).

einer Wechselwirkung eines Elektrons und den "ersten" Protonen eines Protonen-Teilchenpaketes und dem Vertex einer Wechselwirkung eines Elektrons und den "letzten" Protonen eines Protonen-Teilchenpaketes liegen  $\approx 50\text{cm}$ .

Die Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete sowie die Bestimmung des Ereignis- $T_0$  sind durch die HERA-clock miteinander synchronisiert. Man kann den Hauptwert in der Vertex-Verteilung mit dem Hauptwert in der Verteilung des Ereignis- $T_0$  identifizieren. Legt man die Werte unter der Bedingung (a) zugrunde, so erwartet man für einen Vertex-Wert von  $-2,4\text{cm}$  ein Ereignis- $T_0$  von  $498,8\text{clockbins}$ . Für ein Ereignis, daß  $30\text{cm}$  vor dem Hauptwert des Vertex liegt, erwartet man ein Ereignis- $T_0$ , daß um  $1\text{ns}$  bzw.  $5\text{clockbins}$  vor dem Hauptwert des Ereignis- $T_0$  liegt.

Ebenso kann umgekehrt argumentiert werden. Durch Berücksichtigung des Ereignis-Vertex kann ein "korrigiertes" Ereignis- $T_0$  berechnet werden durch:

$$T_{0_{korr}} = T_0 - \left( \text{Vertex} \cdot \frac{5}{30} \right) \quad (6.1)$$

wobei die Einheit des Ereignis- $T_0$  in *clockbins* und die Einheit des Vertex in *cm* gegeben ist. Die Verteilung eines "korrigierten"  $T_{0_{korr}}$  sollte gegenüber der entsprechenden Verteilung des Ereignis- $T_0$  schmaler ausfallen, da die Abhängigkeiten bezüglich der  $z$ -Position der Wechselwirkung korrigiert werden.

Die Abbildungen 6.5a und 6.5b zeigen die entsprechenden Verteilungen. Das helle Histogramm zeigt die Verteilung des Ereignis- $T_0$ . Das schraffierte Histogramm zeigt die Verteilung des Wertes  $T_{0_{korr}}$ . Die Tabelle 6.3 faßt die Ergebnisse zusammen. Es sind für alle Kriterien zwei Effekte zu beobachten:

- Eine Verschiebung des Hauptwertes
- Eine Verbreiterung der Verteilung

Die Verbreiterung der Verteilung für  $T_{0_{korr}}$  gegenüber der Verteilung des Ereignis- $T_0$  steht im Widerspruch zu dem erwarteten Verhalten. Offenbar besteht keine hinreichend strenge Korrelation zwischen dem Ereignis- $T_0$  und dem Ereignis-Vertex. Die Auflösung des

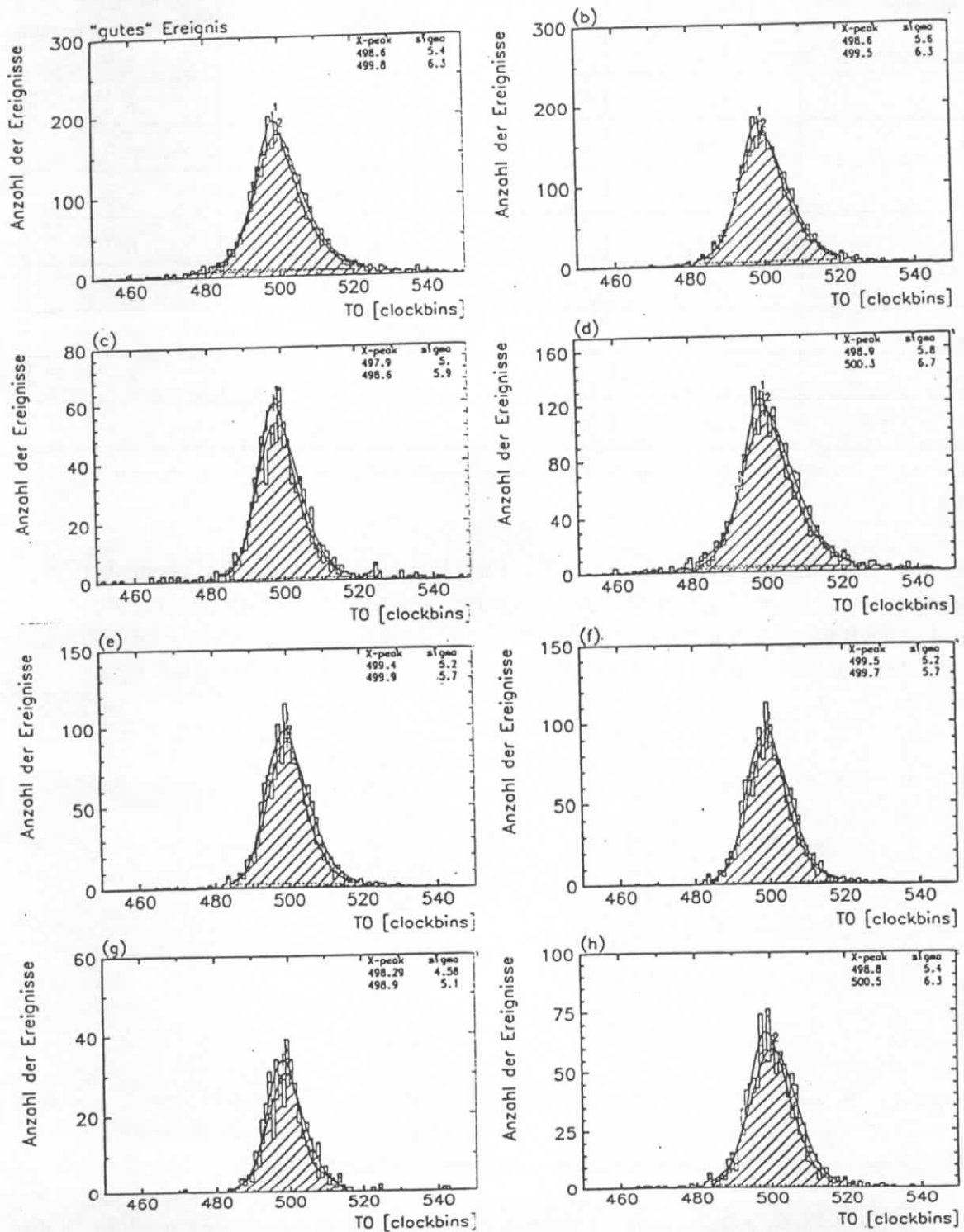
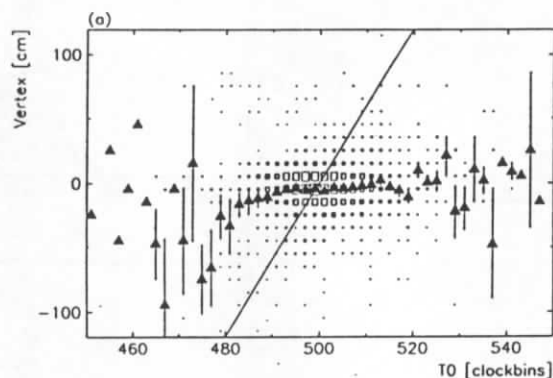


Abbildung 6.5b: Verteilungen des Ereignis- $T_0$  (helles Histogramm) und des korrespondierenden Wertes für  $T_{0, \text{korr}}$  (schraffiertes Histogramm) für verschiedene Ereignis-Kriterien.

Kriterium	Ereignis- $T_0$ [clockbins]		$T_{0,corr}$ [clockbins]	
	Hauptwert	$\sigma$	Hauptwert	$\sigma$
gutes Ereignis	498,6	5,4	499,8	6,3
(a)	498,8	5,7	499,7	6,4
(b)	498,6	5,6	499,5	6,3
(c)	497,9	5,0	498,6	5,9
(d)	498,9	5,8	500,3	6,7
(e)	499,4	5,2	499,9	5,7
(f)	499,5	5,2	499,7	5,7
(g)	498,3	4,6	498,9	5,1
(h)	498,8	5,4	500,5	6,3

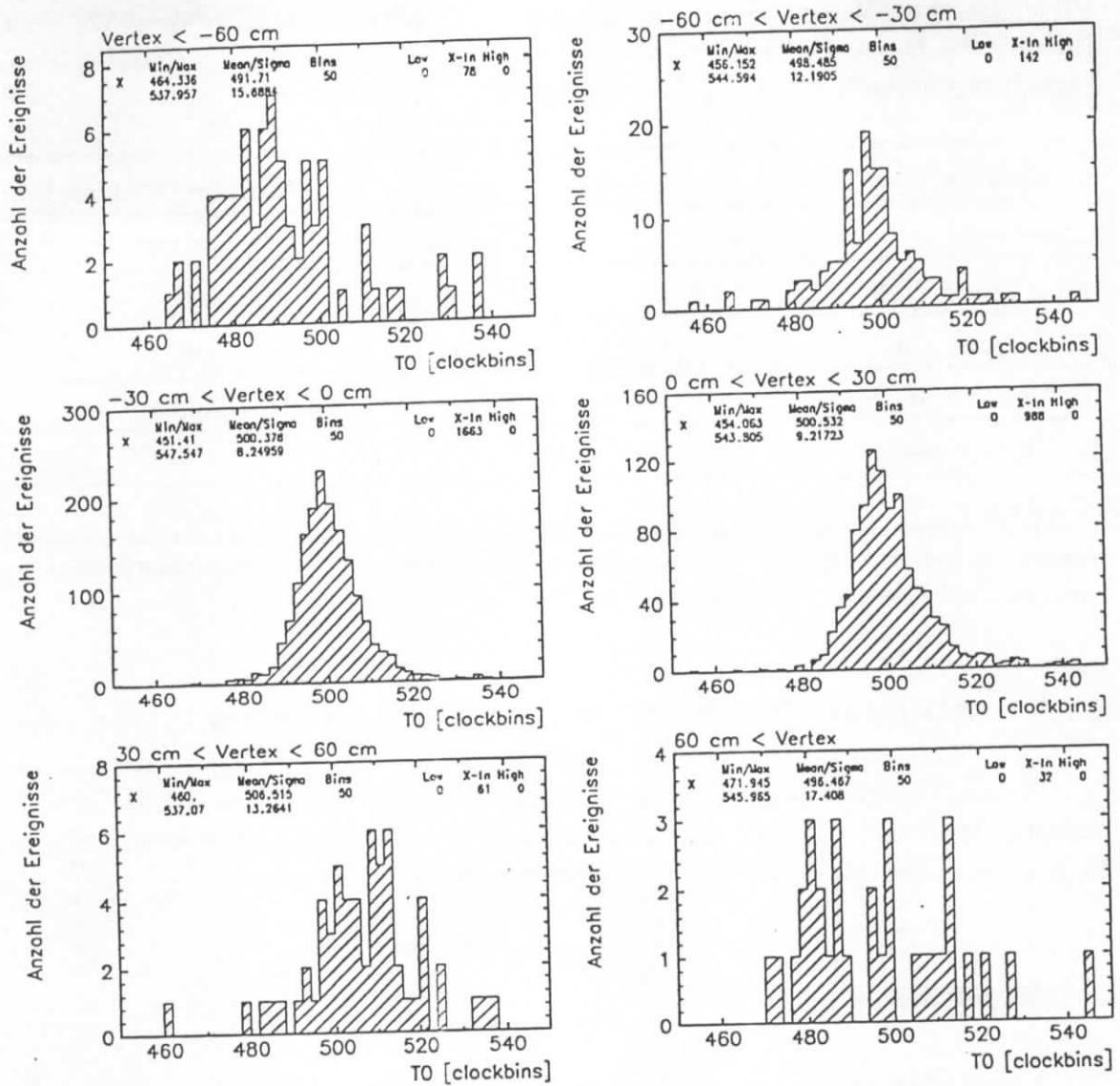
**Tabelle 6.3:** Werte des Ereignis- $T_0$  und des korrespondierenden Wertes für  $T_{0,corr}$  für verschiedene Ereignis-Kriterien.

Ereignis- $T_0$  beträgt ungefähr  $1ns$ . Durch die Ausdehnung der Protonen-Teilchenpakete in  $z$ -Richtung von  $\approx 50cm$  ergibt sich eine Unschärfe bezüglich einer Zeitmessung von  $\approx 1 - 2ns$ . Die Auflösungen liegen damit in der gleichen Größenordnung. Dies ist eine Erklärung dafür, daß für Korrekturen in der Größenordnung von  $30cm$  (bzw.  $1ns$ ) das Ereignis- $T_0$  nicht sensitiv ist.



**Abbildung 6.6:** Zweidimensionales Histogramm der Korrelation zwischen dem Ereignis- $T_0$  und dem Ereignis-Vertex für Ereignisse, die dem Kriterium (a) genügen. Gefüllte Dreiecke: Binweise gebildeter Mittelwert der Vertices. Durchgezogene Linie: Korrelation gemäß Lichtgeschwindigkeit.

Die Korrelation zwischen dem Ereignis- $T_0$  und dem Ereignis-Vertex wird durch die Abbildung 6.6 illustriert. Es sind die Ereignisse des Runs 65199 unter der Bedingung (a) dargestellt. Die Darstellung zeigt in einem zweidimensionalen Histogramm das Ereignis- $T_0$  gegen den Ereignis-Vertex. Die gefüllten Dreiecke markieren die binweise gebildeten Mittelwerte. Die durchgezogene Linie markiert die Korrelation, wie sie aufgrund der Licht-



**Abbildung 6.7:** Die Korrelation zwischen dem Ereignis- $T_0$  und dem Ereignis-Vertex für Ereignisse, die dem Kriterium (a) genügen, anhand der Verteilung des Ereignis- $T_0$  für verschiedene Bereiche des Ereignis-Vertex.

geschwindigkeit der Strahlelektronen und der Strahlprotonen zu erwarten ist. Für den Bereich mit hinreichender Statistik erkennt man eine schwache Korrelation zwischen Ereignis- $T_0$  und Ereignis-Vertex, die zumindest die richtige Tendenz zeigt. Ereignisse mit einem späteren Ereignis- $T_0$  zeigen einen Ereignis-Vertex, der zu positiven  $z$ -Werten, also in Bewegungsrichtung der Strahlprotonen, verschoben ist.

In der Abbildung 6.7 wird die schwache Korrelation zwischen dem Ereignis- $T_0$  und dem Ereignis-Vertex mit Hilfe einer Histogramm-Folge dargestellt. Die verwendeten Ereignisse genügen dem Kriterium (a). Während in der Abbildung 6.6 binweise für Werte des Ereignis- $T_0$  ein Mittelwert für die jeweiligen Vertex-Werte gebildet wurde, sind hier die Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für 6 aufeinander folgende Vertex-Bereiche dargestellt. Die Statistik zeigt u.a. die Mittelwerte der Verteilungen an. Man erkennt die systematische

Verschiebung der Verteilungen mit zunehmenden Vertex-Werten hin zu größeren Werten des Ereignis- $T_0$ . Der letzte Teilbereich bildet hier eine Ausnahme, die in der sehr geringen Statistik begründet liegt. Die Tabelle 6.4 faßt die Ergebnisse zusammen.

Vertex-Bereich [cm]	Ereignisse [#]	Mittelwert [clockbins]
Vertex < -60	78	491,7
-60 < Vertex < -30	142	498,5
-30 < Vertex < 0	1663	500,4
0 < Vertex < 30	988	500,5
30 < Vertex < 60	61	506,5
60 < Vertex	32	496,5

**Tabelle 6.4:** Verschiebung des Mittelwertes der Verteilung des Ereignis- $T_0$  für eine Abfolge aneinander anschließender Bereiche des Ereignis-Vertex. Die Ereignisse genügen dem Kriterium (a).

### 6.3 Stabilität des Ereignis-Zeitnullpunktes

Für die Verwendung des Ereignis- $T_0$  als möglichen Schnitt (siehe Kapitel 7) ist die Stabilität des Ereignis- $T_0$  über einen einzelnen Run bzw. über eine längere Runperiode von Bedeutung. In diesem Abschnitt wird versucht, anhand der Datensätze

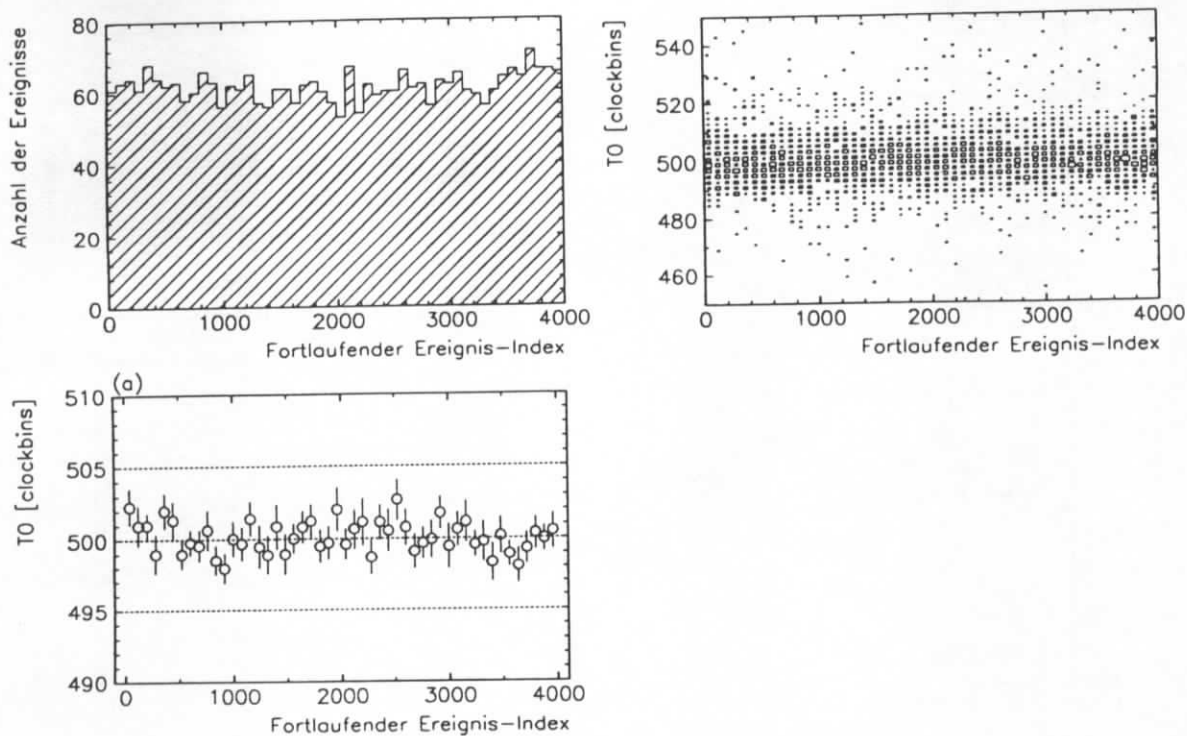
- Run 65199
- HIGHPT

abzuschätzen, wie konstant der Wert des Ereignis- $T_0$  ist.

Bei der Analyse des Runs 65199 wurde ein fortlaufender Ereignis-Index gebildet, d.h. jedes Ereignis bekommt eine Nummer in der Reihenfolge des Zugriffs auf die Ereignisse. Der Run 65199 enthält 4101 Ereignisse mit den fortlaufenden Ereignis-Indizes 1 - 4101.

Die Abbildung 6.8 zeigt links oben die Verteilung der Ereignis-Indizes für die ersten 4000 Ereignisse des Runs 65199 unter dem Ereignis-Kriterium (a). Das Histogramm enthält 50 Bins. Aus jedem Abschnitt des Runs werden annähernd gleich viele Ereignisse akzeptiert. Dies ist ein erster Hinweis auf die Konstanz der Runbedingungen. Das zweidimensionale Histogramm rechts oben zeigt das Ereignis- $T_0$  für die einzelnen Abschnitte des fortlaufenden Ereignis-Index. Der binweise gebildete Mittelwert des Ereignis- $T_0$  ist in der unteren Abbildung dargestellt. Für die verwendeten Ereignisse des Runs 65199 bleibt der Mittelwert des Ereignis- $T_0$  weitestgehend stabil. Die Schwankungen liegen bei  $\pm 2,5$  clockbins (0,5ns). Für den Run 65199 kann von einem konstanten Ereignis- $T_0$  ausgegangen werden.

Analog wird für den Datensatz HIGHPT verfahren. In ihm sind mehr als 2000 verschiedene Runs berücksichtigt. Jedes Ereignis bekommt einen fortlaufenden Ereignis-Index.



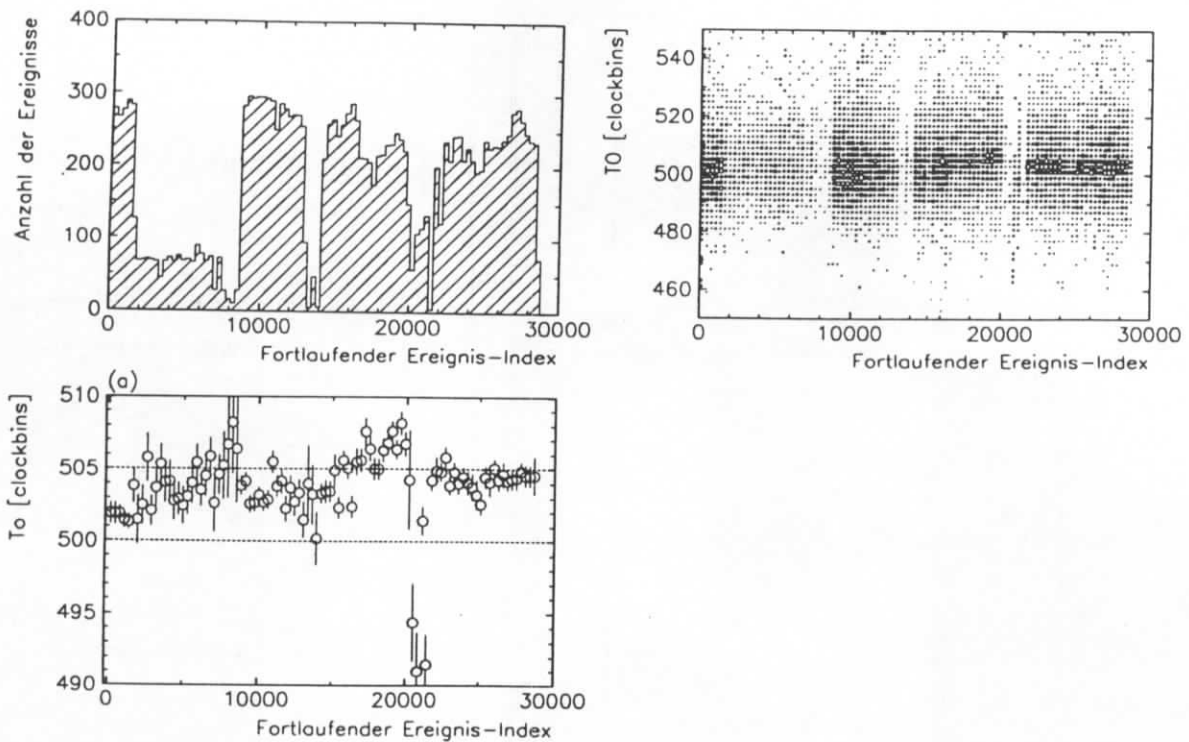
**Abbildung 6.8:** Links oben: Die Verteilung der Ereignis-Indizes des Runs 65199 unter dem Kriterium (a). Rechts oben: Die Verteilung des Ereignis- $T_0$  gegen den Ereignis-Index. Je 80 Ereignis-Indizes sind in einem Bin zusammengefasst. Unten: Der Mittelwert des Ereignis- $T_0$  gegen den Ereignis-Index. Der Mittelwert des Ereignis- $T_0$  wird über je 80 Ereignis-Indizes gebildet.

Die Abbildung 6.9 zeigt links oben die Verteilung der Ereignis-Indizes für den Datensatz HIGHPT unter der Bedingung (a).

Während der Datennahme derjenigen Runs, über die der Datensatz HIGHPT gebildet wurde, war die CJC2 nicht durchgängig eingeschaltet. Die Ereignisse ohne Betrieb der CJC2 werden nicht berücksichtigt. Damit erklären sich die verschiedenen Minima der Verteilung der Ereignis-Indizes. Das Histogramm enthält 100 Bins. Bei  $\approx 29000$  Ereignissen ist ein Maximalwert von  $\approx 290$  Ereignissen pro Bin zu erwarten. Dieser Wert wird nur teilweise erreicht. Selbst bei einer weiteren Vorselektion auf DST-Level, wie sie der Datensatz HIGHPT darstellt, liegen sehr unterschiedliche Folgen von Ereignissen vor.

Analog der Abbildung 6.8 zeigt die Abbildungen 6.9 zum einen die Verteilung des Ereignis- $T_0$  gegen den Ereignis-Vertex (rechts oben), zum anderen die binweise gebildeten Mittelwerte des Ereignis- $T_0$  (unten). Die Bereiche mit geringer Statistik machen sich durch starke Schwankungen des Mittelwertes des Ereignis- $T_0$  bemerkbar. Auch für Abschnitte mit guter Statistik sind Abweichungen von  $\pm 5 \text{ clockbins}$  ( $\approx 1 \text{ ns}$ ) festzustellen. Es kommt in den Bereichen der Ereignis-Indizes von 0 -  $\approx 9000$  und von  $\approx 15000$  bis  $\approx 20000$  zu einem deutlichen Anstieg der Mittelwerte. Für den Bereich der Ereignis-Indizes von  $\approx 22000$  bis  $\approx 29000$  sind die Mittelwerte des Ereignis- $T_0$  stabil.

Eine Erklärung für den langsamen Anstieg der Mittelwerte des Ereignis- $T_0$ , der über weite Bereiche festzustellen ist, könnte in einer geringfügigen Veränderung der Gaszusammensetzung der CJC zu finden sein. Eine Veränderung der Gaszusammensetzung, z.B.



**Abbildung 6.9:** Links oben: Die Verteilung der Ereignis-Indizes des Datensatzes HIGHPT unter dem Kriterium (a). Rechts oben: Die Verteilung des Ereignis- $T_0$  gegen den Ereignis-Index. Je 300 Ereignis-Indizes sind in einem Bin zusammengefaßt. Unten: Der Mittelwert des Ereignis- $T_0$  gegen den Ereignis-Index. Der Mittelwert des Ereignis- $T_0$  wird über je 300 Ereignis-Indizes gebildet.

durch eine geringfügige Kontaminationen mit Wasser, kann zu einer Veränderung der Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  führen. Über die Korrelation der Driftgeschwindigkeit mit dem Ereignis- $T_0$  wird dann auch das Ereignis- $T_0$  verändert. Dies zeigt, wie wichtig eine fortlaufende Überwachung der Driftgeschwindigkeit und des Ereignis- $T_0$  während des Meßbetriebes ist. Diese Aufgabe wird seit der Runperiode 1994 im Rahmen des neuen Rekonstruktionsprogrammes erfüllt. Erst vor dem Hintergrund eines hinreichend stabilen Ereignis- $T_0$  sind die Überlegungen in Kapitel 7 hinsichtlich eines Schnittes auf das Ereignis- $T_0$  relevant.



# Kapitel 7

## Anwendungen des Ereignis-Zeitnullpunktes

In Kapitel 6 wurde gezeigt, daß die Auflösung des Ereignis- $T_0$  bei  $\approx 1,1ns$  liegt. Die Gesamtbreite des Hauptmaximums der Verteilung des Ereignis- $T_0$  wurde durch die Intervalle  $500 \pm 30clockbins$  bzw.  $500 \pm 20clockbins$  abgeschätzt. In dem Kapitel 7 geht es um die Frage, welcher Art die Ereignisse sind, die Einträge außerhalb der genannten Intervalle hervorrufen. Die zugrundeliegende Vermutung besteht darin, diese Ereignisse als Untergrund anzusehen. Es wird versucht, Kriterien für die Selektion von Untergrundeignissen zu entwickeln, um prüfen zu können, ob die Ereignisse mit einem Ereignis- $T_0$  außerhalb der genannten Intervalle sich auf diese Art und Weise erfassen lassen. Dabei wird zwischen Untergrund, hervorgerufen durch kosmische Höhenstrahlung, und Untergrund, hervorgerufen durch Strahl-Wand oder Strahl-Gas Wechselwirkungen, unterschieden. Im Rahmen der Untersuchungen zur kosmischen Höhenstrahlung wird ein neues Cosmic-Suchprogramm entwickelt.

### 7.1 Kosmische Höhenstrahlung (Cosmics)

Die kosmische Höhenstrahlung bildet einen permanenten Strahlungshintergrund<sup>13</sup>. Die Ereignisse, die durch Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung ausgelöst werden, werden kurz *Cosmics* genannt. Auf dem Höhenniveau des H1-Detektors etliche Meter unter der Erdoberfläche erreichen diesen ausschließlich kosmische Myonen. Die meisten Myonen durchqueren den Detektor vollständig. Als minimal ionisierende Teilchen deponieren sie nur wenig Energie im Kalorimeter. Ihre geladene Spurmultiplicität ist gering. Häufig treten nur zwei Spuren in der CJC auf, die eine in der oberen, die andere in der unteren Hemisphäre. In solchen Fällen spricht man von "einfachen" Cosmics.

Bei radiativen Cosmics kommt es zu einem völligen oder teilweisen Aufschauern des primären kosmischen Myons. Dies geschieht typischerweise im Kalorimeter, wo durch die hohe Materialbelegung die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung höher ist als in anderen Detektorkomponenten. Radiative Cosmics deponieren in vielen Fällen eine Energiemenge in einer Größenordnung im Kalorimeter, wie sie auch bei ep Wechselwirkungen zu

---

<sup>13</sup> Siehe dazu Anhang B.

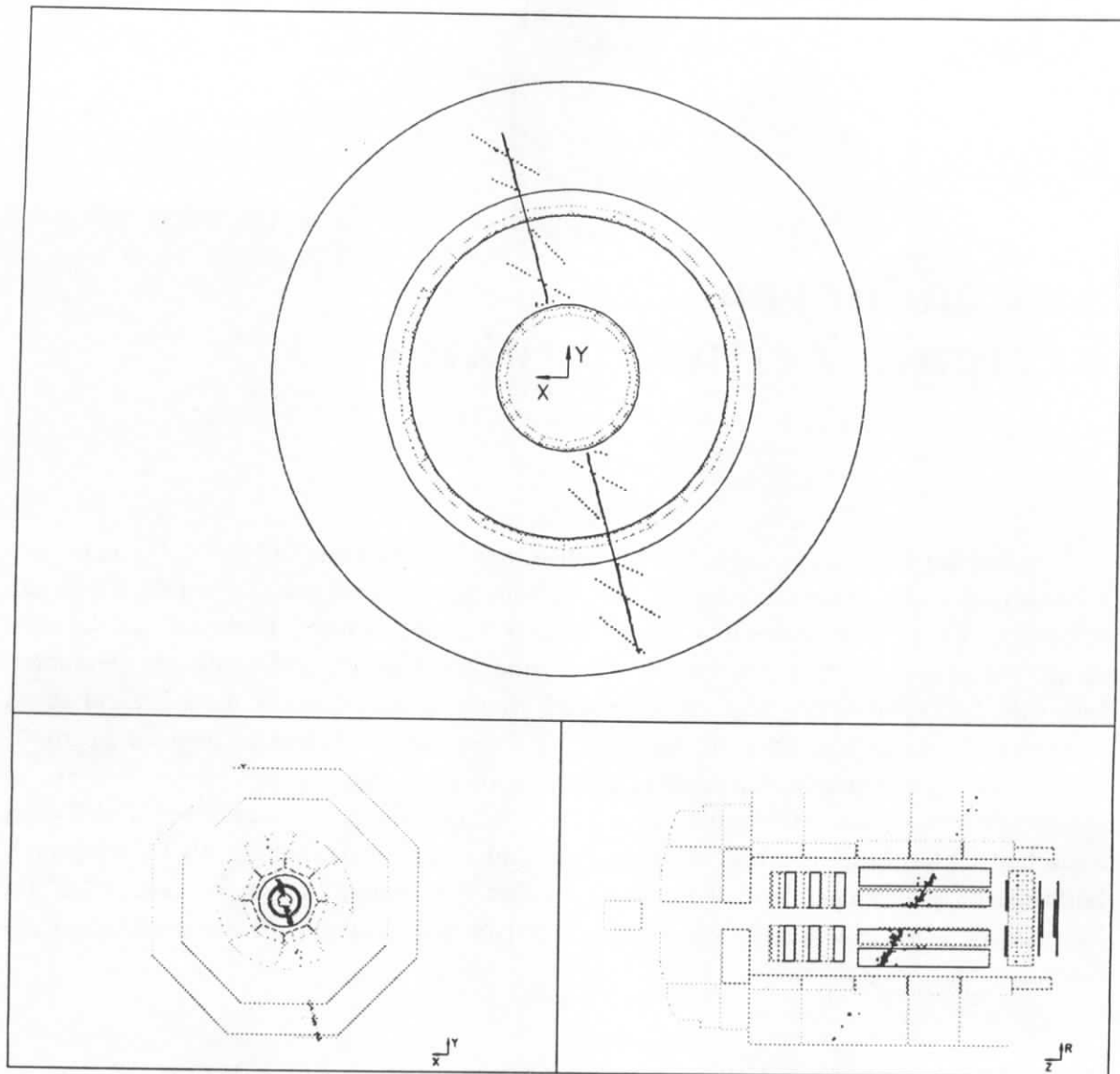


Abbildung 7.1: "Einfaches" Cosmic.

beobachtet ist. Die Anzahl der geladenen Spuren, die durch die CJC gemessen werden, ist infolge der Schauerbildung zum Teil sehr groß ( $> 100$ ). Die Ereignisse mit nur geringer Schauerbildung werden im folgenden als leicht radiative Cosmics bezeichnet.

Die Abbildungen 7.1, 7.2 und 7.3 zeigen charakteristische Beispiele für die verschiedenen Klassen der Cosmics. Ihre verschiedene Topologie erfordert unterschiedliche Methoden zu ihrer Identifikation. "Einfache" und leicht radiative Cosmics lassen sich zu einer Gruppe zusammenfassen. Im folgenden werden unter den "einfachen" Cosmics auch die leicht radiativen Cosmics subsumiert. Da die Mehrzahl der Cosmics unter die Klasse der "einfachen" Cosmics fällt, werden zunächst Methoden zur Identifikation dieser Gruppe diskutiert.

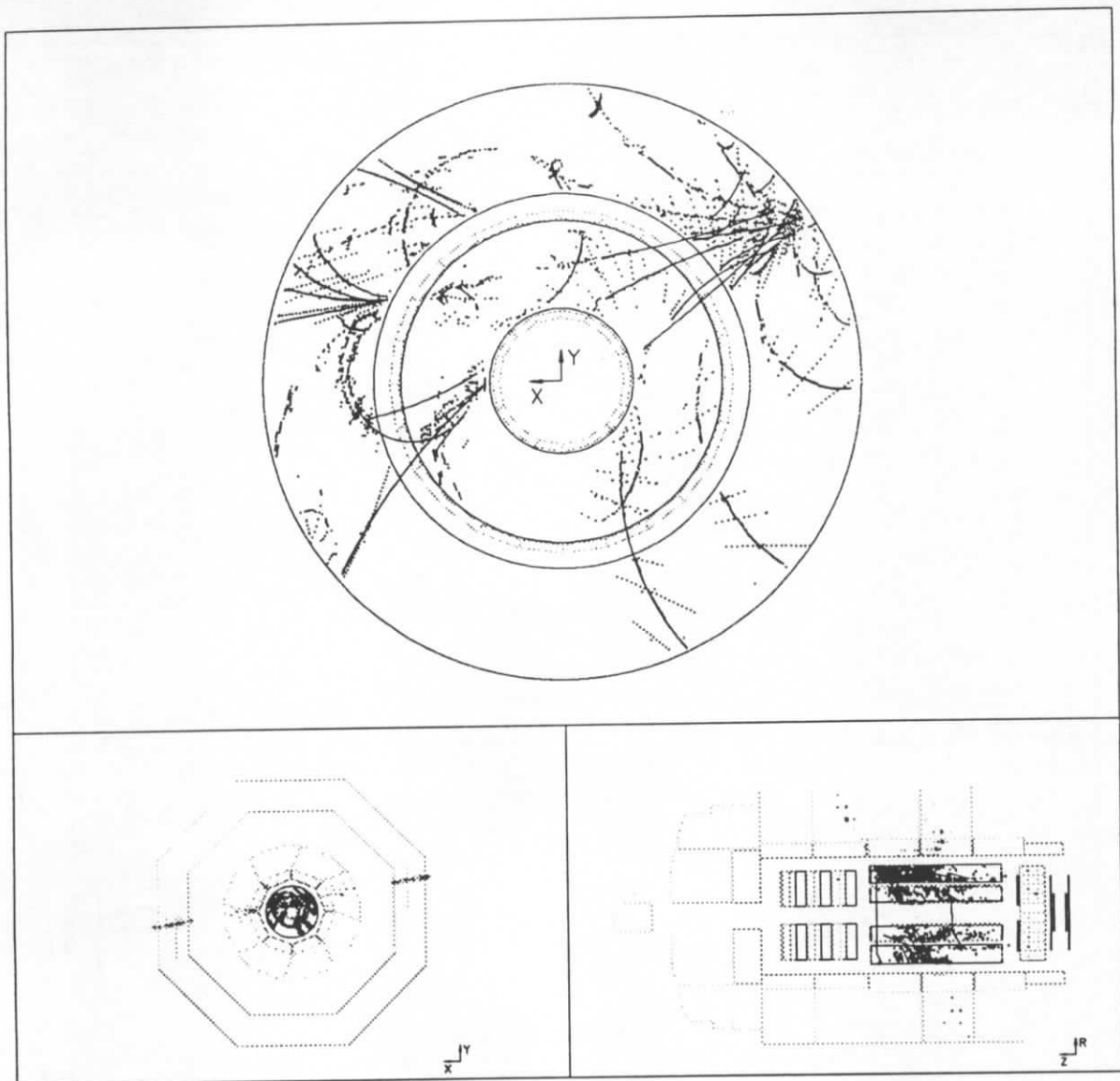


Abbildung 7.2: Radiatives Cosmic.

### 7.1.1 "Einfache" Cosmics

"Einfache" Cosmics deponieren nur wenig Energie im Kalorimeter. Sie zeigen eine klare Topologie, die sie von anderen Ereignissen unterscheidet. Allerdings gibt es auch ep Wechselwirkungen, bei denen zwei Myonen entstehen, die eine Ähnlichkeit mit "einfachen" Cosmics aufweisen. Der  $J/\Psi$  Zerfall ist hierfür ein Beispiel [CSC93].

"Einfache" Cosmics lassen sich durch Spurinformatoren, die durch die CJC gewonnen werden, identifizieren. Der leitende Grundgedanke dabei ist: Bei der Spurrekonstruktion wird die *eine* durchgängige Bahn eines Myons in *zwei* Hälften aufgeteilt, deren eine in der oberen Hemisphäre liegt (Spur A), die andere in der unteren (Spur B). Die beiden Spurenhälften erfüllen die folgende Zwangsbedingungen:

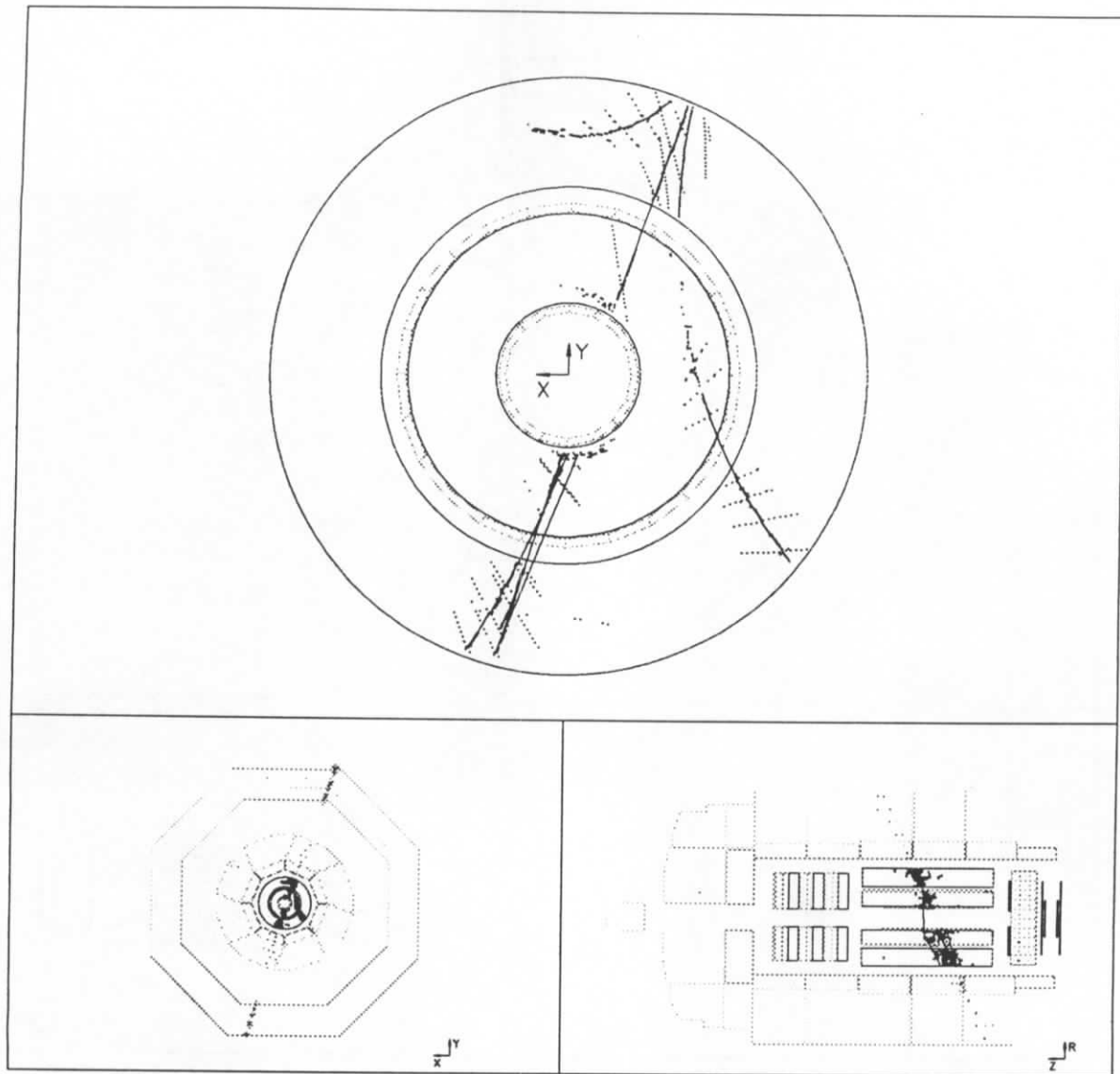


Abbildung 7.3: Leicht radiatives Cosmic.

$$\kappa_A = -\kappa_B \quad (7.1)$$

$$\phi_A = \phi_B + \pi \quad (7.2)$$

$$d_{ca_A} = -d_{ca_B} \quad (7.3)$$

$$\theta_A = \pi - \theta_B \quad (7.4)$$

$$z_{0_A} = z_{0_B} \quad (7.5)$$

Für die Identifikation eines "einfachen" Cosmic ist es somit erforderlich, zwei Spuren A und B zu finden, die diese Zwangsbedingungen erfüllen. Auf dieser prinzipiellen Idee beruht ein Cosmic-Suchprogramm, daß als Standard-Suchprogramm im Rahmen der H1-Kollaboration Verwendung findet. Es ist nach seinem Autor als Harjes-Finder benannt. Das Programm arbeitet nach dem folgenden Schema:

1. Es wird eine Anzahl geladener Spuren  $2 \leq N_{\text{Spuren}} \leq 12$  gefordert.
  - Klassifikation I:  $2 \leq N_{\text{Spuren}} \leq 6$
  - Klassifikation II:  $6 < N_{\text{Spuren}} \leq 12$
2. Erfüllt ein Ereignis die Bedingung 1., so werden alle Spuren paarweise miteinander daraufhin verglichen, ob sie die obigen Zwangsbedingungen erfüllen. Die Spuren müssen eine radiale Länge  $L_{\text{Spur}} \geq 10\text{cm}$  und einen Betrag des Transversalimpulses  $|p_T| \geq 135\text{MeV}$  (dies entspricht einem  $|\kappa|$  von  $0,025\text{cm}^{-1}$ ) aufweisen. Es werden folgende Fehlergrenzen fest vorgegeben:

- a.  $|\kappa_A + \kappa_B| \leq 0,005\text{cm}^{-1}$
- b.  $|\phi_A - \phi_B - \pi| \leq 0,2\text{rad} (\approx 11,5^\circ)$
- c.  $|d_{ca_A} + d_{ca_B}| \leq 5,0\text{cm}$
- d.  $|\theta_A + \theta_B - \pi| \leq 0,5\text{rad} (\approx 28,7^\circ)$
- e.  $|z_{0_A} - z_{0_B}| \leq 25,0\text{cm}$

Aufgrund der Unsicherheiten bei der Messung von  $\theta$  und  $z_0$  werden die Bedingungen d. und e. zur Zeit nicht benutzt.

3. Erfüllen zwei Spuren die Bedingungen a. - c., so wird ein neue gemeinsame Spur-anpassung (Spurfit) für alle fünf Parameter durchgeführt.
4. Im Falle einer Konvergenz des Fits wird ein  $\chi_{\text{Fit}}^2 \leq 100$  gefordert.
5. Gibt es in einem Ereignis ein Spurpaar, daß die Bedingungen 1. - 4. erfüllt, so wird das Ereignis als Cosmic akzeptiert.

Der Harjes-Finder weist einige Schwächen auf, die dazu geführt haben, daß im Rahmen dieser Arbeit ein anderes Programm zur Cosmic-Identifikation entwickelt wurde. Die Hauptkritikpunkte am Harjes-Finder sind:

1. Der Schnitt auf  $N_{\text{Spuren}} \leq 12$  ist sehr restriktiv. Das Ergebnis der Spur-anpassung ist darüber hinaus nur für  $N_{\text{Spuren}} \leq 6$  sicher. Radiative Cosmics können somit prinzipiell nicht identifiziert werden. Aber auch "einfache" Cosmics weisen z.T. mehr als 6 Spuren auf:
  - Durch Fehler bei der Datennahme ist es nicht immer möglich, *eine* Teilchenbahn als *eine* Spur zu rekonstruieren. Eine ursprüngliche Teilchenbahn wird unter Umständen in *mehreren* Spurstückchen rekonstruiert. Durch *readout*-Fehler werden z.T. zusätzliche Spuren rekonstruiert
  - wenn ein kosmisches Myon nur in geringem Maße aufschauert (siehe Abbildung 7.3)

2. Die Fitprozedur ist rechentechnisch aufwendig. Sie macht Gebrauch von allen fünf Parametern auf die gleiche Weise, obwohl  $\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$  in der  $r$ - $\phi$  Ebene genau,  $\theta$  und  $z_0$  jedoch ungenau bestimmt werden.
3. Die Bestimmung fester, maximaler Werte für die Abweichungen der Spurparameter ist problematisch. Gelingt die Spurrekonstruktion nicht in perfekter Weise, so daß z.B. die Spur B in zwei oder mehr Teilstücke zerfällt, so werden die Teilstücke Spurparameter haben, die i.a. nicht optimal zur Spur A passen. Da sie kürzer sind, werden sie große Fehler aufweisen. Insofern scheint ein Fehler-abhängiger Schnitt sinnvoller.

Den restriktiven Schnitten des Harjes-Finders liegt die Absicht zugrunde, nur sehr sicher als Cosmics zu bestimmende Ereignisse zu verwerfen. Es ist aber die Frage, ob durch ein anderes Vorgehen nicht eine bessere Erfassung der Cosmics erreicht werden kann, ohne das die Anzahl der fälschlicher Weise als Cosmics identifizierten Ereignisse zunimmt. In diesem Sinne und um den genannten Kritikpunkten Rechnung zu tragen, wurde ein neues Cosmic-Suchprogramm entwickelt. Die Untersuchungen basieren zunächst auf dem Run 65199.

### Neues Cosmic-Suchprogramm

Um sowohl die "einfachen" als auch die radiativen Cosmics erfassen zu können, werden zwei verschiedene Suchmethoden angewendet. Welche Methode Anwendung findet, hängt von der Anzahl der geladenen Spuren des Ereignisses ab. Für  $N_{Spuren} \leq 20$  wird die Methode für "einfache" Cosmics angewendet. Hat ein Ereignis mehr als 20 Spuren wird nach radiativen Cosmics gesucht. Die Festlegung der Grenze zwischen beiden Methoden bei 20 Spuren ergibt sich aus der Beobachtung, daß sich auf diese Weise die "einfachen" und die nur leicht radiativen Cosmics in einer Gruppe zusammenfassen lassen. In beiden Fällen liegt wenigstens ein zusammengehöriges Spurpaar vor, das von dem primären kosmischen Myon herrührt. Für radiative Cosmics mit  $N_{Spuren} > 20$  ist dagegen eine durchgehende Teilchenbahn in der Regel nicht mehr auszumachen. Von daher wird für radiative Cosmics eine andere Methode verwendet. Es wird geprüft, ob ein Ereignis einen "zweiten" Vertex außerhalb des nominellen Vertexbereiches aufweist. Unter dem nominellen Vertexbereich wird der in der  $r$ - $\phi$  Ebene definierte Bereich mit  $|d_{ca}| < 5cm$  verstanden. Ein "sekundärer" Vertex läßt sich, insbesondere außerhalb der CJC, als Schauerursprung identifizieren. Hierauf wird im Abschnitt 7.1.2 eingegangen.

Die Suche nach "einfachen" Cosmics beruht nach wie vor auf dem Prinzip, innerhalb eines Ereignisses zwei Spuren zu finden, die den Zwangsbedingungen der Spurparameter für Cosmics entsprechen. Zu diesem Zweck werden alle Spuren der oberen Hemisphäre (Spuren A, definiert durch  $\phi_A \geq 0$ ) mit allen Spuren in der unteren Hemisphäre (Spuren B, definiert durch  $\phi_B < 0$ ) verglichen, insofern sie den folgenden Spur-Bedingungen genügen:

- $L_{Spur} > 10cm$
- $N_{Hits} > 10$

- $|p_T| > 500 \text{ MeV}$

Für das Ereignis muß gelten:  $N_{\text{Spuren}} \leq 20$ . Die Spurschnitte stellen sicher, daß nur gut gemessene Spuren akzeptiert werden. Der hohe Betrag des Transversalimpulses erklärt sich aus der Tatsache, daß nur hochenergetische kosmische Myonen den Detektor erreichen.

Wenn ein Ereignis zwei Spuren A und B enthält, die den genannten Spuranforderungen entsprechen, wird für diese geprüft, ob sie gemäß der Zwangsbedingungen für Cosmics zusammenpassen. Zu diesem Zweck wird zwischen ihnen das gewichtete Mittel gebildet. Es wird getrennt für  $\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$  zum einen,  $\theta$  und  $z_0$  zum anderen vorgegangen.

$$\begin{aligned} \kappa_A \pm \sigma_{\kappa_A}; \kappa_B \pm \sigma_{\kappa_B} &\Rightarrow \kappa_{WA} \pm \sigma_{\kappa_{WA}} \\ \phi_A \pm \sigma_{\phi_A}; \phi_B \pm \sigma_{\phi_B} &\Rightarrow \phi_{WA} \pm \sigma_{\phi_{WA}} \\ d_{caA} \pm \sigma_{d_{caA}}; d_{caB} \pm \sigma_{d_{caB}} &\Rightarrow d_{caWA} \pm \sigma_{d_{caWA}} \\ \\ \theta_A \pm \sigma_{\theta_A}; \theta_B \pm \sigma_{\theta_B} &\Rightarrow \theta_{WA} \pm \sigma_{\theta_{WA}} \\ z_{0A} \pm \sigma_{z_{0A}}; z_{0B} \pm \sigma_{z_{0B}} &\Rightarrow z_{0WA} \pm \sigma_{z_{0WA}} \end{aligned}$$

Der Index WA steht für *weighted average*, gewichtetes Mittel,  $\sigma$  für die entsprechenden Standardabweichungen der einzelnen Größen. Bei der Bildung der gewichteten Mittel gehen neben den Werten der Spurparameter  $\kappa$ ,  $\phi$ ,  $d_{ca}$  bzw.  $\theta$ ,  $z_0$  und deren Fehler  $\sigma_\kappa$ ,  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_{d_{ca}}$  bzw.  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_{z_0}$  auch die Korrelationskoeffizienten der einzelnen Parameter ein<sup>14</sup>. Damit werden die Abhängigkeiten der einzelnen Spurparameter untereinander berücksichtigt. Das Ergebnis der Mittel-Bildung wird in zweierlei Hinsicht bewertet:

- Die Spurparameter der Ursprungsspuren A und B werden mit den Parametern des gewichteten Mittels verglichen.
- Es wird ein Schnitt auf das chi-Quadrat  $\chi^2_{\kappa, \phi, d_{ca}}$  für  $\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$ , und auf das chi-Quadrat  $\chi^2_{\theta, z_0}$  für  $\theta$  und  $z_0$  durchgeführt. Die chi-Quadrat Werte werden bei der Berechnung des gewichteten Mittels bestimmt.

### Vergleich der Spurparameter

Bei dem neuen Cosmic-Suchprogramm wird ein Vergleich durchgeführt, der den Fehlern der einzelnen Spuren Rechnung trägt. Es werden die folgenden Größen gebildet, dargestellt am Beispiel des Parameters  $\kappa$ . Für die anderen Spurparameter wird analog verfahren.

$$M_\kappa = \text{Minimum}\{|\kappa_{WA} - \kappa_A|; |\kappa_{WA} - \kappa_B|\} \quad (7.6)$$

<sup>14</sup> Siehe auch Anhang C.

$$A_{\kappa} = \frac{M_{\kappa}}{\sigma_{\kappa_{WA}}} \quad (7.7)$$

Es wird die kleinste Abweichung  $M_{\kappa}$  der Ursprungsparameter vom gewichteten Mittel gesucht.  $M_{\kappa}$  wird auf den Fehler des gewichteten Mittels,  $\sigma_{\kappa_{WA}}$ , bezogen. Man erhält einen "Anpassungskoeffizienten"  $A_{\kappa}$ . Dieser "Anpassungskoeffizient" gibt den minimalen Faktor an, der gewählt werden muß, damit die folgende Ungleichung erfüllt ist:

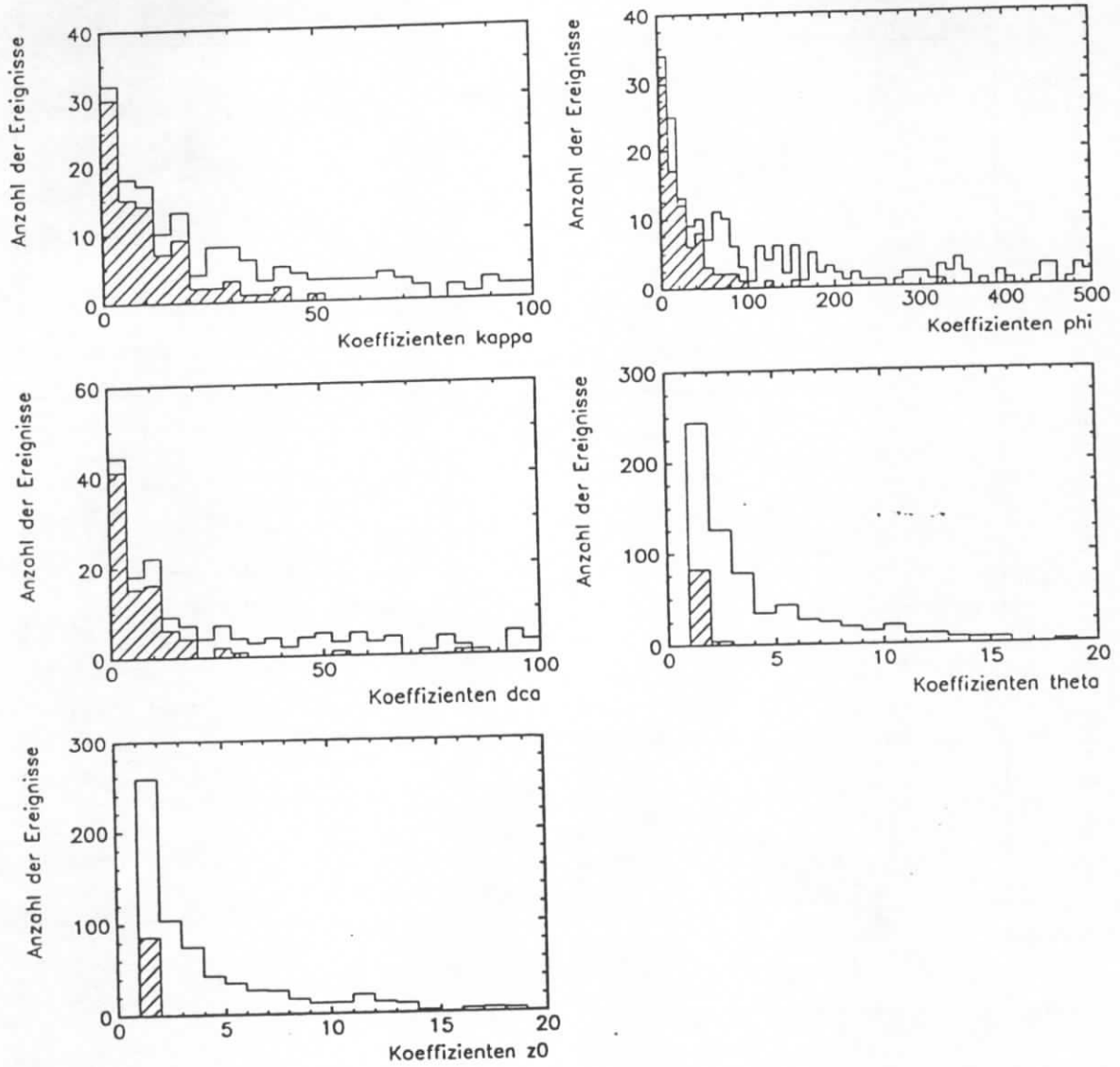
$$A_{\kappa} \cdot \sigma_{\kappa_{WA}} - M_{\kappa} \geq 0 \quad (7.8)$$

In die Ungleichung 7.8 gehen die Spurparameter  $\kappa_A$ ,  $\kappa_B$  und  $\kappa_{WA}$  ein (über  $M_{\kappa}$ ), sowie ihre jeweiligen Fehler  $\sigma_{\kappa_A}$ ,  $\sigma_{\kappa_B}$  und  $\sigma_{\kappa_{WA}}$  (über die Bildung von  $\sigma_{\kappa_{WA}}$ ). Die Ungleichung wird zugrunde gelegt, um zu prüfen, ob zwei Spuren A und B den geforderten Zwangsbedingungen für Cosmics entsprechen. Zu diesem Zweck muß ein Maximalwert für die jeweiligen "Anpassungskoeffizienten" festgelegt werden. Es ist zu prüfen, inwieweit die "Anpassungskoeffizienten" für Cosmics sich von denjenigen anderer Ereignisse (Nicht-Cosmics) unterscheiden, die auch zwei Spuren A und B mit den geforderten Eigenschaften aufweisen.

Für jedes Spurpaar A, B, das die Spuranforderungen erfüllt, eines jeden Ereignisses mit  $N_{\text{Spuren}} \leq 20$  wird das beschriebene Verfahren durchgeführt. Gibt es in einem Ereignis mehrere mögliche Spurkombinationen A, B, so wird diejenige gewählt, deren  $\chi^2_{\kappa, \phi, d_{ca}}$  am kleinsten ist. Man erhält für jedes Ereignis, in dem mindestens zwei Spuren A und B mit den geforderten Bedingungen vorhanden sind, einen minimalen "Anpassungskoeffizienten"  $A_{\kappa}$ ,  $A_{\phi}$ , ...,  $A_{z_0}$ . Von 4101 Ereignissen des Runs 65199 weisen 701 ein entsprechendes Spurpaar auf. Von diesen 701 Ereignissen werden im Laufe der Untersuchungen 87 als "einfache" Cosmics identifiziert. In der Abbildung 7.4 sind die Verteilungen der "Anpassungskoeffizienten" dargestellt. Die "einfachen" Cosmics sind schraffiert eingetragen. Die Gesamtheit aller 701 Ereignisse ist als helles Histogramm dargestellt. Die Skalierungen der Histogramme sind so gewählt, daß alle 87 Cosmics innerhalb des Skalenbereiches liegen. Von den 614 Ereignissen, die zwar ein potentiell Cosmic-Spurpaar A, B besitzen, die jedoch keine Cosmics sind, weisen die meisten so hohe Werte für ihre "Anpassungskoeffizienten" auf, daß diese außerhalb der dargestellten Bereiche liegen. Die Tabelle 7.1 faßt die Ergebnisse für diese Ereignisse zusammen.

Die Werte für die Schnitte werden so gewählt, daß alle 87 identifizierten Cosmics unterhalb dieser Werte bleiben. Die Werte für die notwendigen "Anpassungskoeffizienten" liegen in unterschiedlichen Bereichen. Dies ergibt sich aus den Fehlern der jeweiligen Spurparameter. Für  $\theta$  und  $z_0$ , die ungenau gemessen werden, ergibt sich als notwendiger Wert des "Anpassungskoeffizienten" praktisch nur eins. Für  $A_{\kappa}$  und  $A_{d_{ca}}$  ergeben sich Werte bis ungefähr 100. Die höchsten Werte ergeben sich für  $A_{\phi}$ , wo Werte bis zu 500 zugelassen werden müssen. Offenbar ist hier die Spurparametrisierung am empfindlichsten. Die Tatsache, daß es in relativ vielen Ereignissen Spurpaarungen A und B gibt, deren Spurparameter den geforderten Werten für eine Anpassung zumindest hinsichtlich *eines* Spurparameters entsprechen, zeigt, daß weitere Kriterien zur Cosmic-Selektion herangezogen werden müssen.

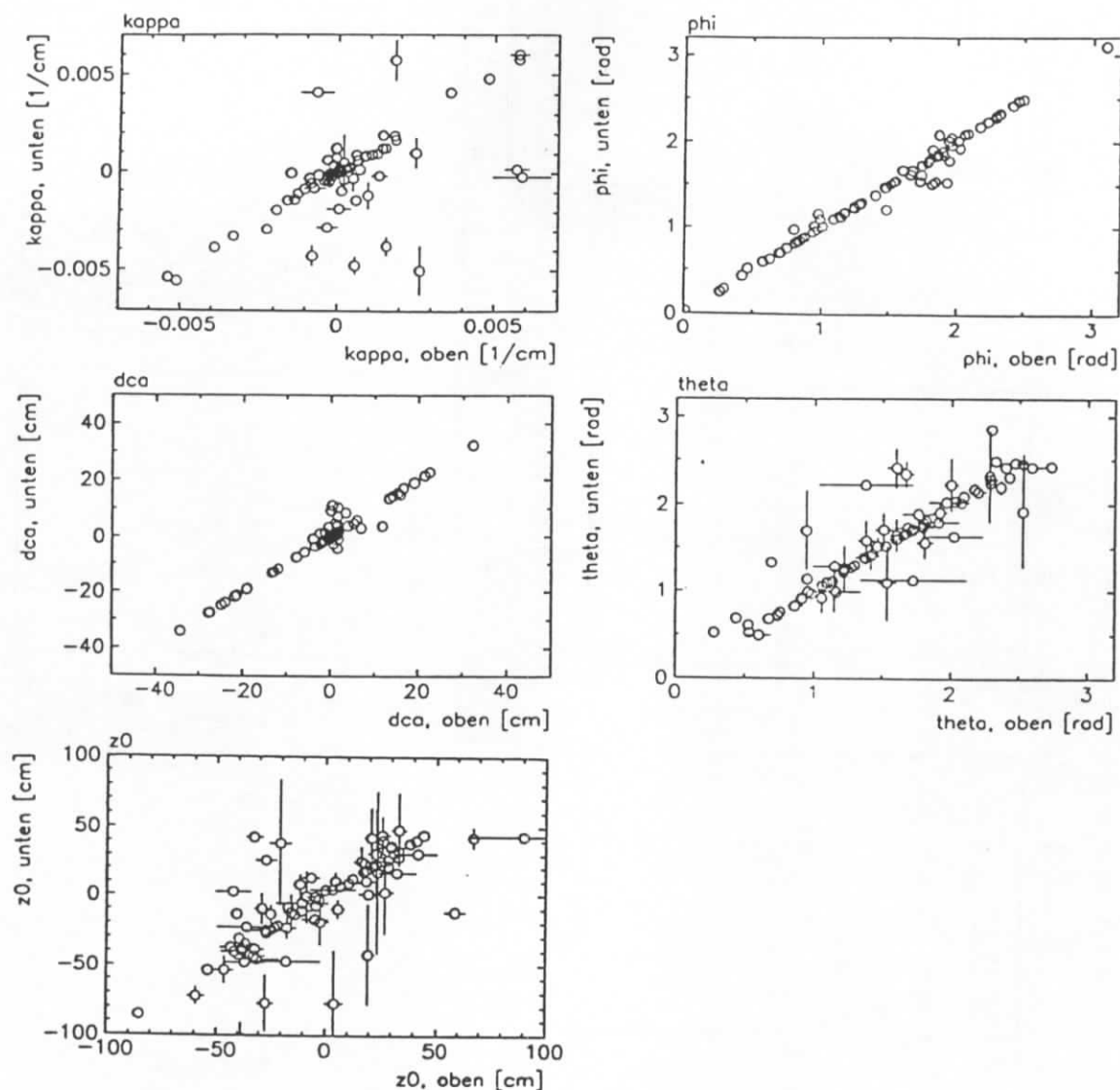




**Abbildung 7.4:** "Anpassungskoeffizienten" der Spurparameter  $\kappa$ ,  $\phi$ ,  $d_{ca}$ ,  $\theta$  und  $z_0$ . Die schraffierten Histogramme stellen die als "einfache" Cosmics identifizierte Ereignisse dar. Die hellen Histogramme zeigen die Gesamtheit aller Ereignisse, für die eine Spuranpassung durchgeführt wurde.

"Anpassungs-koeffizient"	Ereignisse mit $A_i \leq A_{max}$	Ereignisse mit $A_i > A_{max}$	gewählter Maximalwert $A_{max}$
$A_\kappa$	72	542	100
$A_\phi$	121	493	500
$A_{dca}$	77	537	100
$A_\theta$	542	72	10
$A_{z_0}$	522	92	10

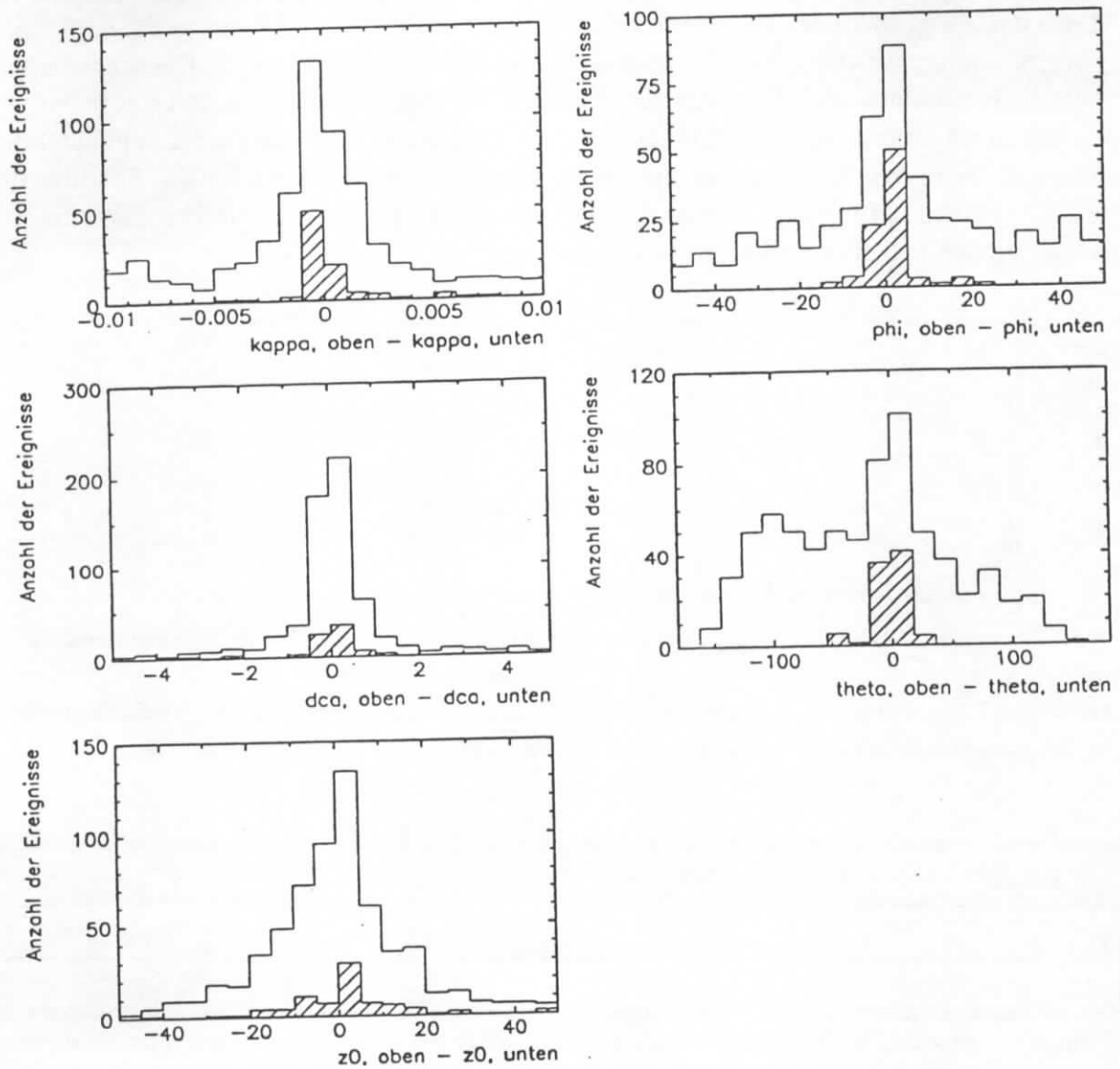
**Tabelle 7.1:** "Anpassungskoeffizienten" für Ereignisse, die *nicht* als "einfache" oder leicht radiative Cosmics identifiziert werden, für die aber ein gewichtetes Mittel gebildet wird.



**Abbildung 7.5:** Korrelation der Spurparameter für "einfache" Cosmics. Die Fehlerbalken geben für  $\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$  jeweils  $1\sigma$ , für  $\theta$  und  $z_0$  jeweils  $1/20\sigma$  an.

Der Abbildung 7.5 verdeutlicht, daß durch die Anpassung zweier Spuren im Hinblick auf "Anpassungskoeffizienten", die sich aus den Abweichungen und den Fehlern der Spurparameter ergeben, Ereignisse als Cosmic selektiert werden können, deren absolute Abweichung der Ausgangsparameter ( $|\kappa_A - \kappa_B|$ ,  $|\phi_A - \phi_B|$ , usf.) groß ist. In den Darstellungen der Abbildung 7.5 zeigt die Abszisse die Spurparameter der Spur A, die Ordinate die Parameter der Spur B. Die Fehlerbalken geben für  $\kappa$ ,  $\phi$ ,  $d_{ca}$  jeweils  $1\sigma$ , für  $\theta$  und  $z_0$   $1/20\sigma$  an. Für  $\kappa$  sind die Abweichungen z.T. erheblich. Die Fehler bei der Messung bzw. der Rekonstruktion machen sich hier offenbar besonders deutlich bemerkbar.

Das Ergebnis wird Abbildung 7.6 verdeutlicht. Es sind die Differenzen der Spurparameter der Spuren A und B aufgetragen. Die Histogramme umfassen die 87 sicher identifizierten Cosmics (schraffierte Histogramme) und die Gesamtheit aller Ereignisse, für die eine Spuranpassung durchgeführt wurde (helle Histogramme). Der Vergleich mit den Fehler



**Abbildung 7.6:** Differenzen der einzelnen Spurparameter zweier Spuren A und B für "einfache" Cosmics (schraffierte Histogramme) und die übrigen Ereignisse, für die eine Spuranpassung durchgeführt wurde (helle Histogramme).

vorgaben des Harjes-Finders zeigt, daß mit dem neuen Programm Cosmics identifiziert werden, die außerhalb der akzeptierten Bereiche liegen. Der Ansatz, anstatt fester maximaler Fehlervorgaben fehlerabhängige Größen einzuführen ("Anpassungskoeffizienten"), wird damit bestätigt.

### $\chi^2$ -Test

Als Zweites Kriterium dient das  $\chi^2$ , das bei der Berechnung des gewichteten Mittels bestimmt wird. Da die Bildung des gewichteten Mittels für  $\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$  zum einen, und  $\theta$  und  $z_0$  zum anderen getrennt verläuft, ergeben sich zwei  $\chi^2$ -Werte. Zur Bestimmung eines

Schnittes wird analog verfahren wie im Abschnitt zuvor beschrieben. Für jedes Spurpaar A, B, für das ein gewichtetes Mittel berechnet wird, wird zugleich auch ein  $\chi^2_{\kappa, \phi, d_{ca}}$  und ein  $\chi^2_{\theta, z_0}$  bestimmt. Die Abbildung 7.7 zeigt die entsprechenden Verteilungen. Die schraffierten Anteile bezeichnen die Verteilungen für die 87 identifizierten Cosmics, die hellen Histogramme umfassen die Gesamtheit aller 701 Ereignisse. Die Tabelle 7.2 beinhaltet die entsprechenden Werte. Als zu akzeptierende Maximalwerte werden für die Schnitte für  $\chi^2_{\kappa, \phi, d_{ca}}$  1000 und für  $\chi^2_{\theta, z_0}$  5 gewählt. Die große Diskrepanz zwischen diesen Werten ist auf die großen Fehler von  $\theta$  und  $z_0$  zurückzuführen.

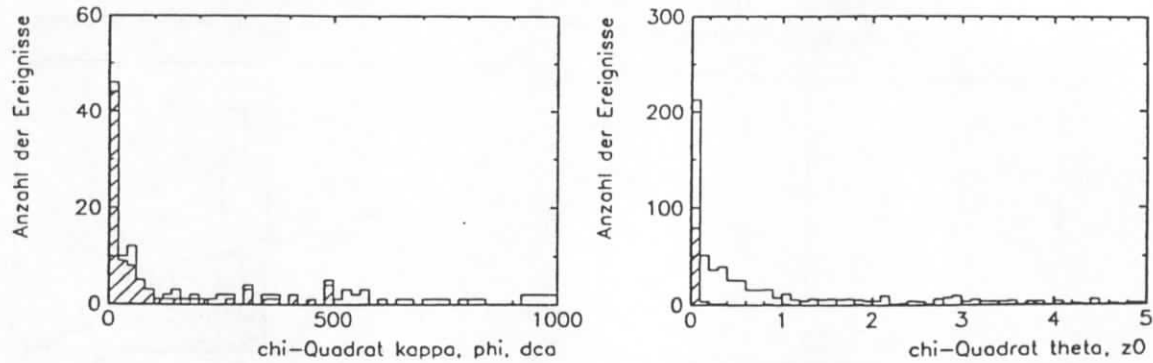


Abbildung 7.7:  $\chi^2$ -Werte für "einfache" und leicht radiative Cosmics (schraffiert), und für die Gesamtheit der Ereignisse, für die ein gewichtetes Mittel gebildet wird (hell).

Chi-Quadrat	Chi-Quadrat $\leq \chi^2_{max}$	Chi-Quadrat $> \chi^2_{max}$	$\chi^2_{max}$
$\chi^2_{\kappa, \phi, d_{ca}}$	46	568	1000
$\chi^2_{\theta, z_0}$	498	116	5

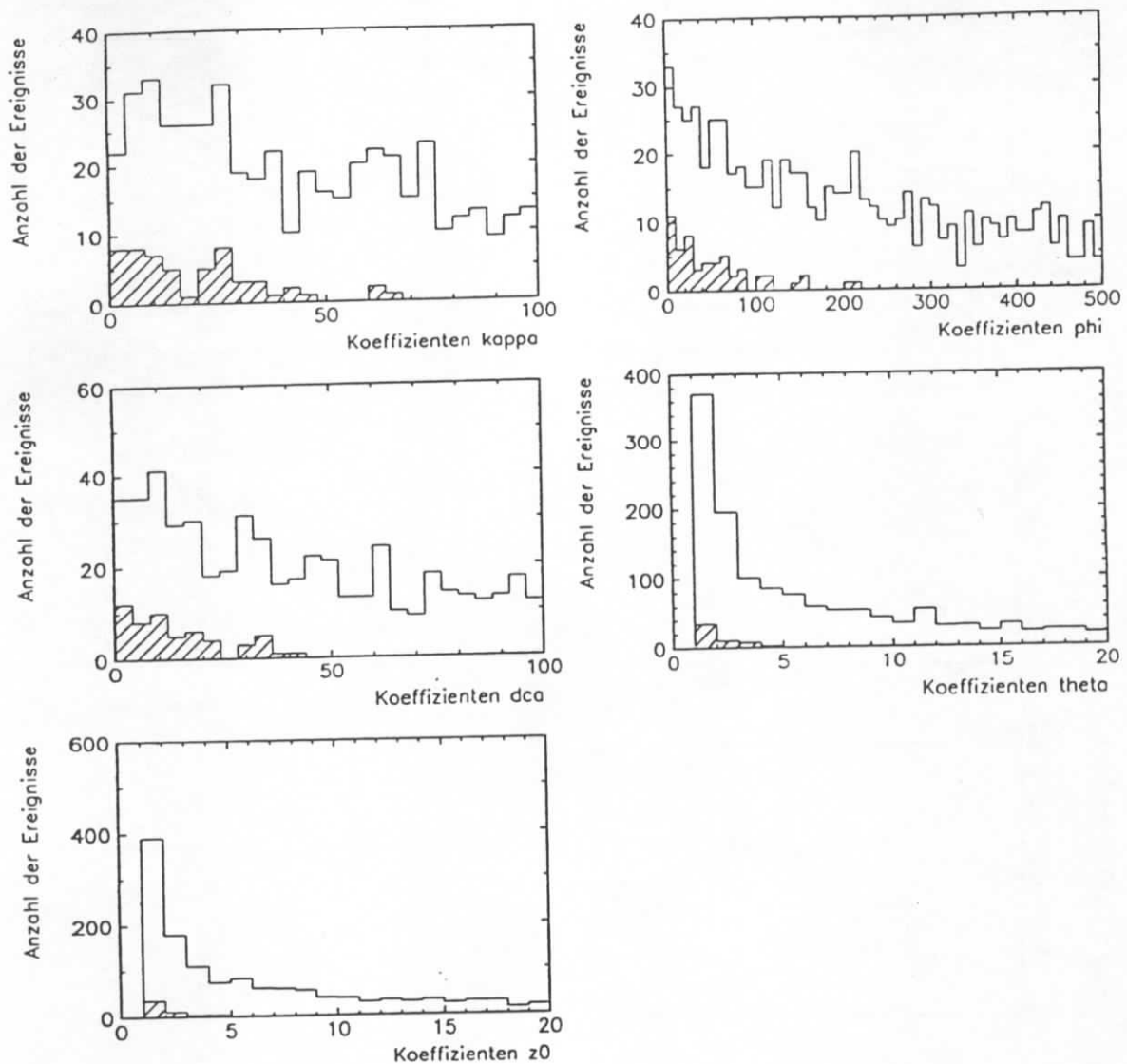
Tabelle 7.2:  $\chi^2$ -Werte für Ereignisse, die nicht als "einfache" Cosmics identifiziert werden, für die aber ein gewichtetes Mittel gebildet wird.

### Weitere Kriterien

Zusätzlich zu den Selektionskriterien der "Anpassungskoeffizienten" und der  $\chi^2$ -Werte, die sich aus der Bildung des gewichteten Mittels ergeben, werden in dem beschriebenen neuen Cosmic-Suchprogramm zwei weitere Kriterien benutzt. Diese sind:

1. Ein Schnitt auf die Anzahl der "langen" Spuren, deren Ursprung im Bereich des nominellen Vertex liegt. Diese Anzahl muß  $< 3$  sein. Unter einer "langen" Spur wird dabei eine Spur verstanden, die mindestens eine der beiden nachfolgenden Bedingungen erfüllt:
  - $L_{Spur} > 30cm$
  - Spuranfang in der CJC1 und Spurende in der CJC2

Die Vertex Anforderung ergibt sich durch:

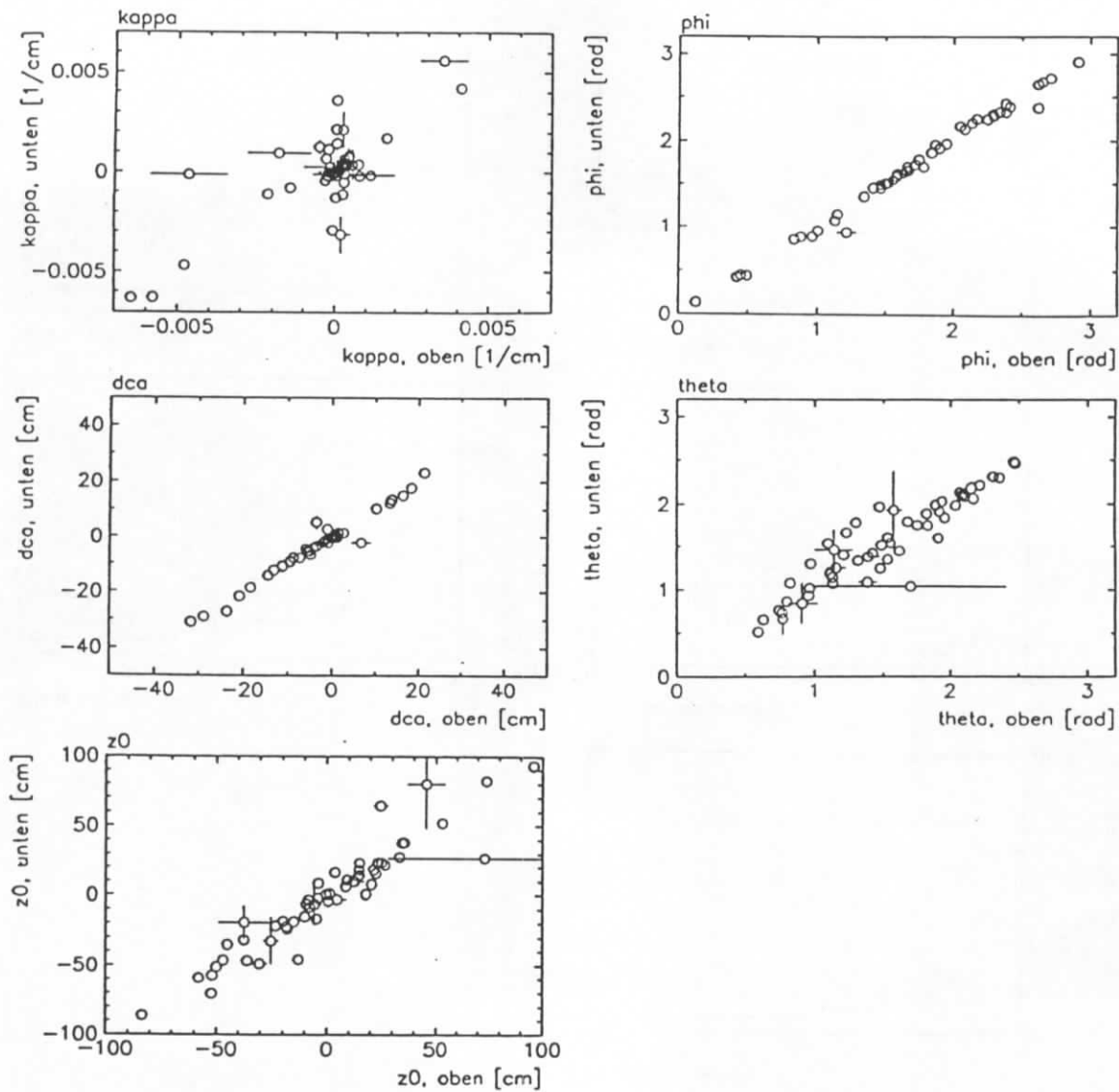


**Abbildung 7.8:** "Anpassungskoeffizienten" der Spurparameter  $\kappa$ ,  $\phi$ ,  $d_{ca}$ ,  $\theta$  und  $z_0$ . Die schraffierten Histogramme stellen die später als "einfache" Cosmics identifizierte Ereignisse dar. Die hellen Histogramme zeigen die Gesamtheit aller Ereignisse, für die eine Spuranpassung durchgeführt wurde. Datensatz HIGHPT.

- $|d_{ca}| < 5\text{cm}$

2. Die Forderung nach *mindestens* einer "langen" Spur, *ohne* Vertex-Einschränkung.

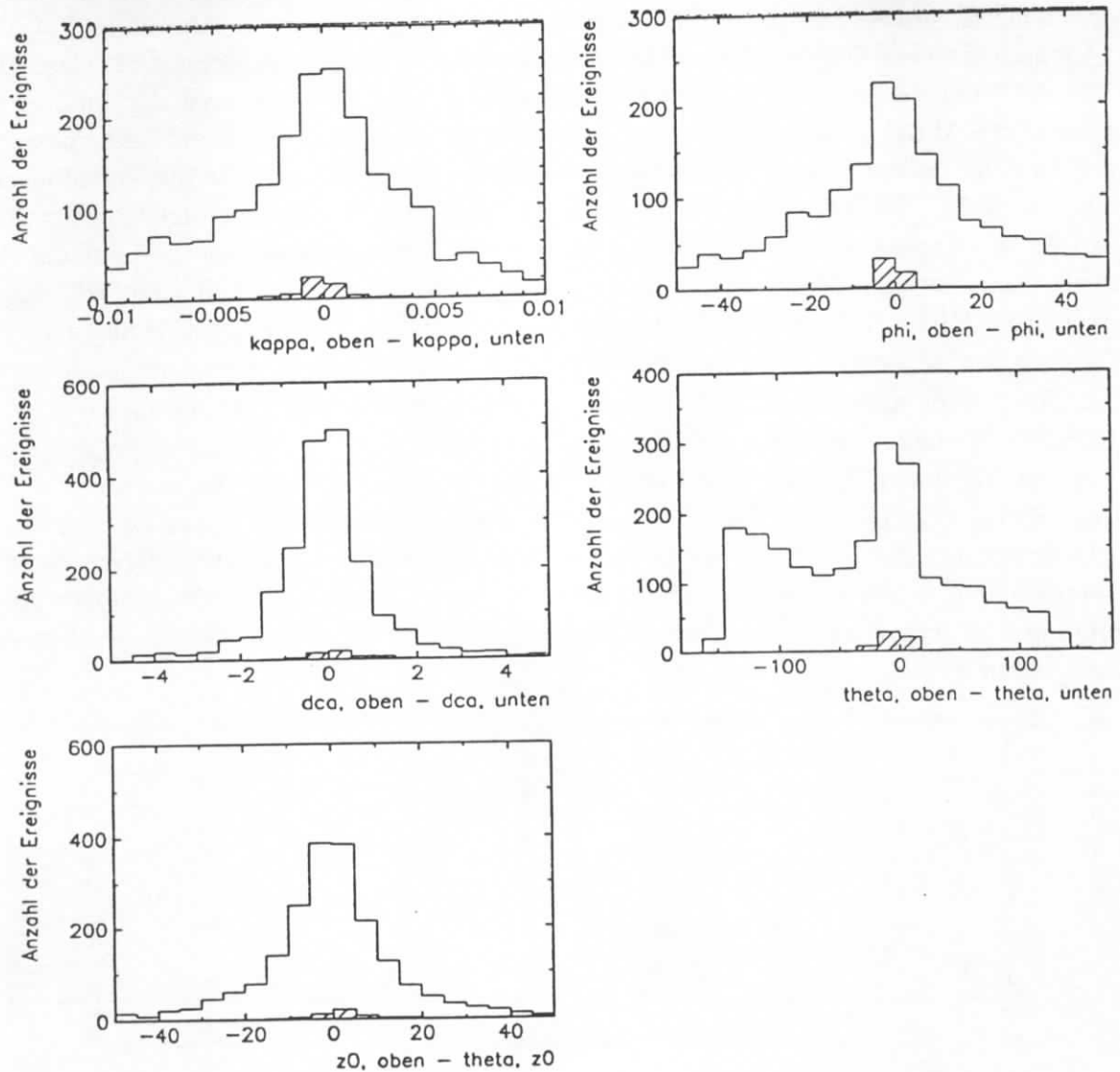
Um auch die leicht radiativen Cosmics mit einer Spuranpassung zu finden, muß die Anzahl der geladenen Spuren mit 20 hoch angesetzt werden. Die Wahrscheinlichkeit, eine passende Spurkombination zu finden, ist damit ebenfalls hoch. Ereignisse, die offenbar *keine* Cosmics sein können, werden zur Vermeidung von Fehlidentifikationen von der Spuranpassung ausgenommen. Man geht von folgender Überlegung aus: Ein "einfaches" Cosmic besteht aus zwei Spürhälften, die allerdings in mehrere kurze Spurstücke zerfallen können.



**Abbildung 7.9:** Korrelation der Spurparameter für "einfache" Cosmics. Die Fehlerbalken geben für  $\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$  jeweils  $1\sigma$ , für  $\theta$  und  $z_0$  jeweils  $1/20\sigma$  an. Datensatz HIGHPT.

Ein "einfaches" Cosmic kann aber nie mehr als zwei "lange" Spuren im oben definierten Sinne haben. Die Spuren können einem  $d_{ca}$ -Schnitt genügen.

Für leicht radiative Cosmics, die durch eine Wechselwirkung mit Detektormaterial sekundäre Teilchen freisetzen, können dagegen mehrere "lange" Spuren auftreten. Allerdings weisen diese Spuren in der Regel ein großes  $d_{ca}$  auf. Selbst wenn das primäre kosmische Myon einem  $d_{ca}$ -Schnitt genügen sollte, so streuen die sekundären Teilchen, zumeist ungefähr vom Rand der CJC2 ausgehend, vom Vertexbereich weg. Somit ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein leicht radiatives Cosmic mehr als zwei "lange" Spuren mit einem  $|d_{ca}| < 5\text{cm}$  aufweist, sehr gering. In dem untersuchten Datensatz (Run 65199) ist kein einziges Cosmic mit  $N_{\text{Spuren}} \leq 20$ , das diese Eigenschaft aufweist. Insofern stellt die Begrenzung der Anzahl der "langen" Spuren mit einem  $|d_{ca}| < 5\text{cm}$  auf  $< 3$  einen effektiven Schnitt dar, um ep Ereignisse von der Cosmic-Selektion auszuschließen.



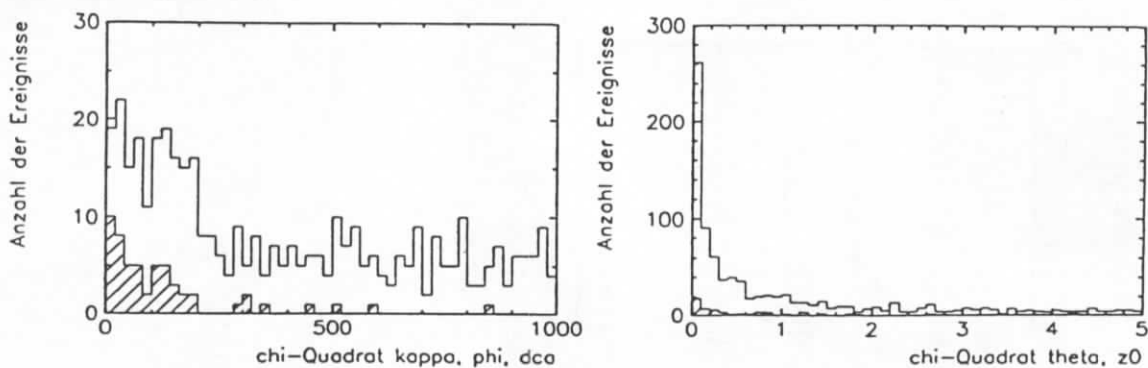
**Abbildung 7.10:** Differenzen der einzelnen Spurparameter zweier Spuren A und B für "einfache" Cosmics (schraffierte Histogramme) und die übrigen Ereignisse, für die eine Spuranpassung durchgeführt wurde (helle Histogramme). Datensatz HIGHPT.

Das neue Cosmic-Suchprogramm wird an mehreren anderen Datensätzen überprüft. Einer der "Kontroll"-Datensätze ist der Datensatz HIGHPT. Dieser Datensatz wurde in Abschnitt 6.1 beschrieben. Der Datensatz HIGHPT ist gut als "Kontroll"-Datensatz geeignet, da sich in ihm Ereignisse anreichern, die eine Ähnlichkeit mit "einfachen" oder radiativen Cosmics aufweisen. Es läßt sich somit gut überprüfen, inwieweit irrtümlicher Weise Nicht-Cosmics durch das neue Cosmic-Suchprogramm selektiert werden. Bei der Vorselektion des Datensatzes HIGHPT wurde der Harjes-Finder zur Cosmic-Unterdrückung eingesetzt. Die vom Harjes-Finder selektierten Ereignisse sind also *nicht* in dem Datensatz HIGHPT enthalten.

Auch in diesem Zusammenhang werden die Datennahmen ohne Betrieb der CJC2 nicht berücksichtigt. Es bleiben 20083 Ereignisse übrig. Von diesen weisen 2099 das Kriterium

dafür auf, eine Spuranpassung durchzuführen. Von den 2099 Ereignissen werden 55 als "einfache" Cosmics identifiziert. Die Abbildung 7.8 zeigt analog der Abbildung 7.4 die "Anpassungskoeffizienten". Die schraffierten Anteile stellen die als "einfache" Cosmics identifizierten, die hellen Histogramme die Gesamtheit aller 2099 Ereignisse dar, für die ein gewichtetes Mittel gebildet wurde. Vergleicht man die Abbildungen 7.4 und 7.8 zeigt sich, daß die Maximalwerte für die "Anpassungskoeffizienten" ähnlich sind. Für die Verteilungen aus dem HIGHPT-Datensatz liegt eine größere Gleichverteilung vor. Bei den Cosmics aus dem Datensatz über den Run 65199 zeigt sich für  $\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$  ein deutliches Maximum im ersten Bin. Das ist in den Histogrammen der Abbildung 7.8 nicht der Fall. Eine Erklärung ist, daß im HIGHPT-Datensatz die durch den Harjes-Finder selektierten Cosmics fehlen. Dies werden diejenigen Cosmics sein, für die eine Spuranpassung besonders gut gelingt, d.h. deren "Anpassungskoeffizienten" niedrig sind. Berücksichtigt man diesen Effekt, so zeigen die Verteilungen keinen signifikanten Unterschied.

Die Abbildung 7.9 zeigt die Korrelation der Spurparameter für die selektierten 55 Cosmics aus dem Datensatz HIGHPT. Im Vergleich mit Abbildung 7.5 sind keine Unterschiede festzustellen. Auch hier zeigen sich für  $\kappa$  große Abweichungen. Die Differenzen der Spurparameter werden explizit in Abbildung 7.10 gezeigt. Ebenso wie in der analogen Abbildung 7.6 zeigen sich auch hier größere Abweichungen, als sie der Harjes-Finder akzeptieren würde.



**Abbildung 7.11:**  $\chi^2$ -Werte für "einfache" und leicht radiative Cosmics (schraffiert), und für die Gesamtheit der Ereignisse, für die ein gewichtetes Mittel gebildet wird (hell). Datensatz HIGHPT.

Die Abbildung 7.11 zeigt die  $\chi^2$ -Verteilungen (Man vergleiche mit Abbildung 7.7). Auch für die Verteilungen der  $\chi^2_{\kappa, \phi, d_{ca}}$  und  $\chi^2_{\theta, z_0}$  zeigt sich für die HIGHPT-Daten kein so ausgeprägtes Maximum im ersten Bin, wie es dies für die Daten des Runs 65199 der Fall ist. Die Tabelle 7.3 beinhaltet die entsprechenden Daten. Man kann zur Erklärung analog argumentieren wie bei der Diskussion der Verteilungen der "Anpassungskoeffizienten".

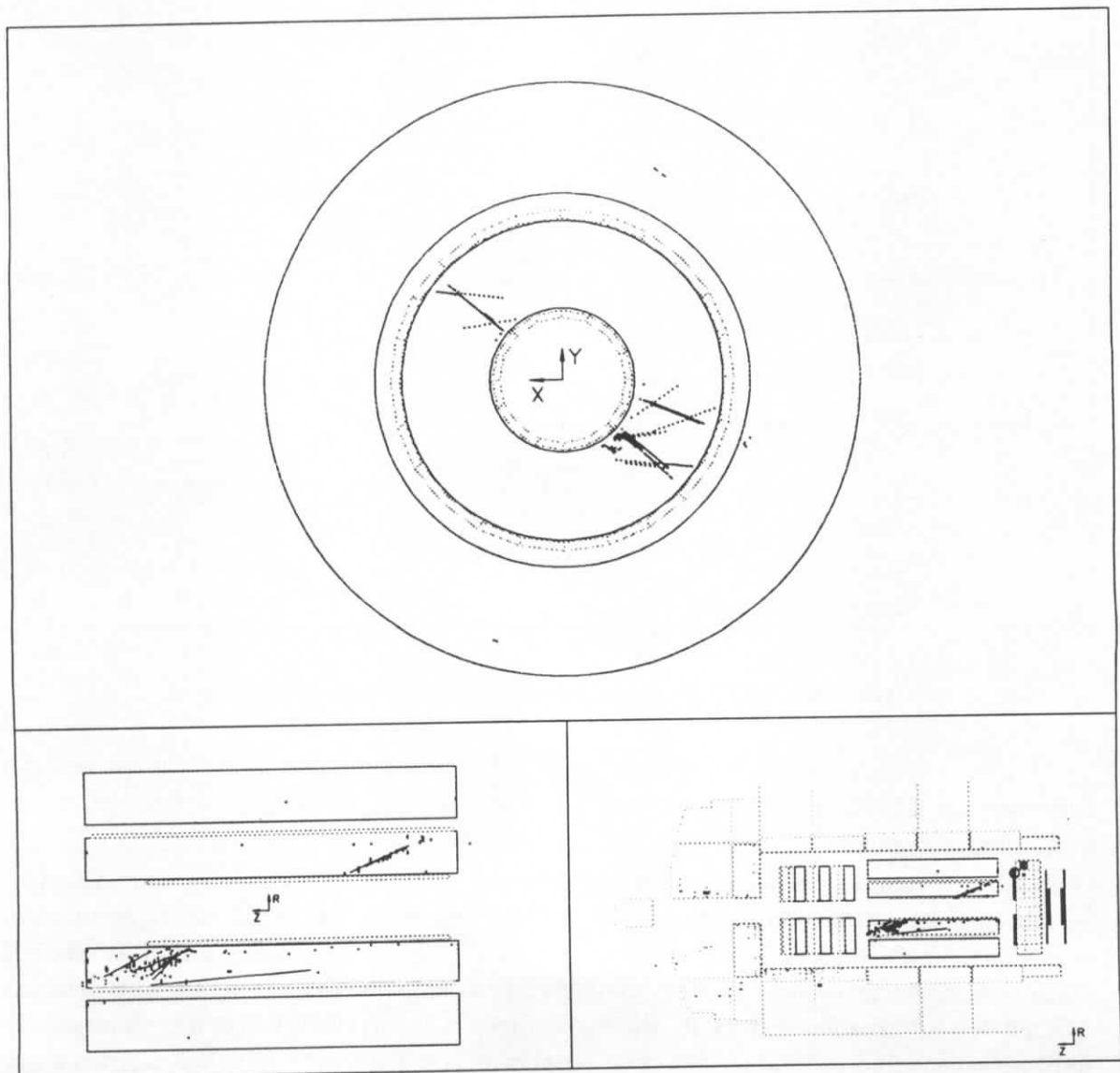
Als wichtigstes Ergebnis des Vergleichs der beiden Datensätze ergibt sich, daß *die gewählten Werte für die Schnitte, so wie sie aus den Daten des Runs 65199 ermittelt werden, auch auf die Daten der neuen Run-Periode anwendbar sind.*



Chi-Quadrat	Chi-Quadrat $\leq \chi^2_{max}$	Chi-Quadrat $\geq \chi^2_{max}$	$\chi^2_{max}$
$\chi^2_{\kappa, \phi, d_{ca}}$	352	1692	1000
$\chi^2_{\theta, z_0}$	833	1211	5

**Tabelle 7.3:**  $\chi^2$ -Werte für Ereignisse, die nicht als "einfache" Cosmics identifiziert werden, für die aber ein gewichtetes Mittel gebildet wird. Datensatz HIGHPT.

Bei der Anwendung des neuen Programmes auf den Datensatz HIGHPT zeigt sich, daß eine bestimmte Gruppe von Ereignissen irrtümlicher Weise als Cosmics "erkannt" wird. Es handelt sich um Ereignisse, deren Spuren einen sehr flachen Winkel  $\theta$  aufweisen, und die somit keine Spuren in der CJC2 verzeichnen. Die Abbildung 7.12 zeigt ein solches Ereignis.



**Abbildung 7.12:** Fälschlicher Weise als Cosmic identifiziertes Ereignis aus tief unelastischer ep Streuung.

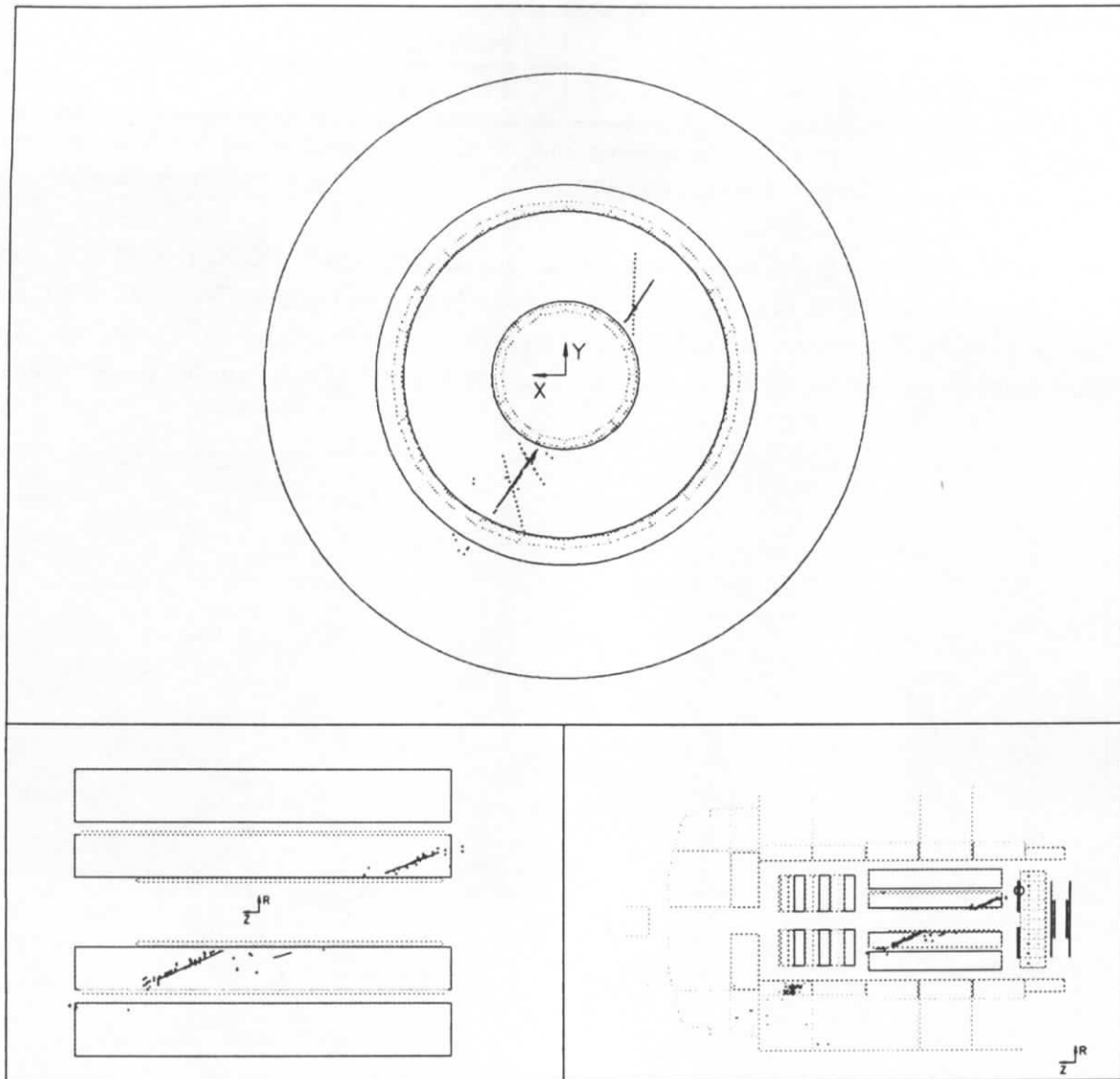


Abbildung 7.13: "Einfaches" Cosmic unter sehr flachem Winkel  $\theta$ .

Es handelt sich um ein Ereignis der tief unelastischen  $ep$  Streuung. Deutlich sind das Elektron im BEMC sowie der entgegengesetzte Jet des Protons zu erkennen. Diese Ereignisse weisen alle Eigenschaften auf, die nach den bisher geforderten Bedingungen ein "einfaches" Cosmic definieren. Um sie von der Erfassung durch das neue Cosmic-Suchprogramm auszuschließen, wurde ein Schnitt eingeführt, der für Cosmics *mindestens* eine "lange" Spur fordert. Damit werden auch Cosmics, die unter sehr flachen Winkeln  $\theta$  auftreten, ausgeschlossen. Die Abbildung 7.13 zeigt ein solches Cosmic. Es wird deutlich, daß mit den Informationen der CJC allein ein solches Cosmic nicht von den Ereignissen der tief unelastischen  $ep$  Streuung des oben beschriebenen Typs unterschieden werden kann. Allerdings sind diese extrem flachen Cosmics sehr selten. In der HIGHPT-Selektion wurden vor der Einführung der Mindestanforderung nach einer "langen" Spur nur 1 flaches Cosmic,

aber 12 Ereignisse aus der tief unelastischen ep Streuung durch das neue Cosmic-Suchprogramm gefunden.

### Zusammenfassung der Selektionskriterien

Die Tabelle 7.4 zeigt die wichtigsten Größen in der Gegenüberstellung.

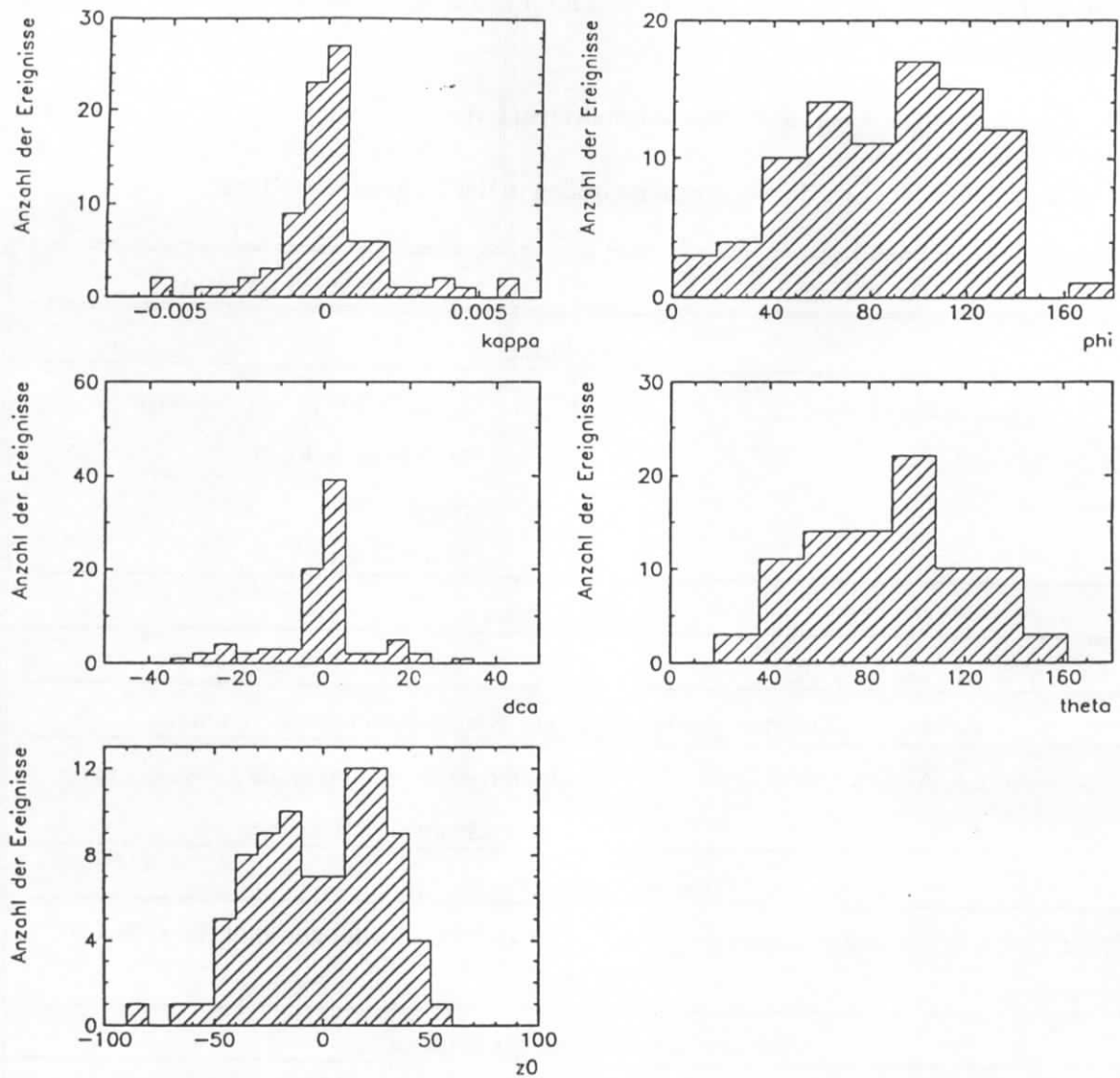
Harjes-Finder	Neues Programm
Spurschnitte:	
$L_{Spur} > 10cm$ $ p_T  > 135MeV$	$L_{Spur} > 10$ , für mindestens eine Spur $> 30cm$ $N_{Hits} > 10$ $ p_T  > 500MeV$
Anzahl der Spuren:	
$2 \leq N_{Spuren} \leq 12$ (6)	$2 \leq N_{Spuren} \leq 20$
zulässige Abweichungen der einzelnen Spurparameter voneinander:	
festе maximale Abweichungen	fehlerbezogene maximale Abweichungen; "Anpassungskoeffizienten"
Prinzip der Spuranpassung:	
Spurfit für alle fünf Spurparameter gemeinsam	gewichtetes Mittel getrennt für $\kappa, \phi, d_{ca}$ und $\theta, z_0$
Schnitte auf die Güte der Anpassung:	
$\chi^2_{Fit} < 100$	$\chi^2_{\kappa, \phi, d_{ca}} < 1000$ und $\chi^2_{\theta, z_0} < 5$
weitere Kriterien:	
	weniger als 3 "lange" Spuren mit $ d_{ca}  < 5cm$

**Tabelle 7.4:** Vergleich wesentlicher Größen zwischen dem Harjes-Finder und dem neuen Cosmic-Suchprogramm.

### Ergebnisse

Nachdem das im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Cosmic-Suchprogramm hinsichtlich der Selektion von "einfachen" Cosmics vorgestellt wurde, erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse seiner Anwendung.

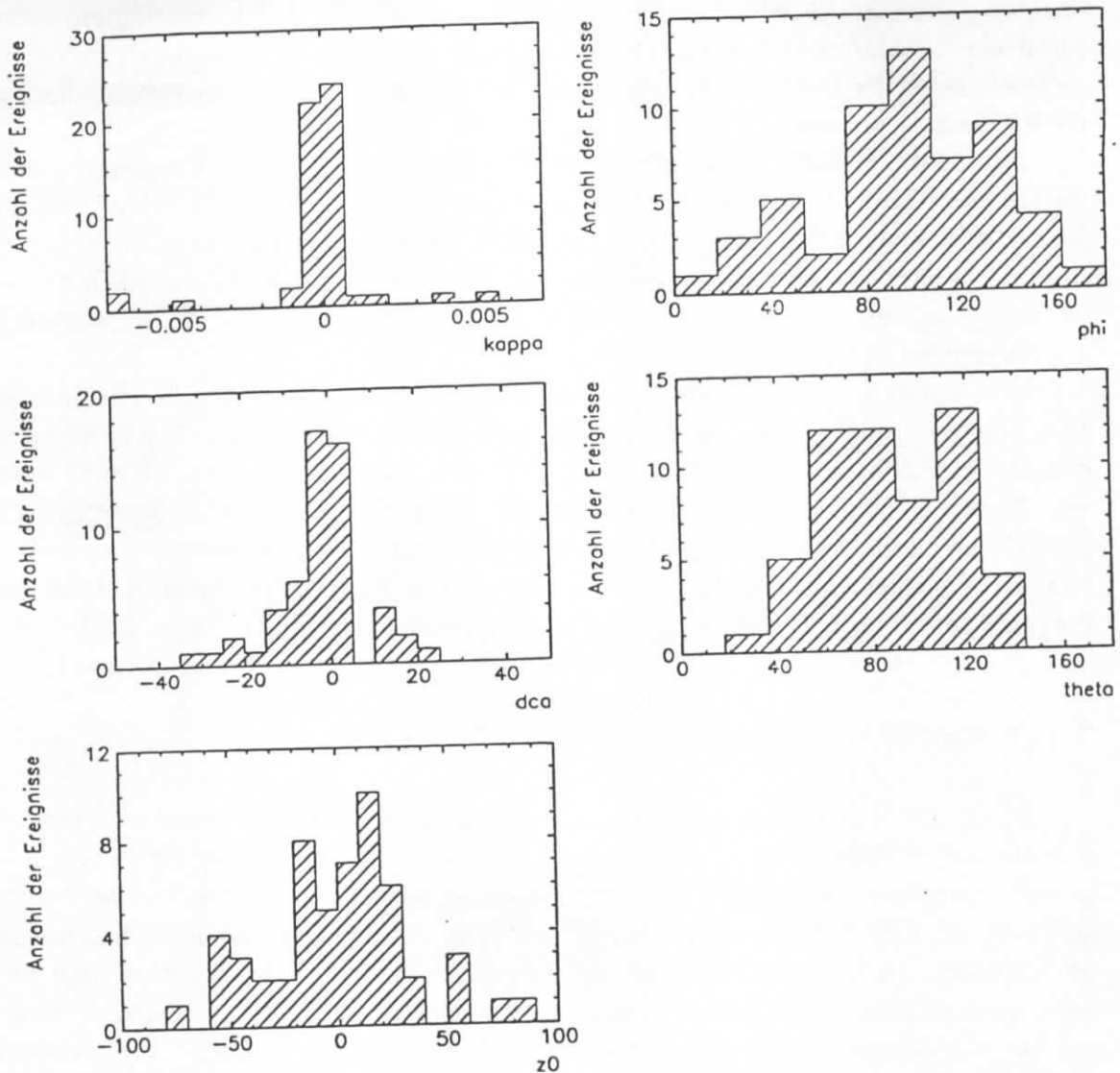
**Datensatz 65199.** Der Run 65199 umfaßt auf DST-Level 4101 Ereignisse. Davon weisen 701 ein Spurpaar A, B auf, für das ein gewichtetes Mittel errechnet wurde. Hiervon



**Abbildung 7.14:** Spurparameter der durch das neue Cosmic-Suchprogramm selektierten "einfachen" Cosmics.

Suchprogramm (Klassifikation)	Anzahl der selektierten Ereignisse	Cosmic		Nicht-Cosmic	
		#	%	#	%
Harjes (I)	37	35	94.6±3,7	2	5.4±3,7
Harjes (II)	65	58	89.2±3,8	7	10.8±3,8
Neues Suchprogramm	93	87	93.5±2,6	6	6.5±2,6

**Tabelle 7.5:** Effizienz der verschiedenen Cosmic-Suchprogramme.



**Abbildung 7.15:** Spurparameter der durch das neue Cosmic-Suchprogramm selektierten "einfachen" Cosmics. Datensatz HIGHPT.

werden 93 Ereignisse als "einfache" Cosmics selektiert. In 87 Fällen ist diese Klassifikation richtig. Die Abbildung 7.14 zeigt die Verteilungen der Spurparameter für diese Ereignisse.

Bei 6 Ereignissen handelte es sich nicht um Cosmics. Für diesen Datensatz war noch keine Vorselektion durch den Harjes-Finder erfolgt. Es konnte ein Vergleich des neuen Programmes mit dem Harjes-Finder durchgeführt werden. Die Tabelle 7.5 zeigt die Ergebnisse.

Der Harjes-Finder auf Stufe II selektiert 65 Ereignisse als Cosmics, von denen 58 tatsächlich Cosmics sind. Damit liegt die Quote zutreffender Klassifikationen bei 89.2%. Für die restriktivere Stufe I ergeben sich 37 aufgefundene Cosmics, von denen 35 in richtiger Weise bestimmt sind. Dies bedeutet eine Quote von 94.6%. Das neue Cosmic-Suchprogramm erreicht eine Quote von 93.5% bei 87 richtig identifizierten Cosmics. Während die Quote der zutreffenden Identifikationen gleich bleibt, steigt die Anzahl der aufgefundenen Cosmics um das zweieinhalb-fache. Diese Ergebnisse zeigen, daß das neue Cosmic-

Suchprogramm den gestellten Anforderungen, die zu seiner Entwicklung führten, genügt. Mit seiner Hilfe lassen sich deutlich mehr Ereignisse als ("einfache") Cosmics identifizieren, ohne daß dabei die Quote der Fehlidentifikationen gegenüber der etablierten Methode des Harjes-Finders zunimmt.

**Datensatz HIGHPT.** Der Datensatz HIGHPT umfaßt 20083 Ereignisse. Davon weisen 2099 Ereignisse ein Spurpaar A, B auf, für das ein gewichtetes Mittel errechnet wird. Hiervon werden 56 Ereignisse als "einfache" Cosmics selektiert. Die Abbildung 7.15 zeigt die Verteilungen der Spurparameter für die 55 zutreffender Weise identifizierten Cosmics. Gegenüber der Abbildung 7.14 sind innerhalb der statistischen Schwankungen keine Veränderungen zu beobachten.

In 55 Fällen war diese Klassifikation zutreffend, bei nur einem Ereignis war sie falsch. Dies entspricht einer Quote zutreffender Identifikationen von  $98.2 \pm 1,8\%$ . Ein Vergleich mit dem Harjes-Finder ist nicht möglich, da bei der Selektion des Datensatzes HIGHPT bereits von diesem Gebrauch gemacht wurde. Bei den durch das neue Cosmic-Suchprogramm gefundenen Cosmics handelt es sich also um *zusätzliche* Ereignisse, die der Harjes-Finder nicht als Cosmics selektiert hatte. Auch dies ist eine Bestätigung dafür, daß das neue Programm eine höhere Effizienz der Cosmic-Selektion aufweist als der Harjes-Finder.

### 7.1.2 Radiative Cosmics

Neben den in Abschnitt 7.1.1 behandelten "einfachen" Cosmics treten auch radiative Cosmics auf. In Abbildung 7.2 wurde ein solches Ereignis gezeigt. Diese Ereignisse lassen sich charakterisieren durch eine hohe Multiplizität geladener Spuren, die von einem Vertex außerhalb der CJC herrühren. Diese Ereignisse lassen sich nicht mit den bisher beschriebenen Methoden der Cosmic-Identifikation finden. Der Harjes-Finder berücksichtigt diese Ereignisse nicht aufgrund seiner maximalen Spuranzahl von 12. Für die Spuranpassung, wie sie in Abschnitt 7.1.1 beschrieben wurde, zeigt sich, daß ein Schnitt auf die Anzahl der aus dem nominellen Vertexbereich kommenden "langen" Spuren eingeführt werden muß. Unter einen solchen Schnitt fallen auch zahlreiche radiative Cosmics: Obwohl die Mehrzahl der Spuren vom Vertex wegstreut, gibt es doch häufig mindestens drei Spuren, die zufälliger Weise einer Anforderung  $|d_{ca}| < 5\text{cm}$  entsprechen. In vielen Fällen ist zudem ein zusammengehöriges Spurpaar A, B nicht mehr gegeben. Aus diesen Gründen muß zur Selektion radiativer Cosmics eine andere Methode gewählt werden. Diese besteht darin, zu prüfen, ob ein Ereignis einen Schauerursprung außerhalb der CJC aufweist. Ein Schauerursprung läßt sich um so besser ermitteln, je mehr Spuren zur Verfügung stehen. Prinzipiell lassen sich auch leicht radiative Cosmics mit dieser Methode selektieren. Diese werden jedoch durch eine Spuranpassung gut erfaßt. Von daher ist das neue Cosmic-Suchprogramm so ausgelegt, nur bei Ereignissen mit mehr als 20 Spuren zu prüfen, ob es sich um ein radiatives Cosmic handelt.

Bevor die Methode zur Identifikation radiativer Cosmics dargestellt wird einige Anmerkungen zur Motivation, ein solches Programm zu entwickeln. Radiative Cosmics treten wesentlich seltener auf als "einfache" Cosmics. Für den Run 65199 bedeutet dies, daß 87 "einfache" Cosmics selektiert werden gegenüber lediglich 7 radiativen Cosmics. Für manche Selektionen stellen radiative Cosmics allerdings einen beträchtlichen Untergrund dar, z.B.

Selektionen von Ereignissen des geladenen Stroms (*charge current*, CC) [HAP94] und von Ereignissen der Klasse "prompt Photon" [DUE94]. Hier kommt es durch die niedrigen Ereignisraten der entsprechenden Prozesse zu einer Anhäufung der radiativen Cosmics. Der Datensatz HIGHPT stellt ebenfalls ein Beispiel für eine erste Vorselektion dar. Für den HIGHPT-Datensatz werden 55 "einfache", aber 61 radiative Cosmics identifiziert.

Für die Entwicklung und Überprüfung der Suchmethode nach radiativen Cosmics wird ein weiterer Datensatz verwendet. Dieser Datensatz wird im folgenden als PPBG bezeichnet<sup>15</sup>. Er umfaßt als Cosmics identifizierte Untergründereignisse, die im Rahmen einer Selektion für prompt-Photon Ereignisse gefunden wurden [DUE94]. Die Selektion erstreckt sich über die Runs 51993 - 63394. Sie basiert u.a. auf der Forderung nach einem isolierten *Cluster* im Elektromagnetischen Kalorimeter ECAL. Unter *Cluster* wird die Zusammenfassung aller geometrisch beieinander liegender Zellen des Kalorimeters verstanden, deren Energieeinträge vermutlich von ein und demselben Primärteilchen herrühren. Einen solchen *Cluster* weisen aber auch viele radiative Cosmics auf, die ihren Schauerursprung im ECAL haben. Es wurden weiter folgende Kriterien benutzt:

- Das Ereignis muß ein Ereignis- $T_0$  aufweisen mit  $|T_0 - 500| > 25\text{clockbins}$
- Das Ereignis muß mindestens eine Spur im Instrumentierten Eisen aufweisen, und zwar im Zentralbereich.

Das erste Kriterium ist ein Beispiel für eine Anwendung derjenigen Zusammenhänge, wie sie auch in dieser Arbeit beschrieben werden. Im Abschnitt 7.1.4 wird auf dieses Kriterium ausführlich eingegangen. Das zweite Kriterium wird in Abschnitt 7.1.3 behandelt. Für den Datensatz PPBG ist das Verhältnis von einfachen zu radiativen Cosmics 17 zu 48 (siehe Tabelle 7.6). Damit ist deutlich, daß für einige Physikklassen und die auf ihnen beruhenden Selektionen eine Cosmic-Unterdrückung, die nicht sensitiv auf radiative Cosmics ist, nicht hinreichend ist.

Datensatz	"einfache" Cosmics	radiative Cosmics
Run 65199	87	7
HIGHPT	55	61
PPBG	17	48

Tabelle 7.6: Verhältnisse zwischen "einfachen" und radiativen Cosmics für die untersuchten Datensätze.

### Bestimmung eines Schauerursprungs

Gilt für ein Ereignis  $N_{\text{Spuren}} > 20$ , so wird anhand des nachfolgenden Schemas geprüft, ob ein Schauerursprung außerhalb des nominellen Vertexbereiches vorliegt. Es wird von der Überlegung ausgegangen, daß kosmische Myonen die CJC von oben her erreichen. Für jede Spur eines Ereignisses werden folgende Schritte ausgeführt:

<sup>15</sup> Nach seiner Selektion als Untergrund bei prompt-Photon Ereignissen: *prompt-Photon background*.

1. Spuren mit einem  $\phi < 0$  werden gemäß der Cosmic-Zwangsbedingungen in die obere Hemisphäre projiziert:

$$\begin{aligned}
 \kappa_{Unten} &\Rightarrow -\kappa_{Projektion} \\
 \phi_{Unten} &\Rightarrow \phi_{Projektion} + \pi \\
 d_{caUnten} &\Rightarrow -d_{caProjektion} \\
 \theta_{Unten} &\Rightarrow \pi - \theta_{Projektion} \\
 z_{0Unten} &\Rightarrow z_{0Projektion}
 \end{aligned} \tag{7.9}$$

2. Es wird durch  $R_{max}$  der maximale Radius der Spur bestimmt, d.h. der Abstand vom Koordinatenursprung, an dem die als Kreis parametrisierte Spur ihren Umkehrpunkt hat (siehe Gleichung 4.6).
3. Wenn eine Spur folgende Bedingungen erfüllt, wird sie für die Bestimmung eines Schauerursprunges herangezogen:

- $N_{Hits} > 10$
- $L_{Spur} > 10cm$
- $|p_T| > 200MeV$
- $R_{max} > 86cm$

Das letzte Kriterium bedeutet, daß die Spur aus der CJC heraus weiterführt. Die Spuren, welche die Kriterien erfüllen, werden als "benutzte Spuren" bezeichnet. Die Gesamtanzahl der "benutzten Spuren" wird definiert als  $T_{used}$ .

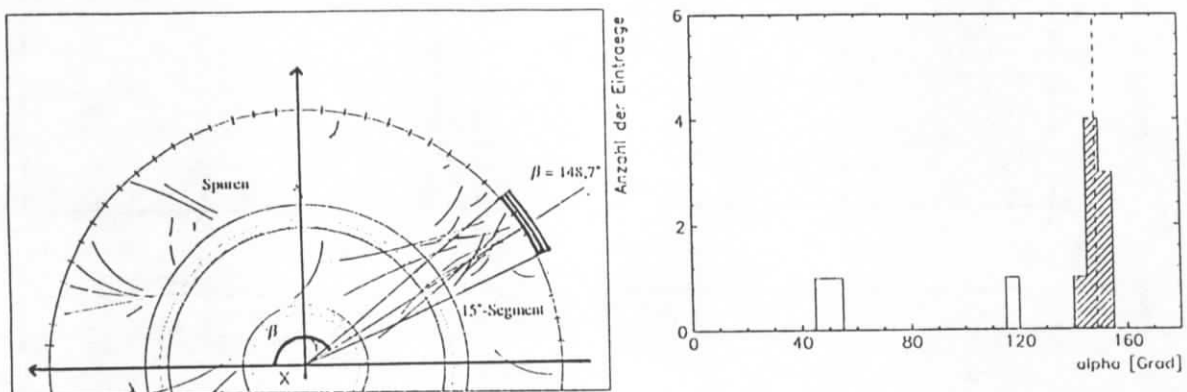
4. Es wird geprüft, ob die "benutzten Spuren" ein  $|d_{ca}| < 5cm$  aufweisen. Die Anzahl der "benutzten Spuren" mit einem  $|d_{ca}| < 5cm$  wird definiert als  $T_{dca}$ .
5. Aus den Parametern  $\kappa$ ,  $\phi$  und  $d_{ca}$  wird für die "benutzten Spuren" ein Winkel  $\alpha$  berechnet, bei dem die Spur den äußeren Rand der CJC2 kreuzt ( $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ ).

Der Winkel  $\alpha$  bezeichnet für ein von außen kommendes Teilchen dessen Eintrittspunkt in die CJC. Die obere Hemisphäre wird in  $5^\circ$ -Segmente eingeteilt. Es wird aufsummiert, in welchem dieser Segmente sich die meisten  $\alpha$ -Einträge befinden. Es wird eine zweite Summe gebildet über die Anzahl der  $\alpha$ -Einträge in dieses "maximale"-Segment sowie die Anzahl der  $\alpha$ -Einträge der Segmente links und rechts von diesem. Diese Summe wird definiert als  $T_{inside}$ . Aus den Winkeln  $\alpha$ , die innerhalb des auf solche Weise definierten  $15^\circ$ -Segmentes liegen, wird der Mittelwert  $\beta$  errechnet:

$$\beta = \frac{1}{T_{inside}} \cdot \sum_{i=1}^{T_{inside}} \alpha_i \tag{7.10}$$



Dieses  $\beta$  wird als der Winkel interpretiert, bei dem ein Schauer in die CJC eintritt. Die Abbildung 7.16 illustriert das Verfahren. Es ist das Ereignis aus Abbildung 7.2 gewählt. Links ist die obere Hemisphäre der CJC in radialer Ansicht dargestellt. Die Spuren aus der unteren Hemisphäre sind *nicht* nach oben projiziert eingezeichnet. Der eingetragene Winkel entspricht dem errechneten Winkel  $\beta = 148,7^\circ$ . Die Winkel  $\alpha$  werden in analoger Weise abgelesen. Am Rand der CJC2 ist die Einteilung in  $5^\circ$ -Segmente markiert. Rechts ist die Verteilung der Winkel  $\alpha$  histogrammiert (einschließlich der unteren Spuren). Der schraffierte Anteil markiert das aus drei Teilsegmenten bestehende  $15^\circ$ -Segment, dessen Einträge als  $T_{inside}$  aufsummiert werden. In diesem Fall ist  $T_{inside} = 8$ . Für die "benutzten Spuren" gilt  $T_{used} = 11$ . Die gestrichelte Linie markiert den Winkel  $\beta$ .



Abbildungen 7.16 Illustration der Bestimmung des Schauërsprungs eines radiativen Cosmics.

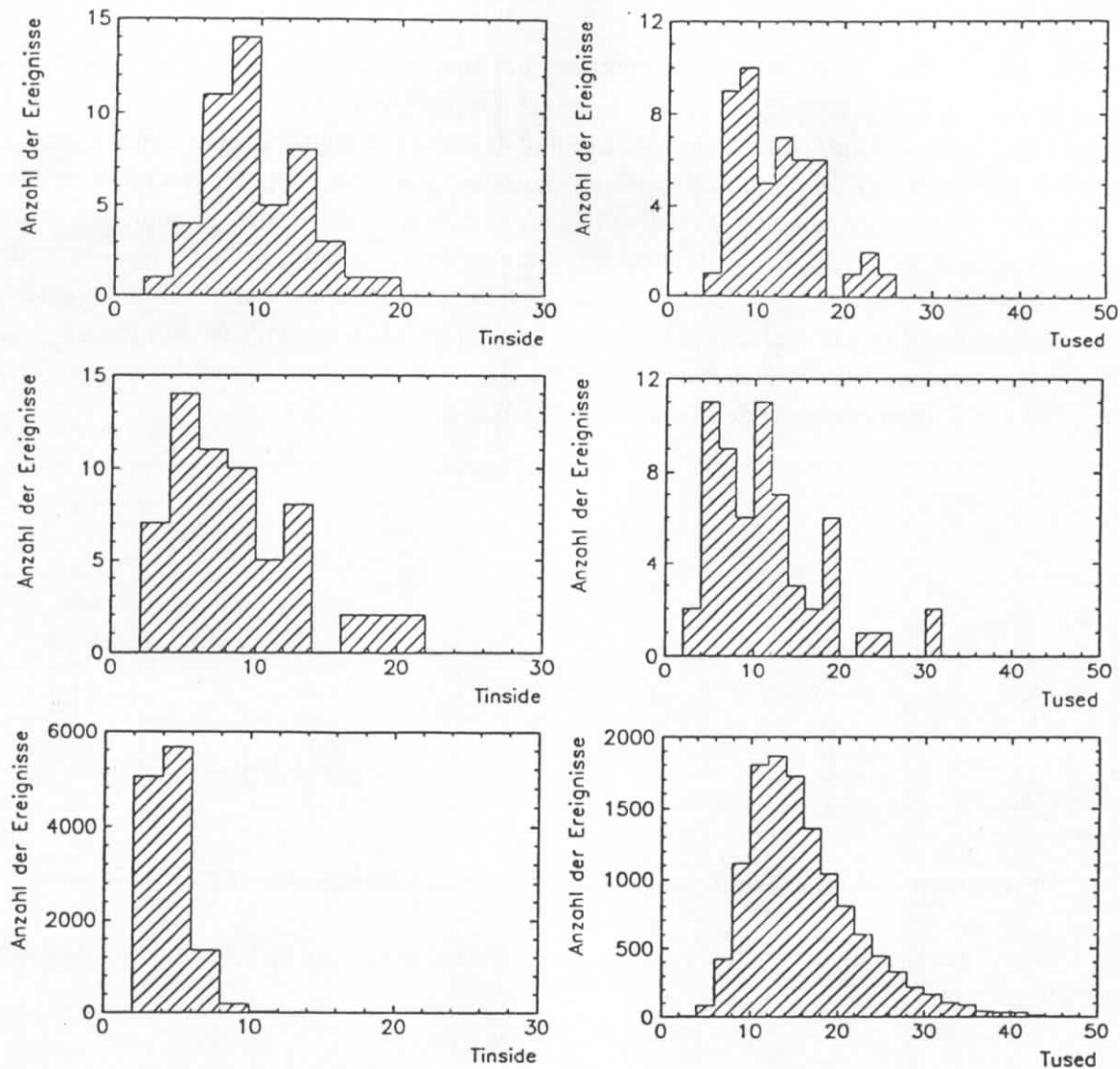
Damit ein Ereignis als radiatives Cosmic akzeptiert wird, muß es folgende drei Kriterien erfüllen:

1.  $T_{inside} \geq 3$
2.  $\frac{T_{inside}}{T_{used}} > \frac{1}{2}$
3.  $\frac{T_{dcn}}{T_{used}} < \frac{1}{2}$

Die erste Bedingung legt fest, daß es sich um einen Schauer handelt. Durch die zweite Bedingung wird erreicht, daß nur Ereignisse akzeptiert werden, die genau *einen* Schauërsprung aufweisen. Die dritte Bedingung dient dem Ausschluß von ep Ereignissen.

### Überprüfung der Schnitte

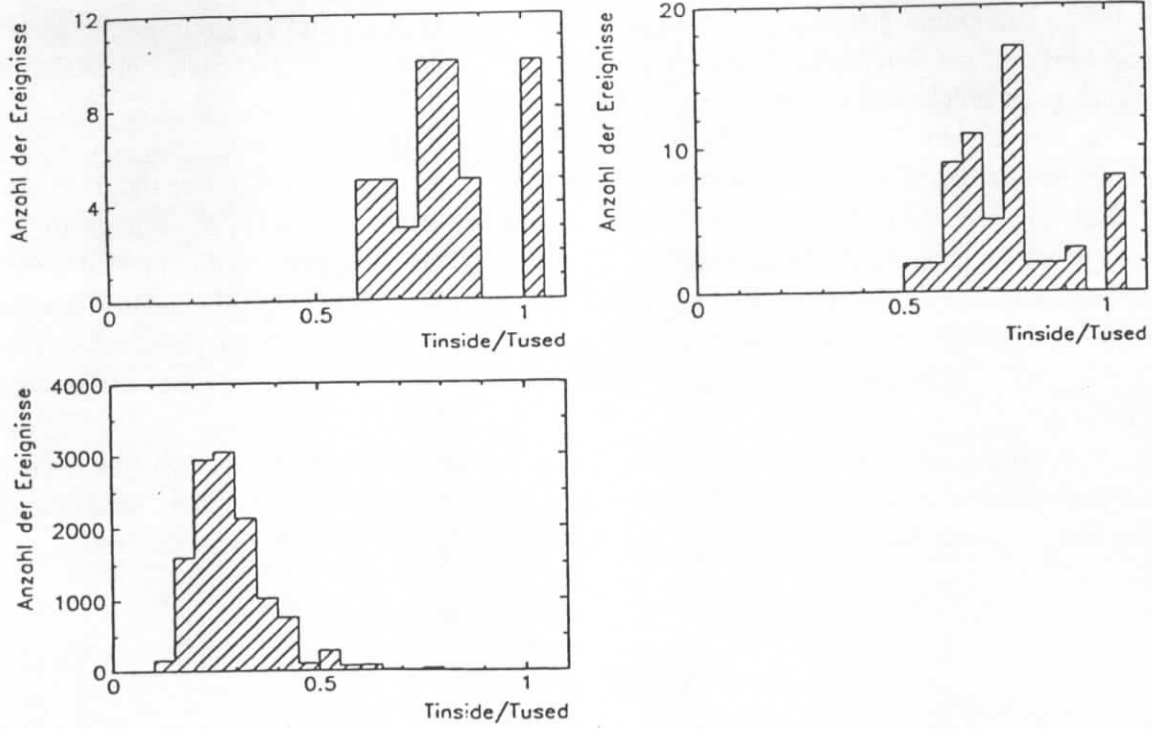
Eine Überprüfung der beschriebenen Methode zur Auffindung radiativer Cosmics erfolgt durch Anwendung des neuen Cosmic-Suchprogrammes auf die Datensätze HIGHPT und PPBG. Für den Run 65199 ist die Statistik der radiativen Cosmics zu gering. Der Datensatz PPBG enthält 48 als radiative Cosmics identifizierte Ereignisse. In diesem Daten-



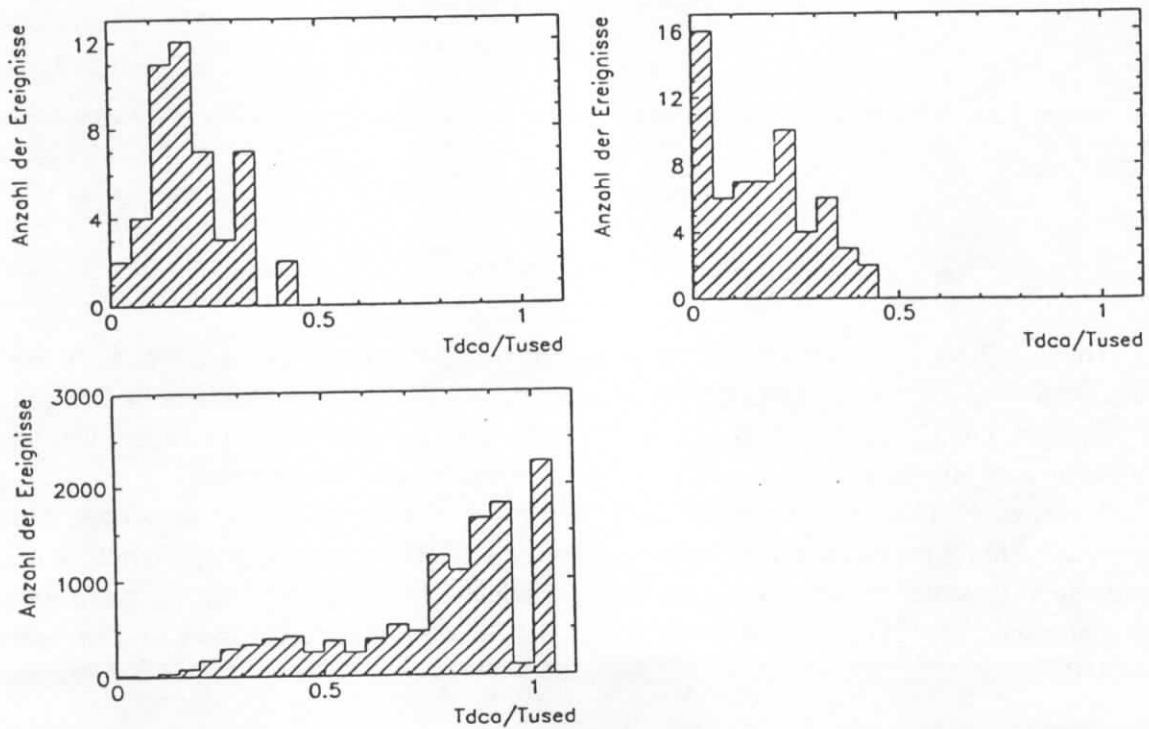
**Abbildung 7.17:** Die Anzahl der Spuren, die innerhalb des Winkelsegmentes des Schauerursprunges liegen  $T_{inside}$ , und Anzahl der "benutzten Spuren"  $T_{used}$ . Die Histogramme in der ersten Zeile beziehen sich auf den Datensatz PPBG. Die mittleren Histogramme zeigen die selektierten radiativen Cosmics aus dem Datensatz HIGHPT. Die untere Zeile zeigt die überprüften, aber nicht als Cosmics akzeptierten Ereignisse dieses Datensatzes.

satz sind keine Nicht-Cosmics enthalten. Der Datensatz HIGHPT enthält 12349 Ereignisse, bei denen geprüft wird, ob es sich um ein radiatives Cosmic handelt. Hiervon werden 61 als radiative Cosmics identifiziert.

Die Abbildung 7.17 zeigt die Verteilungen für  $T_{used}$ , und  $T_{inside}$ . In der ersten Zeile sind die Ergebnisse aus dem Datensatz PPBG dargestellt. In der zweiten Zeile befinden sich die Verteilungen der 61 radiativen Cosmics aus dem Datensatz HIGHPT, in der dritten Zeile die Verteilungen der 12288 Ereignisse, für die zwar eine Suche nach einem Schauerursprung durchgeführt wird, die jedoch keine radiativen Cosmics sind. Diese Ereignisse werden als "Nicht-radiative Ereignisse" bezeichnet. Bei radiativen Cosmics werden bis zu 20 Spuren einem gemeinsamen Schauerursprung zugeordnet. Die Verteilungen für  $T_{used}$  zeigen im Ver-



**Abbildung 7.18:** Verhältnis  $T_{inside}/T_{used}$  für die Datensätze PPBG (oben links), und HIGHPT (radiative Cosmics, oben rechts, und "Nicht radiative Ereignisse" (unten links).

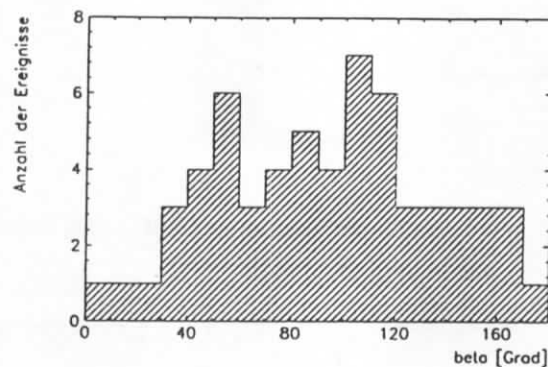


**Abbildung 7.19:** Verhältnis  $T_{dca}/T_{used}$  für die Datensätze PPBG (oben links), und HIGHPT (radiative Cosmics, oben rechts, und "Nicht radiative Ereignisse" (unten links).

gleich zu denjenigen für  $T_{inside}$ , daß für radiative Cosmics  $T_{used}$  und  $T_{inside}$  ungefähr gleich groß sind. Für die "Nicht radiativen Ereignisse" zeigt sich eine deutliche Ungleichheit. Diese Ungleichheit drückt sich im Verhältnis  $T_{inside}/T_{used}$  aus.

In der ersten Zeile der Abbildung 7.18 sind die Quotienten  $T_{inside}/T_{used}$  für die selektierten radiativen Cosmics dargestellt (links PPBG, rechts HIGHPT). Das untere Histogramm zeigt die Verteilungen für die "Nicht radiativen Ereignisse". 227 Ereignisse dieser Gruppe entsprechen der Anforderung  $T_{inside}/T_{used} > 0,5$ . Dieses Kriterium allein reicht offenbar nicht aus. Die Abbildung 7.19 zeigt analog die Verteilungen für  $T_{d_{ca}}/T_{used}$ . Hier sind es 2075 Ereignisse, die nicht als Cosmics akzeptiert werden, jedoch der Bedingung  $T_{d_{ca}}/T_{used} < 0,5$  genügen. Erst die Kombination beider Schnitte führt zu einer effizienten Selektion.

Die Abbildung 7.20 zeigt die Verteilung des Winkels  $\beta$  für die 61 radiativen Cosmics des Datensatzes HIGHPT. Der Winkel  $\beta$  kann analog zum Winkel  $\theta$  der "einfachen" Cosmics aufgefaßt werden (man vergleiche die Abbildungen 7.14 und 7.15).



**Abbildung 7.20:** Verteilung des Auftreffwinkels  $\beta$  für die 61 identifizierten radiativen Cosmics aus HIGHPT.

## Ergebnisse

Die Tabelle 7.7 faßt die Ergebnisse der Identifikation von radiativen Cosmics zusammen. Da für den Datensatz PPBG nur bereits anderweitig als Cosmics identifizierte Ereignisse vorliegen, kann keine Effizienz richtiger bzw. falscher Identifikationen ermittelt werden. Vielmehr wird angegeben, wie viele der radiativen Cosmics selektiert werden.

Von den 69 radiativen Cosmics des Datensatzes PPBG werden 2/3 durch das neue Cosmic-Suchprogramm erkannt. Für den Datensatz HIGHPT lassen sich zusätzlich zu den "einfachen" Cosmics 61 radiative Cosmics identifizieren. Legt man die Identifikationsquote des Datensatzes PPBG zugrunde, so befinden sich  $\approx 100$  radiative Cosmics im Datensatz HIGHPT.

Datensatz	$\Sigma_{Sel}$	identifizierte radiative Cosmics		falsch identifizierte radiative Cosmics		nicht gefundene radiative Cosmics	
	#	#	%	#	%	#	%
Run 65199	9	7	77,8±13,9	2	22,2±13,9	/	/
PPBG	69	48	69,6±5,5	/	/	21	30,4±5,5
HIGHPT	65	61	93,8±3,0	4	6,2±3,0	/	/

**Tabelle 7.7:** Effizienz des neuen Cosmic-Suchprogrammes hinsichtlich radiativer Cosmics.  $\Sigma_{Sel}$  = Anzahl der Ereignisse, die als radiative Cosmics selektiert werden.

### 7.1.3 Identifikation von Cosmics durch die Myon-Kammern

Die bisher diskutierten Cosmic-Suchmethoden arbeiten mit Informationen der zentralen Spurenkammer CJC. Die CJC ist aber nicht die einzige Komponente des H1-Detektors, die zur Identifikation von kosmischen Myonen benutzt werden kann. Eine weitere wichtige Detektorkomponente stellen die Myon-Kammern des Instrumentierten Eisens dar (siehe z.B. [SSC93]). In dem hier diskutierten Zusammenhang ergeben sich folgende zwei Fragen:

1. Wie viele der durch CJC-Informationen selektierten Cosmics lassen sich *auch* durch die Myon-Kammern identifizieren?
2. Wie viele Cosmics lassen sich durch die Myon-Kammern *zusätzlich* zu den durch CJC-Informationen bestimmten Ereignissen identifizieren?

Zur Beantwortung dieser Fragen wird auf die 'ITKR'-Bank zurückgegriffen. In dieser Bank sind die Parameter bezüglich der rekonstruierten *Eisenspuren* gespeichert. Einzelne Treffer des Instrumentierten Eisens, die sich nicht zu einer Spur (d.i. eine *Eisenspur*) rekonstruieren lassen, werden nicht berücksichtigt. Es werden nur Eisenspuren aus dem Zentralbereich verwendet. Dies geschieht, weil bei sehr vielen Ereignissen sich Myonen in Vorwärtsrichtung nachweisen lassen, die *nicht* kosmischen Ursprungs sind. Diese Myonen entstehen z.B. aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall oder infolge der hadronischen Schauerbildung bei Strahl-Wand oder Strahl-Gas Untergrundreaktionen. Letztere weisen einen Impuls primär in Richtung der Protonen auf. Sie treffen unter kleinen Winkeln  $\theta$  auf die Vorwärtsendkappe. Das Verhältnis von kosmischen Myonen zu Myonen aus der Wechselwirkungszone ist damit für den Bereich der Endkappen sehr ungünstig für eine Selektion von Cosmics. Eine Eisenspur im Bereich der Endkappen ist nicht signifikant zur Selektion von Ereignissen, die durch Myonen der kosmischen Höhenstrahlung hervorgerufen werden.

Für den Zentralbereich ist dies anders. Das Verhältnis von kosmischen zu anderweitig entstandenen Myonen liegt für den Zentralbereich in einer Größenordnung, die es erlaubt, Ereignisse mit mindestens einer Eisenspur im Zentralbereich mit Hilfe des Event-Displays zu überprüfen. Eine Eisenspur im Zentralbereich wird als zentrale Eisenspur bezeichnet. Die Tabellen 7.8 und 7.9 fassen die quantitativen Verhältnisse zusammen.

Datensatz	Ereignisse #	Mit Eisenspuren in den Endkappen		Mit Eisenspuren im Zentralbereich	
		#	%	#	%
Run 65199: alle	4101	2111	51.5±0,8	163	4.0 ±0,3
Run 65199: gutes Ereignis	3653	1890	51.7±0,8	115	3.1±0,3
HIGHPT: alle	28589	15621	54.6±0,3	637	2.2±0,1
HIGHPT: benutztes Ereignis	20083	10952	54.5±0,4	526	2.6±0,1

**Tabelle 7.8:** Häufigkeit von Ereignissen mit Spuren des Myon-Systems für die verschiedenen Bereiche des Instrumentierten Eisens. 'Gutes Ereignis' bedeutet (siehe Kapitel 6) mindestens eine Spur mit  $N_{Hits} > 10$  und  $L_{Spur} > 10cm$ , sowie eine erfolgreiche Vertexbestimmung. 'Benutztes Ereignis' ergibt sich aus den Run-Bedingungen, unter denen die Ereignisse aus HIGHPT gemessen wurden.

Datensatz	Cosmics #	Endkappen		Zentralbereich	
		#	%	#	%
1.Run 65199	94	11	11.7±3,3	83	88.3±3,3
2.HIGHPT	65	12	18.5±4,8	53	81.5±4,8
3.PPBG	116	19	16.4±3,4	97	83.6±3,4
$\Sigma_{1.-3.}$	275	42	15.3±2,2	233	84.7±2,2

**Tabelle 7.9:** Anzahl der durch das neue Cosmic-Suchprogramm identifizierten Cosmics innerhalb der Winkelbereiche des Zentralbereiches bzw. der Endkappen des Eisenjochs.

Der Tabelle 7.9 entnimmt man, daß 15% der durch das neue Cosmic-Suchprogramm identifizierten Cosmics unter einem Winkel  $\theta$  auf den Detektor treffen, der außerhalb des Zentralbereiches liegt. Da ein kosmisches Myon auch sehr peripher auf den Detektor treffen kann, ohne durch den nominellen Wechselwirkungspunkt zu gehen, sind auch Cosmics mit zentralen Eisenspuren möglich unter Winkeln  $\theta$ , die außerhalb des Winkelbereiches für Spuren im Zentralbereich des Instrumentierten Eisens liegen. Die 15% bilden eine obere Grenze zur Abschätzung der Anzahl der Cosmics, die sich nicht durch eine zentrale Eisenspur erfassen lassen.

Weist ein Ereignis mindestens eine zentrale Eisenspur auf, so läßt sich argumentieren:

1. Wird ein Ereignis durch die Spurinformatoren der CJC als "einfaches" oder radiatives Cosmic selektiert, so ist eine zentrale Eisenspur ein zusätzliches Indiz für die Richtigkeit der Selektion. Es gibt allerdings auch mit der CJC identifizierte Cosmics ohne zentrale Eisenspur:

- Das kosmische Myon trifft unter einem Winkel  $\theta$  außerhalb des Zentralbereiches des Instrumentierten Eisens auf den Detektor. Die Wahrscheinlichkeit liegt bei maximal 15%.
  - Obwohl das kosmische Myon die das Instrumentierte Eisen im Zentralbereich durchquert läßt sich keine Eisenpur rekonstruieren. Die Rekonstruktions-Wahrscheinlichkeit für Myonen beträgt für den Zentralbereich 89% [H1D93].
2. Weist ein Ereignis eine zentrale Eisenspur auf und ist nicht als Cosmic selektiert, so läßt sich das Ereignis als potentiell Cosmic einstufen. Das Ereignis wird nachfolgend mit Hilfe des Event-Displays überprüft.

Bei der Anwendung des Kriteriums einer zentralen Eisenspur werden nur die Datensätze über den Run 65199 und HIGHPT verwendet, weil das Vorhandensein mindestens einer zentralen Eisenspur ein Selektionskriterium für den Datensatz PPBG ist. Man erhält die folgenden Ergebnisse. Die Tabelle 7.10 dient der Beantwortung der ersten der eingangs formulierten Fragen. Sie zeigt, wie viele der durch das neue Cosmic-Suchprogramm selektierten Cosmics über mindestens eine zentrale Eisenspur verfügen.

Datensatz	Cosmics #	mit Eisenspur im Zentralbereich		ohne Eisenspur im Zentralbereich	
		#	%	#	%
1.Run 65199	94	77	81.9±4,0	17	18.1±4,0
2.HIGHPT	116	96	82.8±3,5	20	17.2±3,5
$\Sigma_{1.-2.}$	210	173	82.4±2,6	37	17.6±2,6

**Tabelle 7.10:** Anzahl der durch das neue Cosmic-Suchprogramm identifizierten Cosmics mit bzw. ohne Eisenspur im Zentralbereich.

80% der Cosmics, die durch die Spurinformatoren der CJC identifiziert werden, weisen eine zentrale Eisenspur auf. Von den Cosmics, die keine zentrale Eisenspur aufweisen, besitzen ( $\Sigma_{1.-2.}$ ) 22 (10,5%) überhaupt keine Eisenspur. Eine Eisenspur in den Endkappen weisen 15 (7%) der Cosmics auf. Ein Vergleich mit den unter 1. gemachten Werten zeigt eine Übereinstimmung der Größenordnungen. Die Anzahl der winkelbedingt nicht durch eine zentrale Eisenspur zu erfassenden Cosmics ist für die untersuchten Datensätze geringer als angenommen.

Die Tabelle 7.11 dient der Beantwortung der zweiten Frage. Sie zeigt, wie viele der Ereignisse, die mindestens eine zentrale Eisenspur aufweisen, auch tatsächlich Cosmics sind. Mit  $\Sigma_{Eisen,zentral}$  werden alle diejenigen Ereignisse bezeichnet, die über mindestens eine zentrale Eisenspur verfügen.

Aus den Ereignissen mit mindestens einer zentralen Eisenspur konnten mit Hilfe einer Kontrolle durch das Event-Display zusätzlich zu den durch das neue Cosmic-Suchprogramm identifizierten Cosmics weitere Ereignisse sicher als Cosmics identifiziert werden:

- für den Run 65199 zusätzlich zu den bereits identifizierten 94 weitere 53 Cosmics
- für den Datensatz HIGHPT zusätzlich zu den bereits identifizierten 116 weitere 219 Cosmics

Datensatz	$\Sigma_{\text{Eisen,zent.}}$ #	Cosmics		Nicht-Cosmics	
		#	%	#	%
1.Run 65199	86	53	61.6±5,2	33	38.4±5,2
2.HIGHPT	430	219	50.9±2,4	211	49.1±2,4
$\Sigma_{1.-2.}$	516	272	52.7±2,2	244	47.3±2,2

**Tabelle 7.11:** Anzahl der Ereignisse mit mindestens einer zentralen Eisenspur, die zuvor nicht als Cosmics selektiert werden konnten. Anzahl der Cosmics bzw. der Nicht-Cosmics für diese Ereignisse.

Für beide Datensätze sind mehr als die Hälfte der Ereignisse mit einer zentralen Eisenspur Cosmics. Die große Anzahl zusätzlich identifizierter Cosmics im Datensatz HIGHPT erklärt sich durch die Selektionsbedingungen. Ein Großteil der 219 zusätzlich identifizierten Cosmics läßt sich einer der beiden folgenden Gruppen zuteilen:

- "periphere" Cosmics, die eine relevante Energie im Kalorimeter deponieren, jedoch aufgrund ihrer geometrischen Lage keine Spuren in der CJC hinterlassen.
- radiative Cosmics, die die CJC nicht direkt durchqueren, sondern deren sekundäre Schauerteilchen in die CJC hineinstreuen. In diesen Fällen lassen sich trotz der großen Anzahl der Hits keine oder nicht genügend Spuren rekonstruieren, als daß die Berechnung eines Schauerursprunges möglich ist.

Stellt man minimale Spuranforderungen, z.B. mindestens 2 Spuren mit folgenden Eigenschaften:

- $N_{\text{Hits}} > 10$
- $L_{\text{Spur}} > 10\text{cm}$
- $|p_T| > 200\text{MeV}$

erhält man ein Kriterium zur Abschätzung der Effizienz der Cosmic-Suchprogramme auf Basis der CJC für diejenigen Ereignisse, die auch tatsächlich Spuren enthalten. Durch die minimalen Spuranforderungen werden vor allem die "peripheren" Cosmics ausgeschlossen. Die Tabellen 7.12 und 7.13 zeigen die Anteile der identifizierten Cosmics, die durch die Suchprogramme auf Basis der CJC oder des Instrumentierten Eisens selektiert werden.

Durch Ausschluß derjenigen Cosmics, die nicht über mindestens zwei Spuren gemäß der obigen Bedingungen verfügen, steigt der Anteil der auf Basis der CJC identifizierten Cosmics von 63.9% auf 84.7% (Run 65199), bzw. von 34.6% auf 48.9% (HIGHPT). Für den Run 65199 ist die Identifikationsquote damit hoch. Für den Datensatz HIGHPT wird



lediglich die Hälfte der insgesamt identifizierten Cosmics durch das neue Cosmic-Suchprogramm auf Basis der CJC gefunden.

Datensatz	$\Sigma_{Cosmics}$	$\Sigma_{Cosmics;CJC}$		$\Sigma_{Cosmics;Eisen,zentral}$	
	#	#	%	#	%
1.Run 65199	147	94	63.9±4,0	53	36.1±4,0
2.HIGHPT	335	116	34.6±2,6	219	65.4±2,6
$\Sigma_{1.-2.}$	482	210	43.6±2,3	272	56.4±2,3

**Tabelle 7.12:** Anteil der Cosmics, die durch das neue Cosmic-Suchprogramm gefunden werden hinsichtlich der zusätzlich durch eine zentrale Eisenspur identifizierten Cosmics ( $\Sigma_{Cosmics;Eisen,zentral}$ ). Ohne Spuranforderungen an das Ereignis.

Datensatz	$\Sigma_{Cosmics}$	$\Sigma_{Cosmics;CJC}$		$\Sigma_{Cosmics;Eisen,zentral}$	
	#	#	%	#	%
1.Run 65199	111	94	84.7±3,4	17	15.3±3,4
2.HIGHPT	237	116	48.9±3,2	121	51.1±3,2
$\Sigma_{1.-2.}$	348	210	60.3±2,6	138	39.7±2,6

**Tabelle 7.13:** Anteil der Cosmics, die durch das neue Cosmic-Suchprogramm gefunden werden hinsichtlich der zusätzlich durch eine zentrale Eisenspur identifizierten Cosmics ( $\Sigma_{Cosmics;Eisen,zentral}$ ). Mit Spuranforderungen an das Ereignis (siehe Text).

Die Ergebnisse aus diesem Abschnitt zeigen, daß trotz einer Verbesserung der Cosmic-Suchprogramme eine nennenswerte Anzahl von Cosmics durch die CJC allein nicht gefunden werden kann. Vor diesem Hintergrund ist die Frage von Interesse, inwieweit mit Hilfe anderer Meßgrößen eine bessere Unterdrückung von Cosmics auch für Selektionen wie HIGHPT möglich ist. Im nächsten Abschnitt wird das Ereignis- $T_0$  als eine solche Meßgröße eingeführt.

#### 7.1.4 Der Ereignis-Zeitnullpunkt als Meßgröße zur Cosmic-Unterdrückung

Für Cosmics liegt es nahe, einen Ereignis- $T_0$  abhängigen Schnitt zur Unterdrückung zu benutzen. Die kosmischen Myonen treffen ohne zeitliche Korrelation zu den Elektronen- und Protonen-Teilchenpaketen auf den Detektor. Man erwartet eine annähernde Gleichverteilung der Cosmics bezüglich ihres Ereignis- $T_0$ . Allerdings ist die Möglichkeit, daß ein Cosmic als Ereignis registriert wird, nicht zeitlich konstant. Sie hängt vom Zustand des Auslösesystems ab. Dieses ist auf ep Ereignisse optimiert. Es besteht alle 96ns ein Zeitfenster, in dem ep Wechselwirkungen aufgrund der Strahlüberkreuzungen stattfinden können. Es kommt zu einem periodischen Wechsel der Triggerakzeptanz. Für Wechselwirkungen, die außerhalb

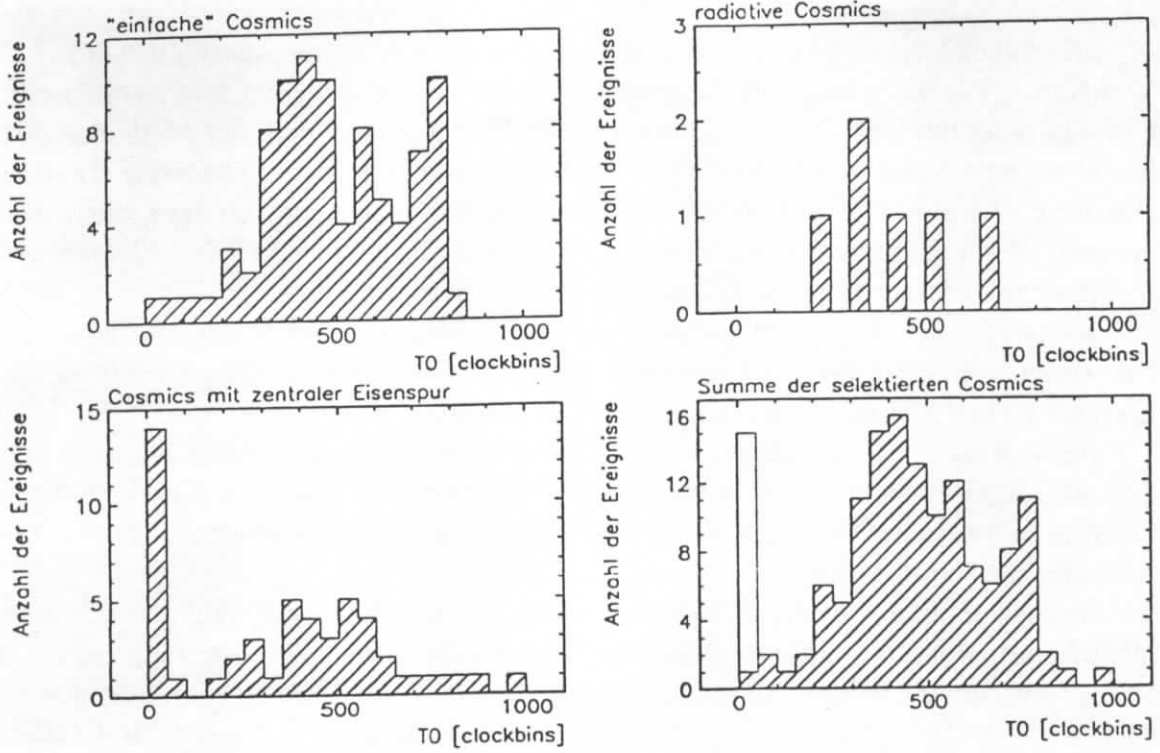
der Zeitfenster der ep Wechselwirkungen stattfinden, ist die Wahrscheinlichkeit, als Ereignis registriert zu werden, geringer als für Wechselwirkungen zu den Zeitpunkten der Strahlüberkreuzungen. Es ist ein Anstieg der Raten der akzeptierten Cosmics mit dem periodischen Anstieg der Triggerakzeptanz zu erwarten. Trotzdem sollte das Ereignis- $T_0$  eine annähernde Gleichverteilung, mit einem schwachen Maximum bei  $T_0 = 500\text{clockbins}$  aufweisen. Dies bedeutet, daß ein Großteil der Cosmics nicht im Zeitfenster der ep Ereignisse liegt, sondern ein erheblich abweichendes Ereignis- $T_0$  aufweist. Durch die Definition eines Zeitfensters als "erwartetes" Ereignis- $T_0$  um  $T_0 = 500\text{clockbins}$  sind Cosmics durch ihr "abweichendes" Ereignis- $T_0$  als Untergrund zu identifizieren. Die Abbildung 7.21 zeigt die Ereignis- $T_0$  Verteilung der identifizierten Cosmics für den Run 65199. Die Abbildung 7.22 zeigt die analogen Histogramme für den Datensatz HIGHPT. Der Datensatz PPBG wurde nicht benutzt, da ein Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalles von  $500 \pm 25\text{clockbins}$  eines der zu seiner Selektion benutzten Kriterien ist.

Die Abbildungen gliedern die selektierten Cosmics bezüglich der Methode, nach der sie identifiziert werden, auf. Für diejenigen Cosmics, bei denen aus geometrischen Gründen keine Spuren in der CJC auftreten, ist eine Bestimmung des Ereignis- $T_0$  nicht möglich. In diesem Fall ist  $T_0 \equiv 0$ . Die jeweils letzte Darstellung zeigt die Summe aller selektierten Cosmics. Dabei sind diejenigen Ereignisse, bei denen keine Ereignis- $T_0$  Bestimmung möglich war, hell eingetragen. Man erkennt die ungefähre Gleichverteilung mit dem Anstieg zu  $T_0 = 500\text{clockbins}$ .

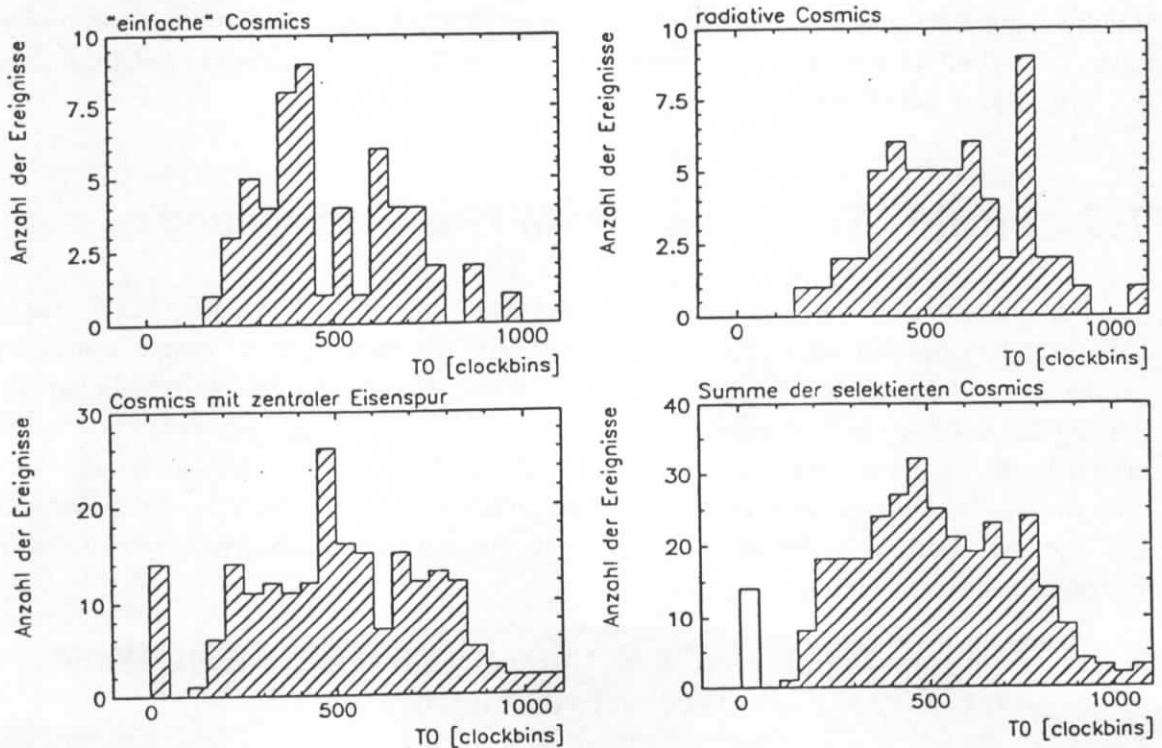
Aus den Verteilungen des Ereignis- $T_0$  läßt sich eine Effizienz angeben, Cosmics durch einen  $T_0$ -Schnitt zu selektieren. Diese Effizienz bezieht sich auf diejenigen Ereignisse, die im Rahmen der unter 7.1 bis 7.3 vorgestellten Methoden als Cosmics identifiziert werden. Man erhält eine Aussage darüber, wie viele der anderweitig identifizierten Cosmics *auch* durch einen  $T_0$ -Schnitt erfaßt werden. Tabelle 7.14 zeigt die Ergebnisse im Überblick.

Datensatz/ Selektionsmethode	Gesamt- anzahl	$T_0$ außerhalb des Intervalles			
		$500 \pm 20\text{clockbins}$		$500 \pm 30\text{clockbins}$	
		#	%	#	%
Run 65199: $\sum_{1..3}$	147	141	95,9±1,6	137	93,2±2,1
1. "einfach"	87	84	96,6±1,9	82	94,3±2,5
2. radiativ	7	7	100,0	7	100,0
3. zentrale Eisenspur	53	50	94,3±3,2	48	90,6±4,0
HIGHPT: $\sum_{1..3}$	335	306	91,3±1,5	300	89,6±1,7
1. "einfach"	55	54	98,2±1,8	54	98,2±1,8
2. radiativ	61	56	91,8±3,5	54	88,5±4,1
3. zentrale Eisenspur	219	196	89,5±2,1	192	87,7±3,2
$\sum_{65199, \text{HIGHPT}}$	482	447	92,7±1,2	437	90,7±1,3

**Tabelle 7.14:** Anteile der Cosmics mit einem Ereignis- $T_0$  außerhalb der erwarteten Intervalle.



**Abbildung 7.21:** Verteilung des Ereignis- $T_0$  der selektierten Cosmics aus dem Run 65199. Für einige Cosmics, die aufgrund einer zentralen Eisenspur identifiziert werden, läßt sich wegen fehlender Spuren kein Ereignis- $T_0$  bestimmen. Als Standard-Wert wird dann Ereignis- $T_0 = 0$  gewählt. Diese Ereignisse sind in der letzten Abbildung hell dargestellt.



**Abbildung 7.22:** Verteilung des Ereignis- $T_0$  der selektierten Cosmics aus dem Datensatz HIGHPT.

Die Tabelle 7.16 gliedert sich in drei Abschnitte. Im ersten Abschnitt werden die Verhältnisse für den Run 65199 dargestellt. In der ersten Zeile werden alle identifizierten Cosmics aufgeführt, in den Zeilen darunter die Anteile hinsichtlich der Methoden ihrer Selektion. Im zweiten Abschnitt erfolgt die gleiche Darstellung für den Datensatz HIGHPT. Der dritte Abschnitt umfaßt sämtliche identifizierten Cosmics. Legt man das größere Zeitintervall für die Definition eines "erwarteten" Ereignis- $T_0$  zugrunde ( $500 \pm 30\text{clockbins}$ ), so liegen 90% aller identifizierten Cosmics außerhalb dieses Intervalls.

*Sowohl für den Run 65199 als auch für den Datensatz HIGHPT gilt, daß 90% aller Untergrundereignisse infolge kosmischer Höhenstrahlung durch einen Schnitt auf das Ereignis- $T_0$  von  $500 \pm 30\text{clockbins}$  unterdrückt werden.*

Besonders zu beachten ist, daß auch 90% derjenigen Cosmics, die nicht durch das neue Cosmic-Suchprogramm gefunden werden, ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  zeigen. Diese Cosmics "mit zentraler Eisenspur" lassen sich ebenfalls durch einen einfachen Schnitt auf ihr Ereignis- $T_0$  unterdrücken.

Betrachtet man diejenigen Cosmics, die als "einfache" bzw. radiative Cosmics identifiziert werden, und die über ein Ereignis- $T_0$  *innerhalb* des Intervalls von  $500 \pm 30\text{clockbins}$  verfügen, so erhält man eine Anzahl von 13 Ereignissen. Bezogen auf alle 482 identifizierten Cosmics bedeutet dies, daß lediglich 2.7% der als Cosmics identifizierten Ereignisse sich durch ein Cosmic-Suchprogramm auf Basis der CJC auffinden lassen, die nicht *auch* durch einen Schnitt auf ihr Ereignis- $T_0$  unterdrückt werden können.

Das Ereignis- $T_0$  bietet eine sehr gute Möglichkeit, Cosmics als Untergrund zu selektieren. Es stellt einen einfachen und von anderen Meßgrößen unabhängigen Schnitt zur Verfügung, mit dessen Hilfe insbesondere auch derjenige Anteil der Cosmics, der sich nicht durch ein auf Basis der CJC arbeitendes Suchprogramm auffinden läßt, unterdrückt werden kann. *Insgesamt werden über 90% der identifizierten Cosmics durch einen Schnitt auf das Ereignis- $T_0$  bei  $500 \pm 30\text{clockbins}$  erfaßt.*

## 7.2 Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund

Für Cosmics stellt das Ereignis- $T_0$  ein geeignetes Kriterium dar, um diese Ereignisse als Untergrund zu bestimmen. In diesem Abschnitt wird die zweite große Gruppe von Untergrund-Ereignissen, diejenige der Strahl-Gas oder Strahl-Wand Ereignisse, behandelt. Analog der Analyse der Cosmics erfolgt auch hier die Untersuchung in zwei Schritten: Zum ersten das Bestimmen von geeigneten Selektionskriterien, um ein Ereignis als Strahl-Wand oder Strahl-Gas Untergrund zu erkennen. Zum zweiten, welche Verteilungen des Ereignis- $T_0$  diejenigen Ereignisse aufweisen, die sich als Untergrund gemäß der zu bestimmenden Kriterien charakterisieren lassen.

### 7.2.1 Ereignis-Topologien des Untergrundes aus Strahl-Wand oder Strahl-Gas Wechselwirkungen

Ereignisse, bei denen Elektronen oder Protonen mit Teilen der Strahlapparaturen (Strahlrohr, Magnete, Kollimatoren etc.) zusammentreffen, bilden den Strahl-Wand Untergrund. Treffen die Elektronen oder Protonen auf Restgas-Atome des evakuierten Strahlrohr

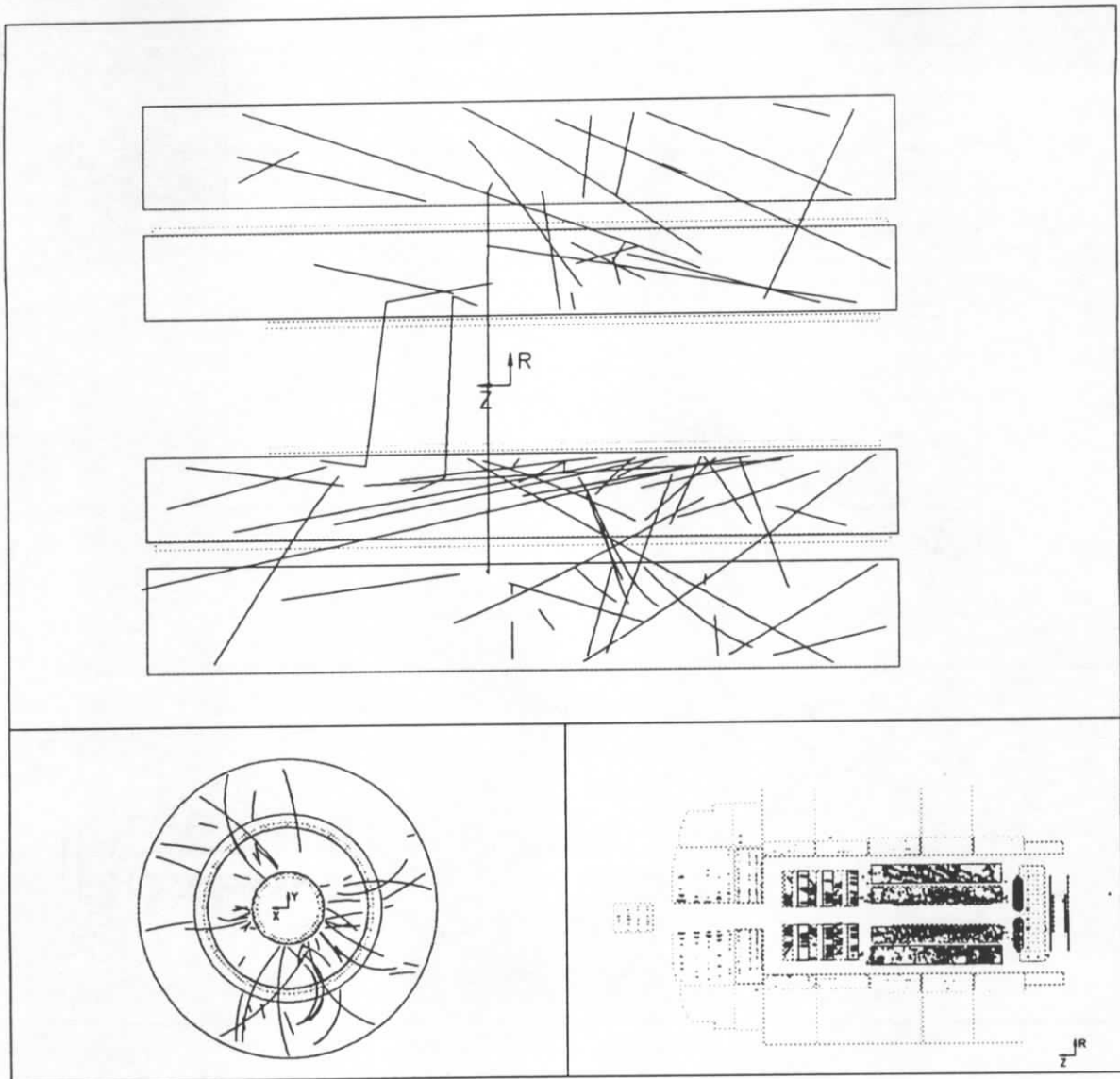


Abbildung 7.23: Protoneninduziertes Strahl-Wand Ereignis.

es, spricht man von Strahl-Gas Untergrund. In beiden Fällen handelt es sich um Reaktionen der Art, daß ein Elektron bzw. Proton auf ein (Target-) Atom trifft. Da sowohl die Schwerpunktsenergie des Elektron-Target-Systems sehr viel kleiner ist als diejenige des Proton-Target-Systems, als auch der Wirkungsquerschnitt des ersteren sehr viel kleiner ist als der des letzteren (bei der Reaktion eines Elektrons mit einem Target-Atom handelt es sich um einen Prozeß der elektromagnetischen Wechselwirkung, bei der Reaktion eines Protons mit einem Target-Atom um einen Prozeß der starken Wechselwirkung), tritt vor allem protoneninduzierter Untergrund auf. Die Abbildung 7.23 zeigt ein typisches Proton-Wand Ereignis. Charakteristisch sind der stark verschobene Vertex in Richtung der ankommenden Protonen, die große Anzahl von Spuren und der hohe Anteil des Gesamtvorwärtsimpulses am Gesamtimpuls.

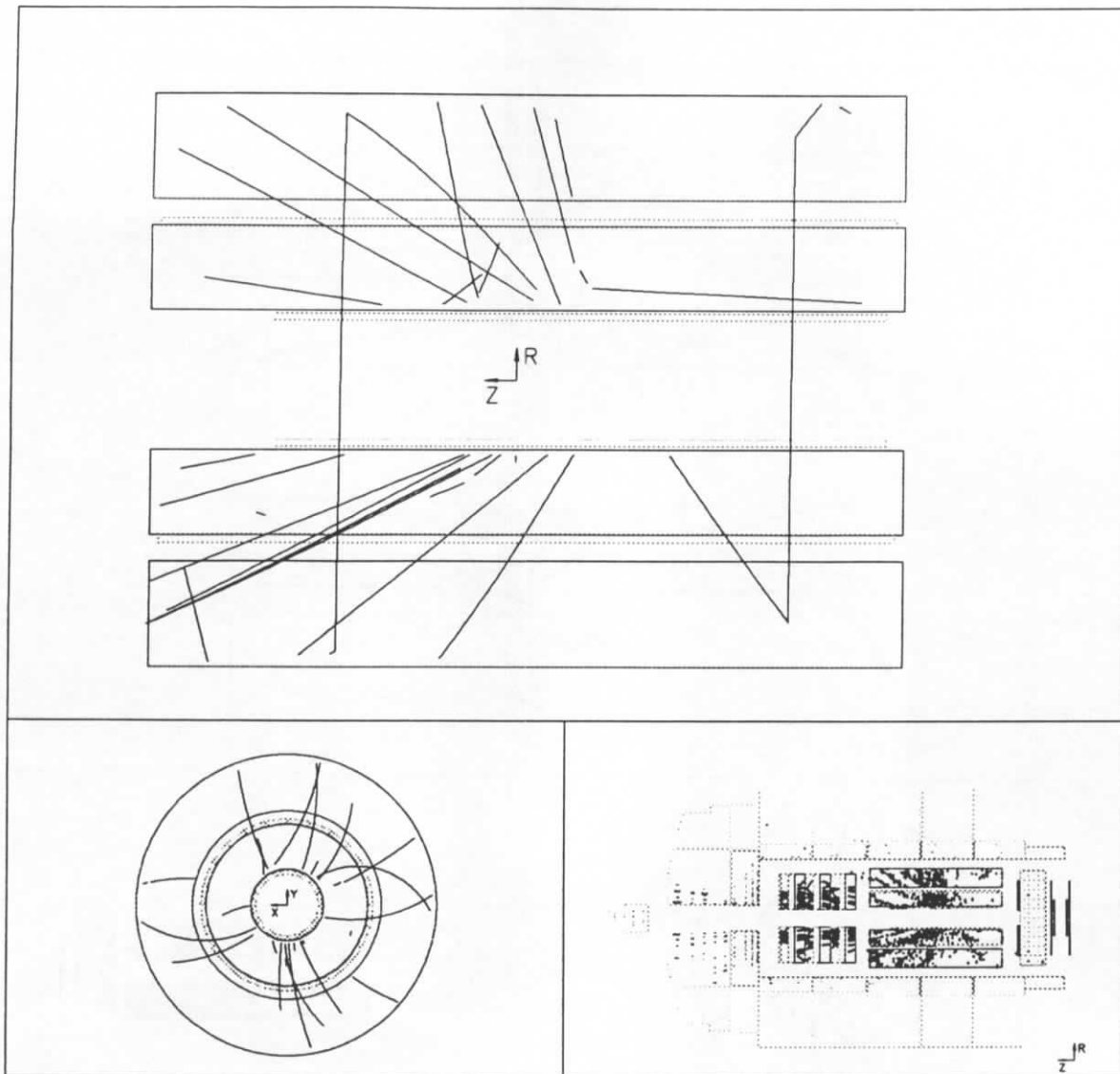


Abbildung 7.24: Protoneninduziertes Strahl-Gas Ereignis.

Protonen-Gas Ereignisse zeigen eine ähnliche Signatur. Hier liegt der Vertex zumeist innerhalb der CJC (Abbildung 7.24).

Elektroneninduzierte Ereignisse zeigen weniger Spuren. Im Ereignis aus Abbildung 7.25 erkennt man gut die "umgekehrte" Richtung der Teilchenspuren.

### 7.2.2 Strahl-Wand und Strahl-Gas Ereignis-Parameter

Bei den vorrangig auftretenden Kollisionen von Protonen mit Wand- oder Gas-Targetatomen ergeben sich Ereignistopologien, die denen etlicher Physik-Klassifikationen gleichen. Man geht bei protoneninduziertem Untergrund aufgrund der Tatsache, daß ein  $820\text{GeV}$  Proton auf einen annähernd ruhenden positiven Atomkern trifft, von folgenden Überlegungen aus:

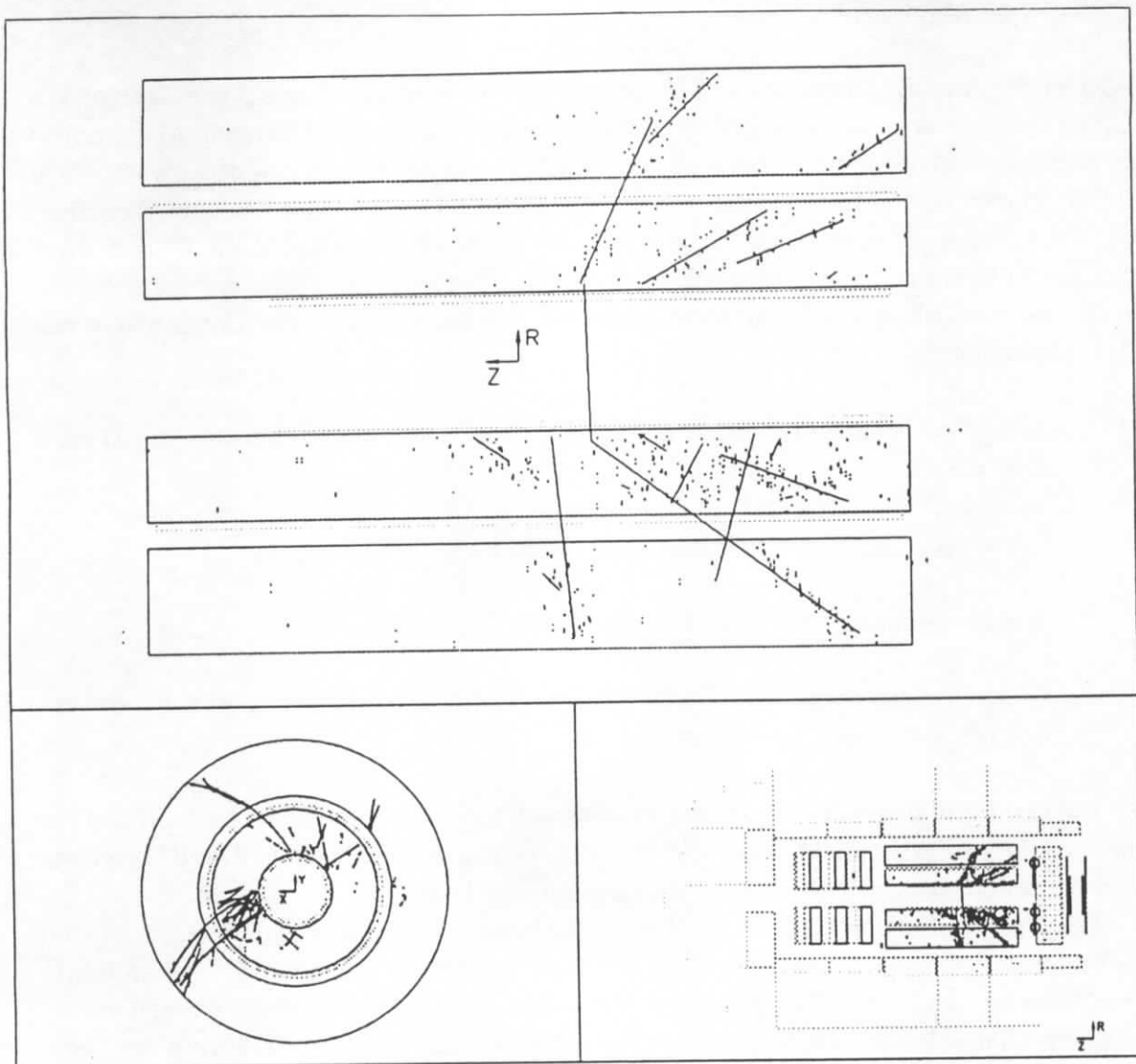


Abbildung 7.25: Elektroneninduzierter Untergrund.

- eine erhöhte Anzahl von (sekundären) Protonen, zu identifizieren u.a. über den relativen Energieverlust  $dE/dx$
- einen hohen Anteil des Gesamtvorwärtsimpulses bezüglich des Gesamtimpulses
- einen Überschuß an positiven Ladungen bei erhöhten Spurmultiplicitäten

Dies führt zu drei Kategorien von möglichen Schnitten:

1.  $dE/dx$  Schnitt
2. Gesamtvorwärtsimpuls Schnitt

### 3. Spur-Multiplizitäts Schnitt

Um die Aussagefähigkeit der Schnitte zu prüfen, wird eine Klasse von Ereignissen ausgewählt, von denen man sicher weiß, daß es sich um Untergrund handelt. Man benutzt die Klassifikation der Ereignisse nach Teilchenpaketen. In der Runperiode 1993 waren nicht alle Teilchenpakete gefüllt. Es gab neben den je 90 Elektronen- und Protonen-Teilchenpaketen, die so injiziert waren, daß sie sich in den Wechselwirkungspunkten überkreuzten, auch je 10 Elektronen- und 6 Protonen-Pakete [FEL94], die keinen Reaktionspartner hatten. Solche Teilchenpakete werden als Pilot-Pakete bezeichnet. Man kann alle Ereignisse in vier Klassen einteilen:

1. Ereignisse bei einer Überkreuzung der Elektron- und Proton-Teilchenpakete (Paket-Typ = 3)
2. Ereignisse eines Elektron Pilot-Paketes (Paket-Typ = 2)
3. Ereignisse eines Proton Pilot-Paketes (Paket-Typ = 1)
4. Ereignisse, bei denen kein Teilchenpaket vorliegt. Solche Konstellationen bezeichnet man als leeres Paket (Paket-Typ = 0)

Bei den Ereignissen der Punkte 2-4 kann es sich nicht um eine ep Wechselwirkung bei einer Überkreuzung der Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete handeln. Diese Ereignisse werden zusammenfassend als Nicht ep Ereignisse bezeichnet.

Die Untersuchungen der Nicht ep Ereignisse basieren auf dem Run 65199. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, die die Bedingung 'gutes Ereignis' erfüllen (siehe Abschnitt 6.1) Gemäß der in Abschnitt 7.1 dargestellten Methoden identifizierte Cosmics werden ausgeschlossen. Man selektiert auf diese Weise 150 Ereignisse aus dem Run 65199, die den nachfolgenden Bedingungen genügen:

- Paket-Typ  $\neq$  3
- gutes Ereignis
- Nicht als Cosmic identifiziert

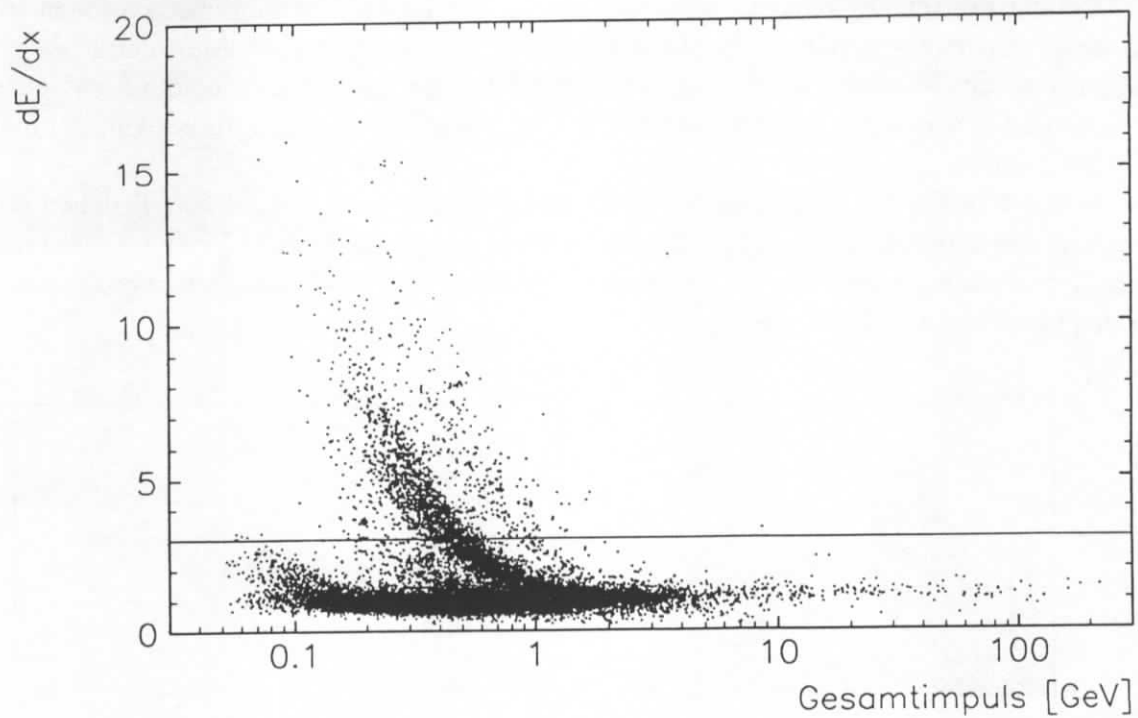
Diese Ereignisse bilden die Grundlage für die Prüfung der drei skizzierten Schnitte.

#### **dE/dx Schnitt**

Bei der Durchquerung des Gasvolumens der CJC erfahren die Teilchen einen Energieverlust. Anhand der Messung des relativen Energieverlustes  $dE/dx$  für jede Spur eines Ereignisses lassen sich die verschiedenen Teilchen identifizieren, insbesondere auch Protonen<sup>16</sup>. Um eine einfache Identifikation eines Teilchens als Proton zu erhalten, werden folgende Bedingungen an die Spurparameter gestellt:

<sup>16</sup> Für eine ausführliche Darstellung siehe [VIC94]





**Abbildung 7.26:** Verteilung  $dE/dx$  gegen den Gesamtimpuls  $p_{GesSpur}$  für alle Teilchen mit  $N_{Hits} > 20$  und  $L_{Spur} > 20cm$ . Durchgängige Linie: Gewählter Schnitt.

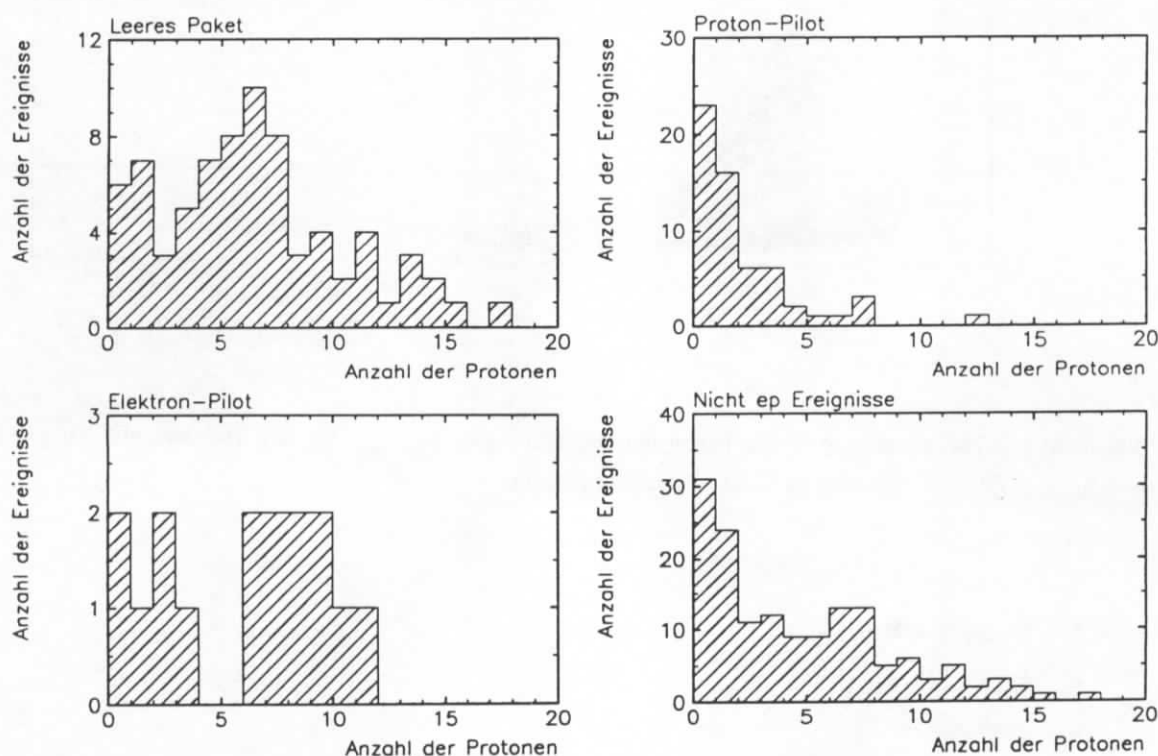
- $N_{Hits} > 20$
- $L_{Spur} > 20cm$
- $|p_T| > 200MeV$
- $dE/dx \geq 3$

Eine sichere Messung des relativen Energieverlustes  $dE/dx$  ist nur bei einer genau gemessenen Spur möglich. Es werden zur Bestimmung mutmaßlicher Protonen über die Messung des  $dE/dx$  erhöhte Spuranforderungen gestellt. Die Genauigkeit der Messung des  $dE/dx$  einer Spur hängt von deren Winkel  $\theta$  ab. Spuren unter einem flachen Winkel  $\theta$  (z.B.  $\theta < 20^\circ$  oder  $\theta > 160^\circ$ ) deponieren eine im Verhältnis zu anderen Spuren zu große Ladungsmenge auf dem Signaldraht und verfälschen die Analyse. Allerdings werden bei dem protoneninduzierten Untergrund viele Spuren unter einem kleinen Winkel  $\theta$  erzeugt. Aus diesem Grund wird auf einen Schnitt auf  $\theta$  verzichtet. Dafür wird der Schwellenwert, ab dem ein Teilchen als mutmaßliches Proton akzeptiert wird, hoch angesetzt. Die Abbildung 7.26 zeigt die Verteilung des  $dE/dx$ -Wertes gegen den Gesamtimpuls für *alle* Teilchen des Runs 65199 mit  $N_{Hits} > 20$  und  $L_{Spur} > 20cm$ . Der Grenzwert  $dE/dx = 3$  ist als durchgängige Linie dargestellt.

Man erkennt den typischen Anstieg des 'Protonenbandes' zwischen 0.1 und 1GeV. Das schmalere Band rechts davon wird von Deuteronen hervorgerufen. Die Einträge mit  $dE/dx < 3$  werden zu einem großen Teil durch Elektronen und Pionen hervorgerufen.

Bei der Festsetzung eines Grenzwertes zur Identifikation mutmaßlicher Protonen auf  $dE/dx \geq 3$  handelt es sich um eine Abschätzung, die den hier gestellten Anforderungen genügt. Da es um die Identifikation von Untergrund geht, ist eine Unterscheidung zwischen Protonen und Deuteronen nicht notwendig, insofern beide als Indizien für ein Untergrund-Ereignis dienen.

Man erhält für den Datensatz der Nicht ep Ereignisse eine Anzahl von Teilchen pro Ereignis, die man als Protonen ansieht. Die Anzahl der mutmaßlichen Protonen wird mit  $N_{Proton}$  bezeichnet. Abbildung 7.27 zeigt die Verteilung der Anzahl der Protonenkandidaten für den Datensatz der Nicht ep Ereignisse.



**Abbildung 7.27:** Anzahl der mutmaßlichen Protonen (bzw. Deuteronen) unter der Bedingung  $dE/dx \geq 3$ . Datensatz der Nicht ep Ereignisse.

Sowohl für die leeren Pakete mit 82,7% (siehe auch Tabelle 7.15) als auch die Elektron-Pilot Pakete mit 81,3% ist die Anzahl derjenigen Ereignisse, die mindestens zwei Protonenkandidaten enthalten, hoch. Demgegenüber weisen nur 33,9% der Ereignisse im Rahmen der Proton-Pilot Pakete dieses Charakteristikum auf. 39,0% enthalten keinen Protonenkandidaten. Offenbar ist es schwierig, diese Gruppe mit einem  $dE/dx$ -Schnitt zu erfassen. Im folgenden wird eine Anzahl der Protonenkandidaten  $N_{Proton} \geq 2$  oder  $N_{Proton} \geq 3$  gefordert. Damit bleiben die meisten Proton-Pilot Paket Ereignisse unbestimmt. Tabelle 7.15 faßt die numerischen Werte zusammen.

Ein wichtiges Kriterium für die Selektion eines Ereignisses ist dessen Vertex. In vielen Analysen wird ein Vertex-Schnitt von  $\pm 50\text{cm}$  gefordert. Mit Sicherheit ist ein Ereignis Untergrund, dessen Vertex außerhalb der CJC liegt. Der Vertex kann als Kontrollgröße dienen, um Untergrund abzuschätzen. Die Abbildung 7.28 zeigt die Vertex-Verteilungen der

Nicht ep Ereignisse (helles Histogramm). Der Anteil mit  $N_{Proton} \geq 2$  ist einfach-schraffiert dargestellt, derjenige mit  $N_{Proton} \geq 3$  doppelt-schraffiert.

Pakete	Gesamtanzahl	Ereignisse mit einer Anzahl möglicher Protonen					
		$N_{Proton} \geq 1$		$N_{Proton} \geq 2$		$N_{Proton} \geq 3$	
		#	%	#	%	#	%
leer	75	69	92,0±3,1	62	82,7±4,4	59	78,7±4,7
Proton-Pilot	59	36	61,0±6,3	20	33,9±6,2	14	23,7±5,5
Elektron-Pilot	16	14	87,5±8,3	13	81,3±9,7	11	68,8±11,6
$\Sigma$ Nicht ep Ereig.	150	119	79,3±3,3	95	63,3±3,9	84	56,0±4,1

Tabelle 7.15: Anzahl der Ereignisse mit mehr als  $N_{Proton}$  Protonen für Nicht ep Ereignisse.

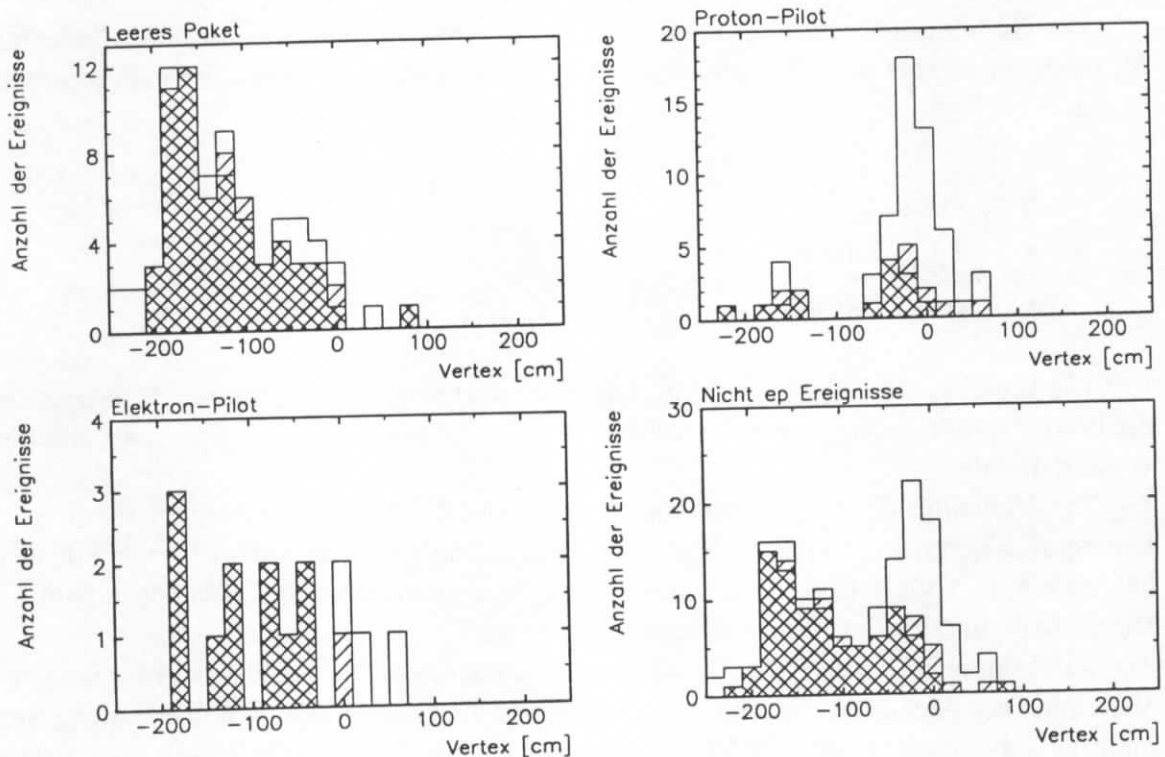


Abbildung 7.28: Vertex-Verteilung des Untergrundes aus Nicht ep Ereignissen im Hinblick auf einen  $dE/dx$ -Schnitt. Einfach schraffierte Histogramme:  $N_{Proton} \geq 2$ . Doppelt schraffierte Histogramme:  $N_{Proton} \geq 3$ .

Die Vertex-Verteilung für die Proton-Pilot Pakete ist zentriert um den nominellen Vertex. Der Anteil der mit Hilfe eines  $dE/dx$ -Schnittes zu identifizierenden Untergrund-Ereignisse ist gering. Auch in Bezug auf einen Vertex-Schnitt sind diese Ereignisse schwer zu bestimmen. Für die Klassen Leeres-Paket oder Elektron-Pilot erkennt man die zu negativen Werten verschobenen Vertizes der allermeisten Ereignisse, die z.T. deutlich außerhalb der CJC liegen. Diese Ereignisse werden fast vollständig durch einen Schnitt bei einer

einer Anzahl von mutmaßlichen Protonen  $N_{Proton} \geq 3$  erfaßt. Dies ist eine gute Rechtfertigung dieses Schnittes.

### Gesamtvorwärtsimpuls-Anteil Schnitt

Zur Beurteilung eines Ereignisses hinsichtlich der in ihm gemessenen Impulse der einzelnen Spuren werden folgende Ereignisgrößen gebildet:

$$1. \quad p_{T_{Ereignis}} = \sum_{Spuren} |p_{T_{Spur}}| \quad (7.11)$$

$$2. \quad p_{Ges_{Ereignis}} = \sum_{Spuren} p_{Ges_{Spur}} \quad (7.12)$$

$$3. \quad p_{Vor_{Ereignis}} = \sum_{Spuren} p_{z_{Spur}}(\theta) \quad \text{mit } \theta < 90^\circ \quad (7.13)$$

Die Summe erstreckt sich über alle Spuren eines Ereignisses, die die Mindestanforderungen an eine Spur erfüllen, wie sie auch der Bedingung 'gutes Ereignis' zugrunde liegen:

- $N_{Hits} > 10$
- $L_{Spur} > 10\text{cm}$
- $|p_T| > 200\text{MeV}$

Die Ereignisgröße  $p_{T_{Ereignis}}$  wird im folgenden als Gesamttransversalimpuls bezeichnet, die Ereignisgröße  $p_{Ges_{Ereignis}}$  als Gesamtimpuls und die Ereignisgröße  $p_{Vor_{Ereignis}}$  als Gesamtvorwärtsimpuls.

Das Verhältnis Gesamtvorwärtsimpuls zu Gesamtimpuls stellt das zweite Kriterium zur Untergrund-Identifikation dar. Es ist zu beachten, daß aufgrund der kinematischen Situation bei HERA sehr viele Ereignisse einen hohen Gesamtvorwärtsimpuls-Anteil aufweisen. Dieses Kriterium muß mit Vorsicht verwendet werden.

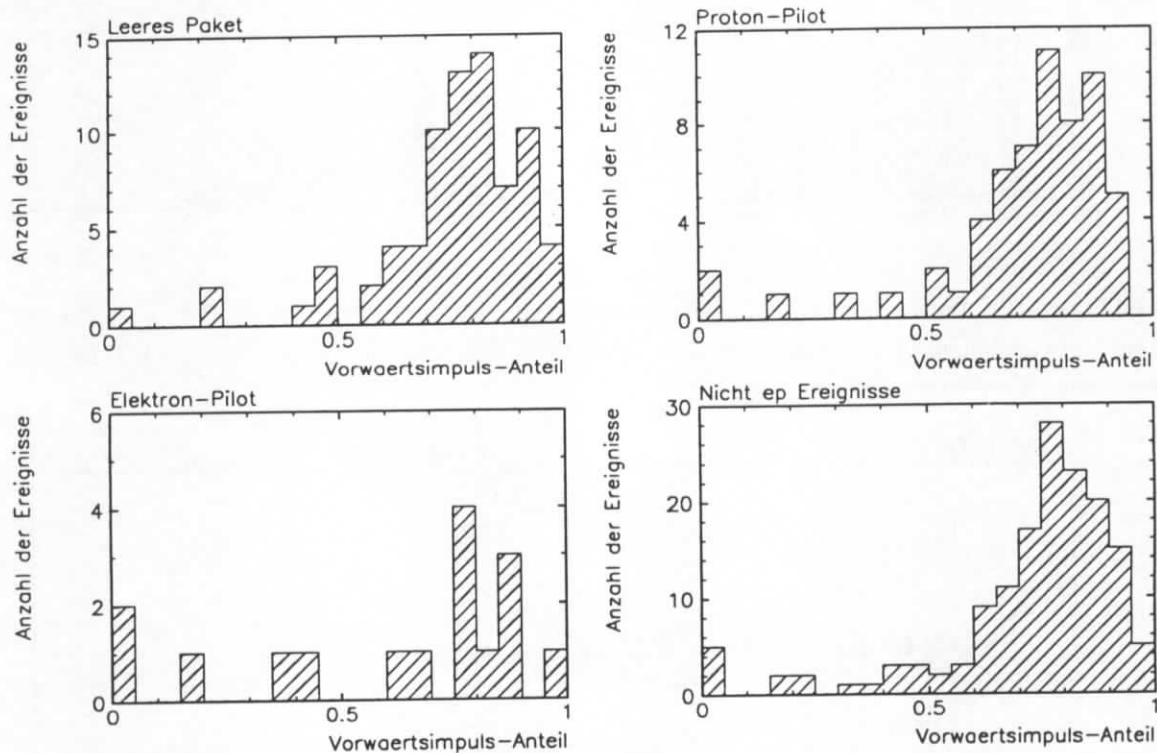
Abbildung 7.29 zeigt für die einzelnen Kategorien der Nicht ep Ereignisse die Verteilung des Anteils des Gesamtvorwärtsimpulses am Gesamtimpuls. Wie erwartet, treten niedrige Anteile kaum auf. Die Verteilungen für leere Pakete und für Proton-Pilot Pakete zeigen ihr Maximum bei 0,8. Dies führt zu Schnitten von:

$$\bullet \quad \frac{p_{Vor_{Ereignis}}}{p_{Ges_{Ereignis}}} \geq 0,7 \quad \text{oder} \quad \frac{p_{Vor_{Ereignis}}}{p_{Ges_{Ereignis}}} \geq 0,8$$

Die Tabelle 7.16 zeigt die quantitativen Verhältnisse.

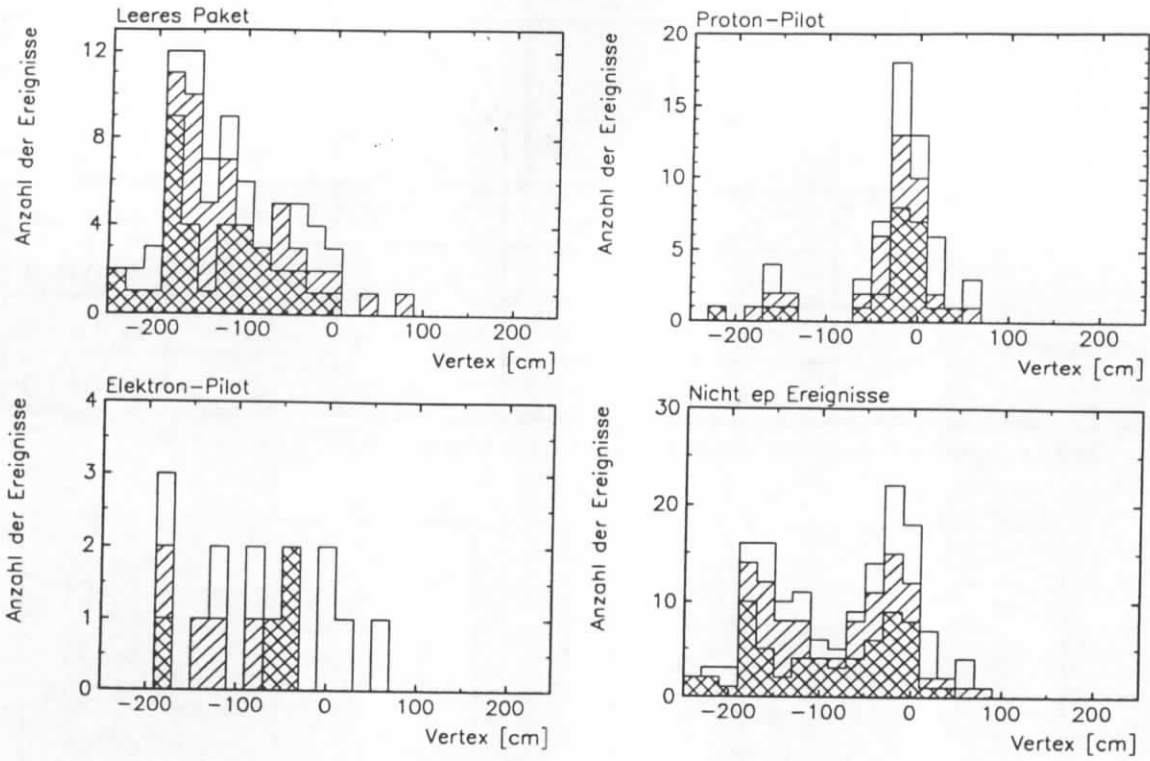
Pakete	Gesamt- anzahl	$P_{VorEreignis} / P_{GesEreignis}$			
		$\geq 0,7$		$\geq 0,8$	
		#	%	#	%
leer	75	58	$77,3 \pm 4,8$	35	$46,7 \pm 5,8$
Proton-Pilot	59	41	$69,5 \pm 6,0$	23	$39,0 \pm 6,3$
Elektron-Pilot	16	9	$56,3 \pm 12,4$	5	$31,3 \pm 11,5$
$\Sigma$ Nicht ep Ereignisse	150	108	$72,0 \pm 3,7$	63	$42,0 \pm 4,0$

**Tabelle 7.16:** Anteil des Gesamtvorwärtsimpulses am Gesamtimpuls für Nicht ep Ereignisse.

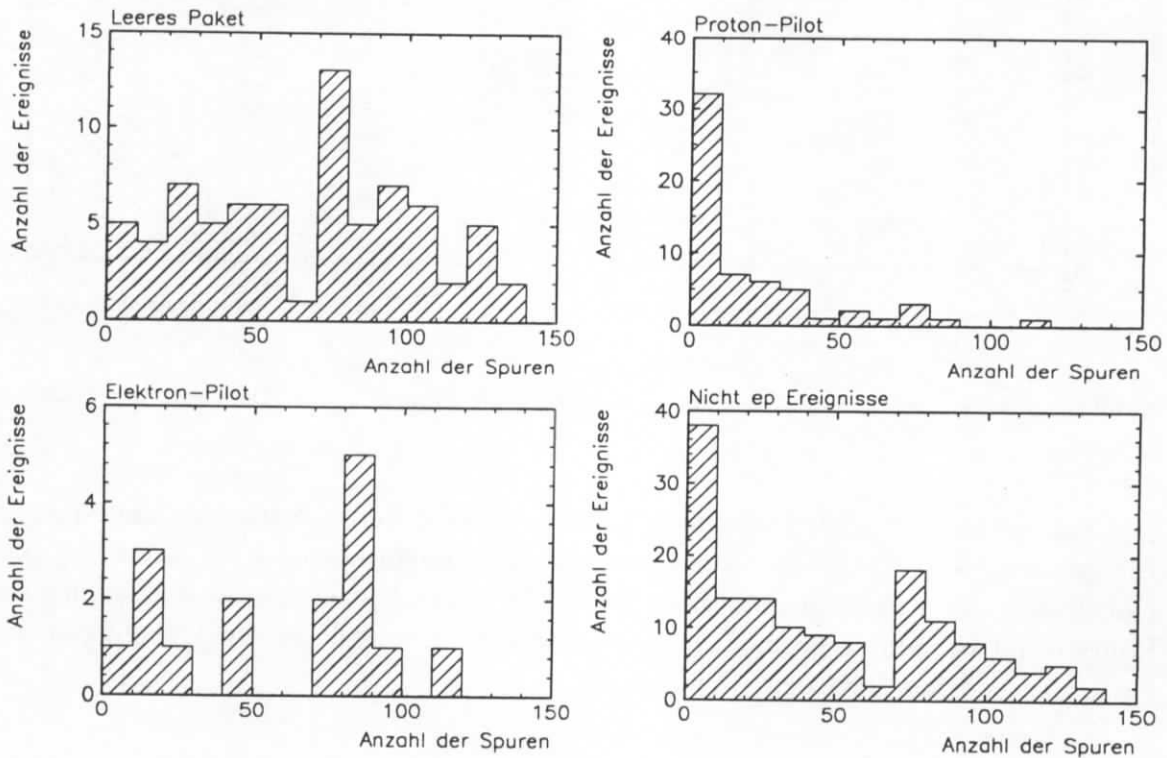


**Abbildung 7.29:** Anteil des Gesamtvorwärtsimpulses am Gesamtimpuls. Datensatz der Nicht ep Ereignisse.

Zur Veranschaulichung wird in Abbildung 7.30 die Vertex-Verteilung der Nicht ep Ereignisse gezeigt. Ereignisse, deren Gesamtvorwärtsimpuls-Anteil  $\geq 0,7$  ( $\geq 0,8$ ) ist, sind einfach-schraffiert (doppelt-schraffiert) dargestellt. Man erkennt die bessere Erfassung der Proton-Pilot Ereignisse gegenüber einem  $dE/dx$ -Schnitt und die Unabhängigkeit des Kriteriums von dem Vertex eines Ereignisses.



**Abbildung 7.30:** Vertex-Verteilung des Untergrundes aus Nicht ep Ereignissen im Hinblick auf einen Gesamtvorwärtsimpuls-Anteil Schnitt. Einfach schraffierte Histogramme:  $P_{\text{vorEr}}/P_{\text{GesEr}} \geq 0,7$ . Doppelt schraffierte Histogramme:  $P_{\text{vorEr}}/P_{\text{GesEr}} \geq 0,8$ .



**Abbildung 7.31:** Spur-Multiplizität für Nicht ep Ereignisse.

### Spur-Multiplizität Schnitt

Als letztes Kriterium für die Identifikation von Strahl-Wand oder Strahl-Gas Untergrund werden die Spur-Multiplizität und die Anzahl der positiven Teilchen herangezogen. Die Anzahl der positiven Teilchen wird mit  $N_{pos}$  bezeichnet. Abbildung 7.31 zeigt die Verteilungen der Spur-Multiplizitäten. Ereignisse aus leeren Paketen und aus Elektron-Pilot Paketen zeigen eine Gleichverteilung bis  $N_{Spuren} > 100$ . Proton-Pilot induzierte Ereignisse zeigen ein ausgeprägtes Maximum bei kleinen Spur-Multiplizitäten. Über die Hälfte der Ereignisse weist weniger als 12 Spuren auf. Hier ist ein Schnitt auf die Spur-Multiplizität nicht effizient. Es wird ein Schnitt bei  $N_{Spuren} > 40$  angesetzt. Tabelle 7.17 umfaßt die numerischen Werte.

Pakete	Gesamtanzahl	Ereignisse mit $N_{Spuren} > 40$	
		Anzahl	%
leer	75	54	$72,0 \pm 5,2$
Proton-Pilot	59	9	$15,3 \pm 4,7$
Elektron-Pilot	16	11	$68,8 \pm 11,6$
$\Sigma$ Nicht ep Ereignisse	150	74	$49,3 \pm 4,1$

Tabelle 7.17: Anzahl der Ereignisse mit mehr als 40 Spuren. Datensatz der Nicht ep Ereignisse.

Neben der Anzahl der Spuren eines Ereignisses ist für die Bestimmung von Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund auch der Anteil der positiven Teilchen interessant. Die Abbildung 7.32 zeigt den Anteil der positiven Teilchen  $N_{pos}/N_{Spuren}$  (helles Histogramm). Der Anteil der Ereignisse mit  $N_{Spuren} > 40$  ist schraffiert dargestellt. Ereignisse mit einem größeren Anteil von negativen als positiven Teilchen treten kaum auf. Es zeigt sich ein Maximum bei  $0,6 < N_{pos}/N_{Spuren} < 0,8$ . Die Tabelle 7.18 zeigt die entsprechenden Werte. Ereignisse leerer Pakete zeigen einen hohen Anteil von Ereignissen mit  $N_{pos}/N_{Spuren} > 0,6$ . Da der Anteil von Ereignissen mit hoher Spur-Multiplizität in dieser Kategorie hoch ist, bleibt die Identifikationsquote auch bei einer Kombination der Forderungen nach  $N_{Spuren} > 40$  und einem Anteil positiver Teilchen größer als 60% gut (50,7%).

Proton-Pilot induzierte Ereignisse zeigen eine andere Verteilung. Bemerkenswert sind die Maxima bei  $N_{pos}/N_{Spuren} = 0,5$ , d.h. einem ausgeglichenen Anteil positiver und negativer Teilchen, und zum anderen bei 1,0, d.h. es gibt viele Ereignisse, bei denen nur positive Teilchen detektiert werden. Die Anzahl der Teilchen liegt für diese Gruppe bei  $10 < N_{Spuren} < 20$ . Durch den geringen Anteil von Spuren mit hoher Multiplizität ist ein Kombinationschnitt ineffizient (11,9%).

Die Abbildung 7.33 zeigt die Verhältnisse anhand der Vertex-Verteilung. Das einfache Histogramm zeigt alle Ereignisse an, das einfach-schraffierte diejenigen mit  $N_{pos}/N_{Spuren} > 0,6$ , das doppelt-schraffierte diejenigen mit der zusätzlichen Forderung nach  $N_{Spuren} > 40$ . Aufgrund der Tabelle 7.18 ist auch ein Schnitt auf einen Anteil positiver Teilchen von  $> 0,7$  angemessen. Im weiteren werden die beiden folgenden Schnitte benutzt:

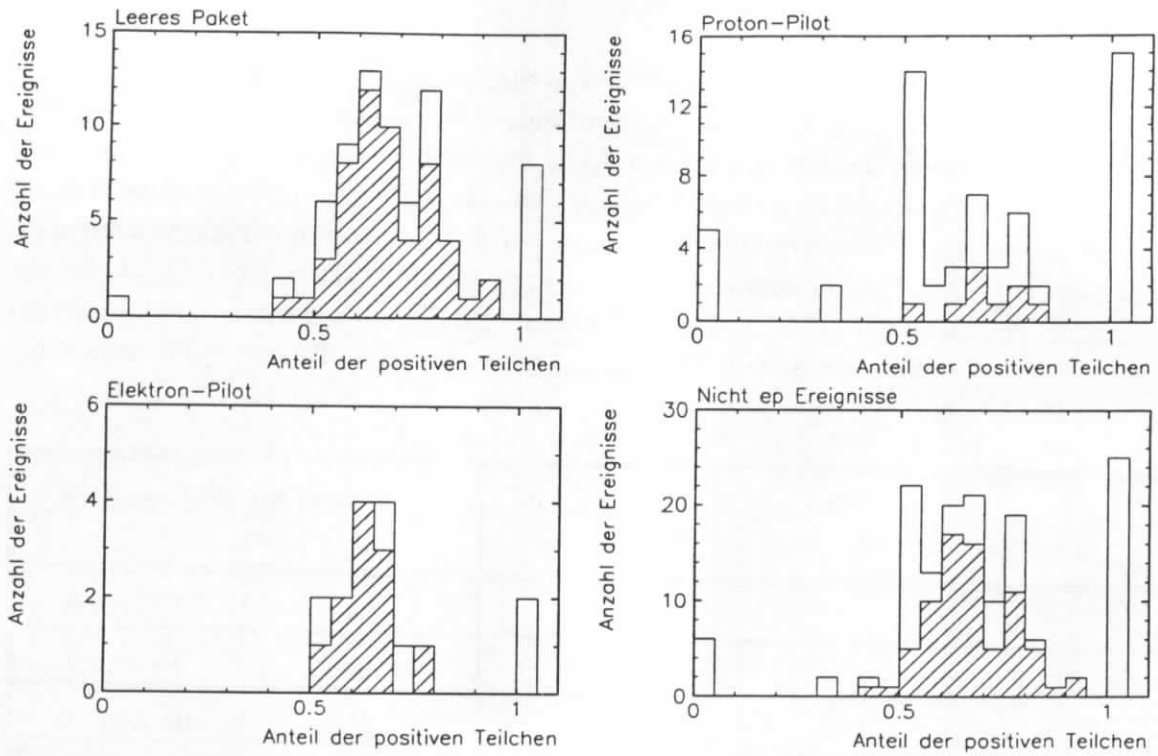


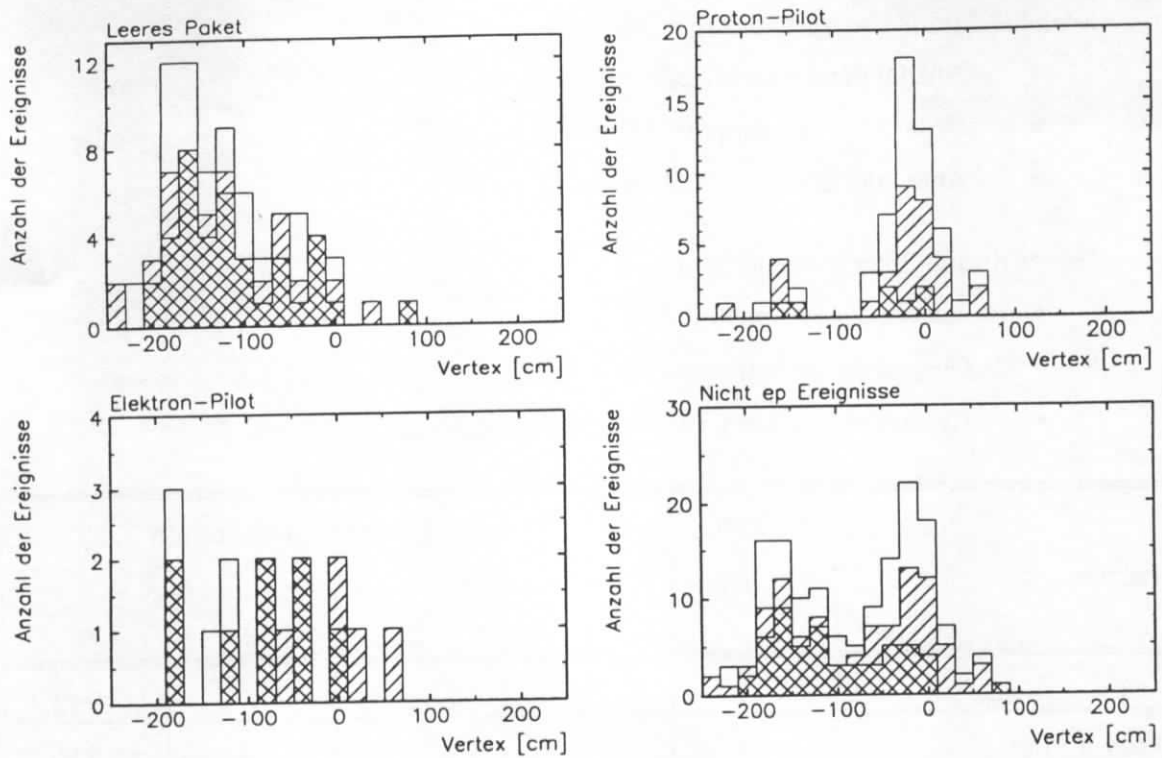
Abbildung 7.32: Anteil der positiven Teilchen  $N_{pos} / N_{Spuren}$ . Helles Histogramm: Alle Ereignisse einer Kategorie. Schraffiertes Histogramm: Ereignisse mit  $N_{Spuren} > 40$ . Datensatz der Nicht ep Ereignisse.

- $\frac{N_{pos}}{N_{Spuren}} > 0,6$  und  $N_{Spuren} > 40$
- $\frac{N_{pos}}{N_{Spuren}} > 0,7$  und  $N_{Spuren} > 40$

Pakete	Gesamt -anzahl	$N_{pos} / N_{Spuren}$							
		alle				mit $N_{Spuren} > 40$			
		> 0,6		> 0,7		> 0,6		> 0,7	
#	%	#	%	#	%	#	%		
leer	75	52	69,3±5,3	33	44,0±5,7	38	50,7±5,8	19	25,3±5,0
p-Pilot	59	33	55,9±6,5	26	44,1±6,5	7	11,9±4,2	4	6,8±3,3
e-Pilot	16	12	75,0±10,8	4	25,0±10,8	8	50,0±12,5	1	6,3±6,1
$\Sigma$ Nicht-ep	150	97	64,7±3,9	63	42,0±4,0	53	35,3±3,9	24	16,0±3,0

Tabelle 7.18: Anteil der positiven Teilchen  $N_{pos} / N_{Spuren}$ . Datensatz der Nicht epEreignisse.





**Abbildung 7.33** Vertex-Verteilung des Untergrundes aus Nicht ep Ereignissen im Hinblick auf einen Schnitt hinsichtlich der Spur-Multiplizität. Einfach schraffiertes Histogramm:  $N_{pos}/N_{Spuren} > 0,6$ . Doppelt schraffiertes Histogramm:  $N_{pos}/N_{Spuren} > 0,6$  und  $N_{Spuren} > 40$ .

### Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse

Es wurden drei Selektionskriterien für Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund untersucht. Das erste beruht auf der Identifikation von Protonen durch Messung des relativen Energieverlustes  $dE/dx$ . Die Forderung nach einer Anzahl mutmaßlicher Protonen von  $N_{Proton} \geq 2$  bzw.  $N_{Proton} \geq 3$  liefert eine gute Beschreibung des Untergrundes. Für Proton-Pilot induzierten Ereignisse ist die Selektionseffizienz gering.

Für das zweite Kriterium des Anteils des Gesamtvorwärtimpulses am Gesamtimpuls ergibt sich ein Schnitt von  $p_{VorEreignis}/p_{GesEreignis} \geq 0,7$  oder  $p_{VorEreignis}/p_{GesEreignis} \geq 0,8$ .

Das Spur-Multiplizitätskriterium führt zu einer Forderung eines Anteils positiver Teilchen  $N_{pos}/N_{Spuren} > 0,6$  mit einer Mindestspuranzahl  $N_{Spuren} > 40$ .

Es wird versucht, die verschiedenen Schnitte zu einem einheitlichen Kriterium zusammenzufassen. Es gilt zweierlei abzuwägen: Zum einen soll die Identifikationsquote hoch sein, d.h. man möchte die als Untergrund ausgewiesenen Ereignisse möglichst vollständig erfassen. Dies bedeutet weiche Schnitte. Zum anderen sollen aber nicht, im Hinblick auf andere Datensätze, irrtümlicher Weise Ereignisse einer ep Wechselwirkung als Untergrund behandelt werden. Dies bedeutet harte Schnitte. Das gemeinsame Kriterium wird als Strahl-Untergrund-Kriterium oder als Strahl-Untergrund-Schnitt bezeichnet.

Weiches Strahl-Untergrund-Kriterium:

- Anzahl der Protonen  $\geq 2$  oder
- Gesamtvorwärtsimpuls-Anteil  $\geq 0,7$  oder
- Anteil der positiven Teilchen  $> 0,7$

Hartes Strahl-Untergrund-Kriterium:

- Anzahl der Protonen  $\geq 3$  oder
- Gesamtvorwärtsimpuls-Anteil  $\geq 0,8$  oder
- Anteil der positiven Teilchen  $> 0,7$  und  $N_{Spuren} > 40$ .

Pakete	Gesamt- anzahl	Strahl-Untergrund-Kriterium			
		weich		hart	
		#	%	#	%
leer	75	73	97,3±1,9	69	92,0±3,1
Proton-Pilot	59	52	88,1±4,2	33	55,9±6,5
Elektron-Pilot	16	15	93,8±6,0	13	81,3±9,7
$\Sigma$ Nicht ep Ereignisse	150	140	93,3±2,0	115	76,7±3,5

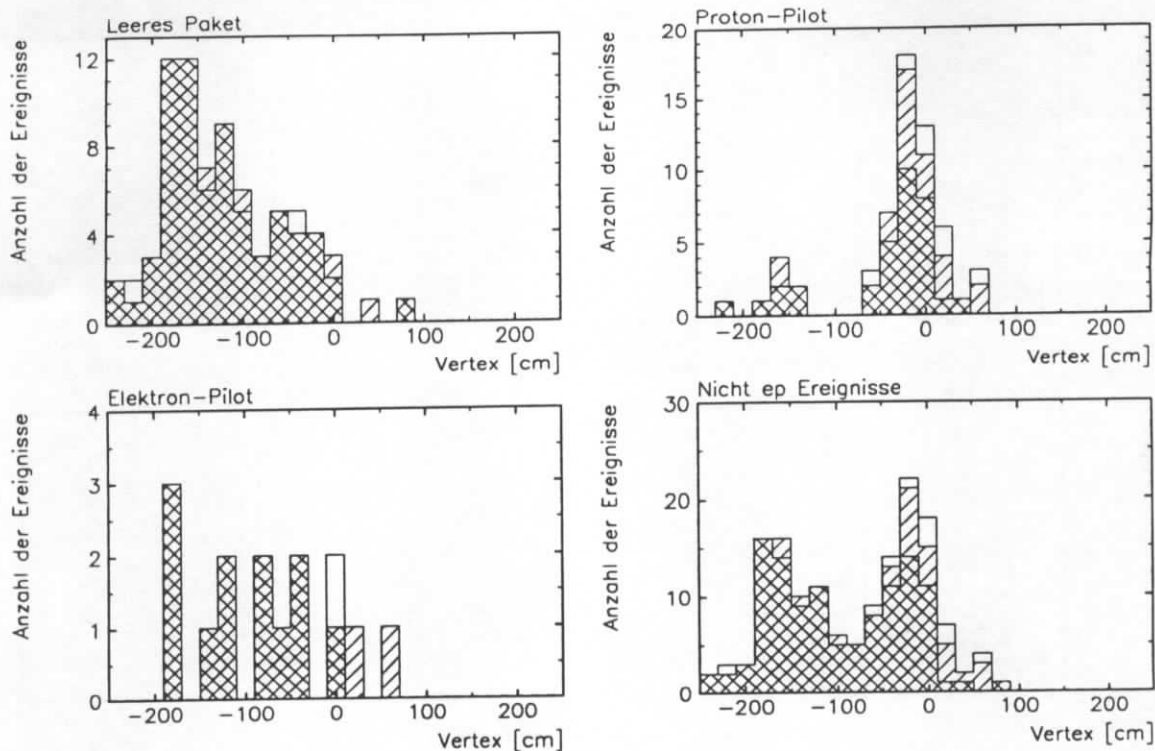
**Tabelle 7.19:** Effizienz des Strahl-Untergrund-Schnittes Datensatz der Nicht ep Ereignisse.

Der Tabelle 7.19 kann man die Effizienz der beiden Varianten des Strahl-Untergrund-Schnittes entnehmen. Die weiche Variante erreicht für den gesamten Datensatz eine Identifikationswahrscheinlichkeit als Untergrund von 93,3%. Der schwierig zu beschreibende Proton-Pilot induzierte Untergrund sich zu 88,1% beschreiben. Für die harte Variante erhält man eine Erfassungswahrscheinlichkeit für den gesamten Datensatz von 76,7%. Der Proton-Pilot Untergrund zeigt einen Abfall der Erfassungsquote auf 55,9%. Die Vertex-Verteilung in Abbildung 7.34 veranschaulicht die Verhältnisse: einfach schraffiert der durch einen weichen Strahl-Untergrund-Schnitt, doppelt-schraffiert der durch einen harten Strahl-Untergrund-Schnitt erfaßte Untergrund.

### Überprüfung der gewonnenen Schnitte

Zur Überprüfung der gewonnenen Selektionskriterien für Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund wird auf einen zweiten vorselektierten Untergrund-Datensatz zurückgegriffen. Bei der Datenanalyse wird eine Klassifikation der Ereignisse nach Physik-Klassen vorgenommen. Eine der Physik-Klassen ist für Strahl-Gas Ereignisse vorgesehen (Physik-Klasse 'BGAS'<sup>17</sup>). Alle Ereignisse dieser Klassifikation werden als Untergrund beim Übergang von POT-Level auf DST-Level verworfen. Aus diesem Grund wird auf die POT-Daten des Runs 65199 zurückgegriffen. Als Klassifikationsgrößen für BGAS-Ereignisse dienen:

<sup>17</sup> Von englisch: *Beam-Gas*.



**Abbildung 7.34:** Vertex-Verteilung der durch den Strahl-Untergrund-Schnitt erfaßten Ereignisse. Einfach schraffiertes Histogramm: weicher Strahl-Untergrund Schnitt. Doppelt schraffiertes Histogramm: Harter Strahl-Untergrund Schnitt. Datensatz der Nicht ep Ereignisse.

- Die Inelastizität  $y_{JB}$ : 
$$y_{JB} = \frac{\sum E - p_z}{2E_e} \quad (7.14)$$

- Der relative hadronische Energiefluß in Vorwärtsrichtung: 
$$\frac{\sum p_z}{\sum p_{Ges}} \quad (7.15)$$

- Die Anzahl der rückwärtigen Spuren  $N_{back}$

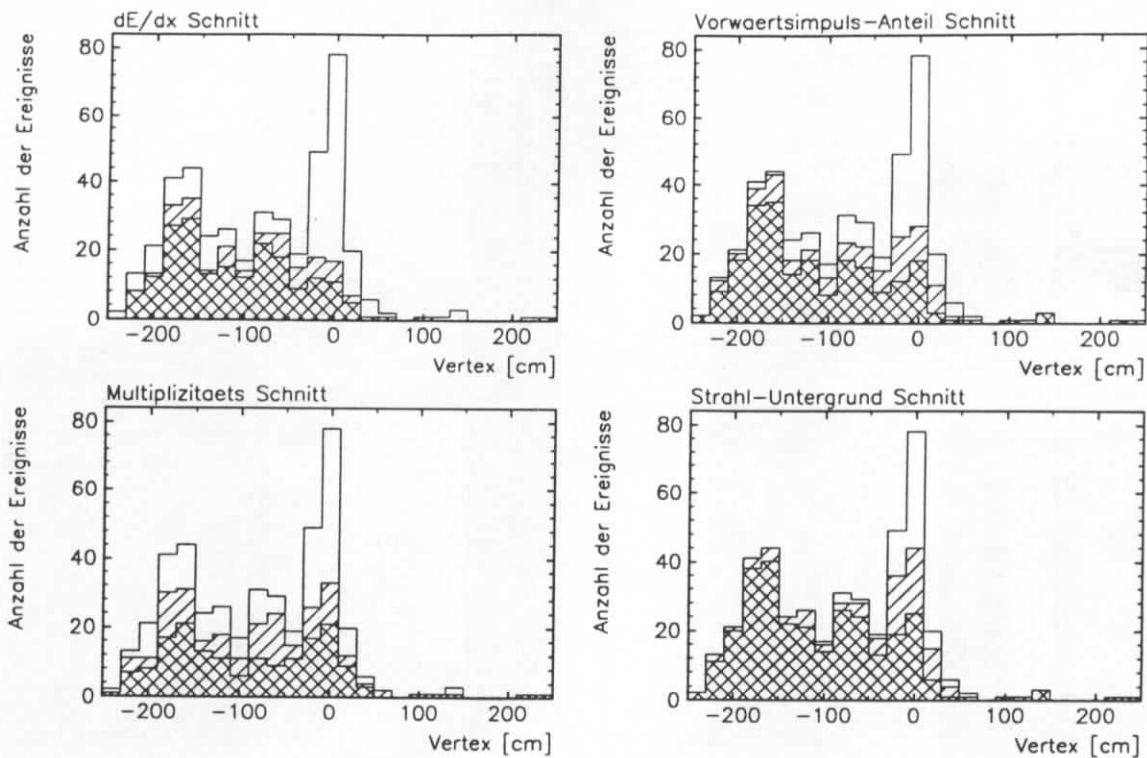
Aus diesen Größen werden die folgenden Bedingungen formuliert:

- $N_{back} \leq 2$  und  $y_{JB} < 0,05$  und  $\frac{\sum p_z}{\sum p_{Ges}} > 0,6$

oder

- $N_{back} \leq 2$  und  $y_{JB} < 0,15$  und  $\frac{\sum p_z}{\sum p_{Ges}} > 0,9$

Die Summen ergeben sich aus allen Beiträgen der Spurendetektion und der Kalorimeter. Es wird überprüft, inwieweit die BGAS-Ereignisse durch die Schnitte hinsichtlich  $dE/dx$ ,



**Abbildung 7.35:** Vertex-Verteilungen der BGAS-Ereignisse des Runs 65199 (POT-Level). Das einfach schraffierte Histogramm gibt den weicheren, das doppelt schraffierte Histogramm den härteren Schnitt an.

Schnitt	Ereignisse [#]	Anteil an BGAS [%]
$N_{Proton} \geq 2$	253	$58,0 \pm 2,4$
$N_{Proton} \geq 3$	197	$45,2 \pm 2,4$
$P_{VorEreignis} / P_{GesEreignis} \geq 0,7$	307	$70,4 \pm 2,2$
$P_{VorEreignis} / P_{GesEreignis} \geq 0,8$	225	$51,6 \pm 2,4$
$N_{pos} / N_{Spuren} > 0,6$	276	$63,3 \pm 2,3$
$N_{pos} / N_{Spuren} > 0,7$	175	$40,1 \pm 2,3$
Strahl-Untergrund-Schnitt: weich	375	$86,0 \pm 1,7$
Strahl-Untergrund-Schnitt: hart	294	$67,4 \pm 2,2$

**Tabelle 7.20:** Effizienz der verschiedenen Schnitte für die als BGAS selektierten Ereignisse des Runs 65199 (POT-Level). Die Gesamtanzahl der BGAS Ereignisse beträgt 436.

Anteil des Gesamtvorwärtsimpulses und Spur-Multiplizität bzw. deren Kombination als Strahl-Untergrund-Schnitt erfaßt werden. Die Abbildung 7.35 zeigt die Vertex-Verteilung für die BGAS-Ereignisse (helles Histogramm, 436 Einträge), sowie überlagert die Anteile derjenigen Ereignisse, die den entsprechenden Schnitten korrespondieren (dem "weichen" bzw. "harten" Schnitt entsprechen die einfach- bzw. doppelt-schraffierten Histogramme). Tabelle 7.20 faßt die Ergebnisse zusammen.

Festzustellen ist im Hinblick auf die Abbildung 7.35 die Ähnlichkeit der Vertex-Verteilung für Nicht ep Ereignisse (siehe z.B. Abbildung 7.34, letzte Darstellung) mit derjenigen der als BGAS selektierten Ereignisse. Man erkennt die beiden Maxima bei Vertex-Werten von ungefähr  $-170\text{cm}$  und im Bereich zwischen  $-50\text{cm}$  und dem Nullpunkt. Analog dem Datensatz der Nicht ep Ereignisse setzt sich der BGAS-Datensatz aus zwei Anteilen zusammen, die sich nach ihren Vertizes unterscheiden lassen. Im Hinblick auf die Ereignistopologie läßt sich eine Zuordnung der Bereiche vornehmen:

- Das Maximum bei Vertex-Werten von  $-170\text{cm}$  (außerhalb der CJC) wird vermutlich durch (Protonen-) Strahl-Wand Ereignisse erzeugt.
- Das Maximum bei Vertex-Werten im Bereich von  $-50\text{cm}$  bis zum nominellen Nullpunkt wird vermutlich durch (Protonen-) Strahl-Gas Ereignisse hervorgerufen.

Der letztere Anteil entspricht den Ereignissen, die durch Proton-Pilot Pakete ausgelöst werden. Diese Ereignisse sind, dies gilt auch für den BGAS-Datensatz, schwer zu erfassen. Erst die Kombination der Schnitte im Rahmen des weichen Strahl-Untergrund-Kriteriums erbringt im zentralen Vertex-Bereich eine Steigerung der Effizienz, die aber mit einer entsprechenden Weitläufigkeit des Kriteriums einhergeht. Dies entspricht der Situation bei der Analyse der Nicht ep Ereignisse.

Den mutmaßlichen Strahl-Wand Untergrund kann man sehr gut beschreiben. Dies zeigt die weitestgehende Deckung der verschiedenen Histogramme einer Darstellung im Bereich der Vertizes um  $-170\text{cm}$ , insbesondere hinsichtlich des Anteils des Gesamtvorwärtsimpulses am Gesamtimpuls und der Strahl-Untergrund-Schnitte.

Der weiche Strahl-Untergrund Schnitt erfaßt  $86,0\%$  der als BGAS-Untergrund selektierten Ereignisse, der harte Strahl-Untergrund Schnitt  $67,4\%$ . Damit liegen die Ergebnisse bezüglich des BGAS-Datensatzes unter denjenigen bezüglich des Nicht ep Datensatzes mit  $93,3\%$  bzw.  $76,7\%$ . Sie zeigen aber doch, daß die entwickelten Selektionskriterien in der Lage sind, Strahl-Wand bzw. Strahl-Gas Untergrund zu erfassen.

### 7.2.3 Der Ereignis-Zeitnullpunkt als Meßgröße zur Unterdrückung von Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund

Analog der Analyse der Cosmics wird in diesem Abschnitt untersucht, ob das Ereignis- $T_0$  sich als Meßgröße zur Unterdrückung von Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund eignet. Die damit verbundene Frage läßt sich wie folgt formulieren: Wie viele der Ereignisse, die als Strahl-Wand oder Strahl-Gas Untergrund gemäß der in 7.2.2 entwickelten Kriterien bestimmt worden sind, weisen ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  auf?<sup>18</sup> Diese Frage wird zunächst für die Datensätze der Nicht ep Ereignisse und der BGAS-Ereignisse behandelt. In diesem Fall kann die Frage erweitert werden auf *alle* Ereignisse dieser Datensätze, die "per

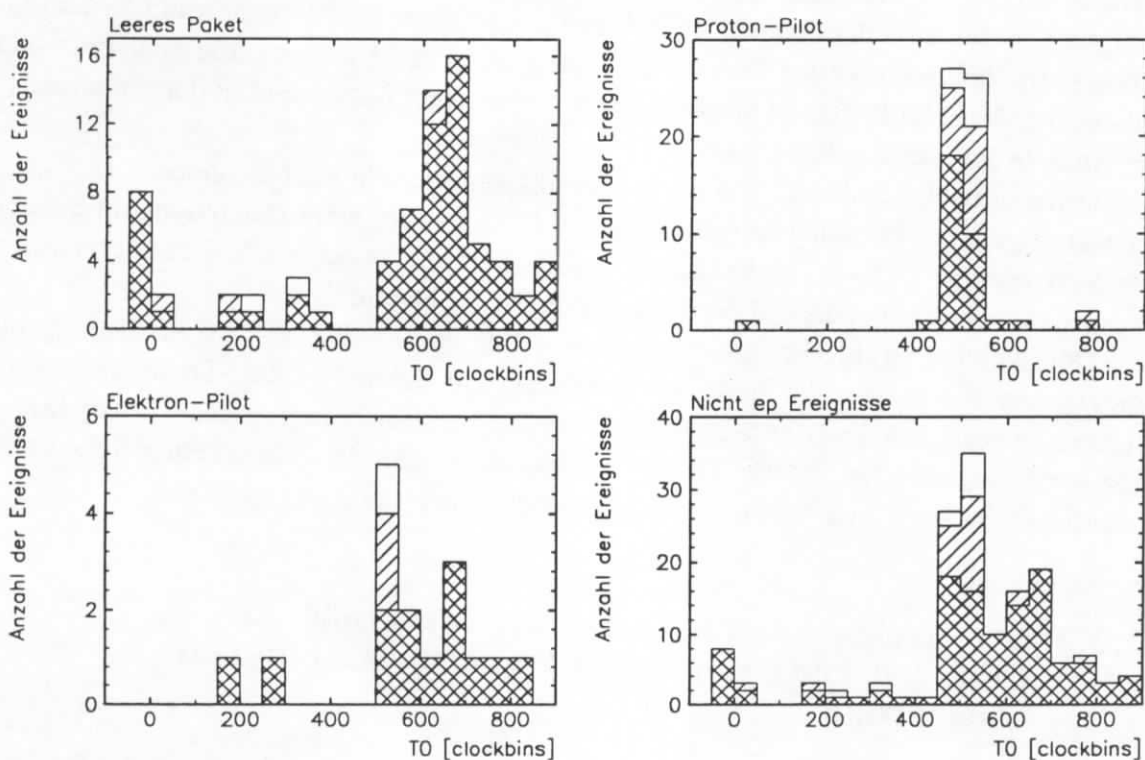
<sup>18</sup> Die damit verbundene Frage: "Wie viele der Ereignisse, die ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  haben, lassen sich als Untergrund identifizieren?" wird in Abschnitt 7.3 behandelt.

definitionem" Untergrund darstellen. Es ergeben sich zwei unterschiedliche Gegenstandsbereiche:

- Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für *alle* Ereignisse der Nicht ep bzw. BGAS-Datensätze
- Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für denjenigen Anteil an den Nicht ep bzw. BGAS-Ereignissen, der durch die Kriterien gemäß Abschnitt 7.2.2 identifiziert wird

### Nicht ep Ereignisse

Die Abbildung 7.36 zeigt die Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für die verschiedenen Kategorien der Nicht ep Ereignisse. Die schraffierten Histogramme entsprechen den Anteilen, die explizit durch den Strahl-Untergrund Schnitt erfaßt werden (einfach-schraffiert: weicher Schnitt, doppelt-schraffiert: harter Schnitt).



**Abbildung 7.36:** Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für Nicht ep Ereignisse. Einfach schraffierte Histogramme: weicher Strahl-Untergrund Schnitt. Doppelt schraffierte Histogramme: harter Strahl-Untergrund Schnitt.

Die Ereignisse im Rahmen von leeren Paketen und Elektron-Pilot Paketen enthalten kaum Einträge unmittelbar bei  $T_0 = 500$  clockbins. Es ist eine Verschiebung zu späteren Werten zu beobachten. Bei den durch leere Pakete induzierten Ereignissen zeigt sich z.B. das Maximum bei  $T_0 \approx 650$  clockbins. Sie lassen sich durch einen  $T_0$ -Schnitt sehr gut unterdrücken. Die Tabelle 7.21 zeigt die Werte zusammenfassend. Die Effizienz eines  $T_0$ -

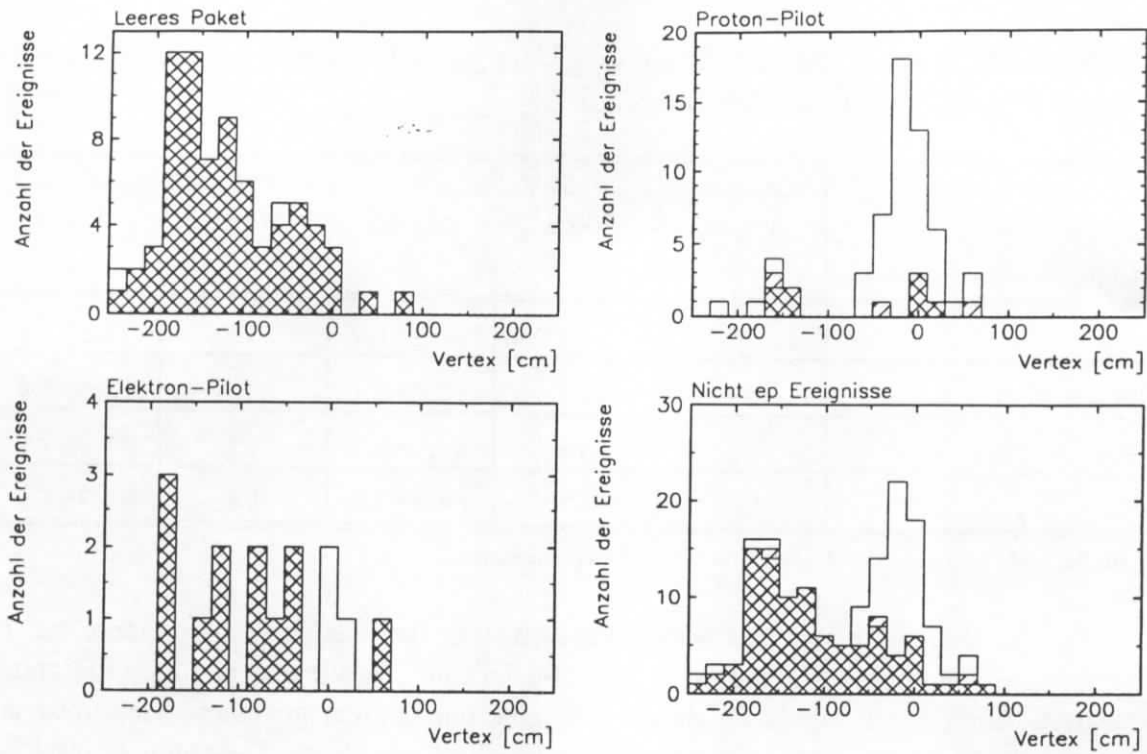
Schnittes für Strahl-Wand oder Strahl-Gas Untergrund bei leeren bzw. Elektron-Pilot Paketen liegt für beide  $T_0$ -Schnitte bei 97,3% bzw. 81,3%.

Pakete	Gesamt- anzahl	$T_0$ außerhalb $500 \pm 20\text{clockbins}$		$T_0$ außerhalb $500 \pm 30\text{clockbins}$	
		#	%	#	%
leer	75	73	97,3±1,9	73	97,3±1,9
Proton-Pilot	59	11	18,6±5,1	8	13,6±4,5
Elektron-Pilot	16	13	81,3±9,7	13	81,3±9,7
$\Sigma$ Nicht ep Ereignisse	150	97	64,7±3,9	94	62,7±3,9

**Tabelle 7.21:** Effizienz der  $T_0$ -Schnitte für Nicht ep Ereignisse.

Für die Ereignisse aus Proton-Pilot Paketen stellt sich die Verteilung anders dar. Es zeigt sich ein deutliches Maximum bei  $T_0 = 500\text{clockbins}$ , so wie man es für ep Ereignisse erwartet. Auch das Ereignis- $T_0$  ist offenbar eine nur bedingt geeignete Meßgröße zur Unterdrückung dieser Ereignisse, deren Effizienz je nach gewähltem  $T_0$ -Schnitt 18,6% bzw. 13,6% beträgt.

Die Abbildung 7.37 zeigt die Vertex-Verteilungen mit den Anteilen der Ereignisse, die außerhalb von  $T_0 = 500 \pm 20\text{clockbins}$  liegen (einfach-schraffiert), bzw. außerhalb von  $T_0 = 500 \pm 30\text{clockbins}$  (doppelt-schraffiert). Sie illustrieren das Ergebnis, daß der  $T_0$ -Schnitt vor allem Untergrund hervorgerufen durch leere und Elektron-Pilot Pakete erfaßt, der auch durch seine schlechten Vertizes gekennzeichnet ist.



**Abbildung 7.37:** Vertex-Verteilungen bezüglich der  $T_0$ -Schnitte. Einfach schraffierte Histogramme: Ereignis- $T_0$  außerhalb  $500 \pm 20 \text{clockbins}$ . Doppelt schraffierte Histogramme: Ereignis- $T_0$  außerhalb  $500 \pm 30 \text{clockbins}$ .

Pakete	Strahl-Untergrund-Schnitt									
	weich					hart				
	$T_0$ [clockbins] außerhalb									
	#	$500 \pm 20$		$500 \pm 30$		#	$500 \pm 20$		$500 \pm 30$	
#		%	#	%	#		%	#	%	
leer	73	71	97,3 $\pm 1,9$	71	97,3 $\pm 1,9$	69	67	97,1 $\pm 2,0$	67	97,1 $\pm 2,0$
Proton-Pilot	52	11	21,2 $\pm 5,7$	8	15,4 $\pm 5,0$	33	7	21,1 $\pm 7,1$	6	18,2 $\pm 6,7$
Elektron-Pilot	15	13	86,7 $\pm 8,8$	13	86,7 $\pm 8,8$	13	12	92,3 $\pm 7,4$	12	92,3 $\pm 7,4$
$\Sigma$ Nicht ep Ereignisse	140	95	67,9 $\pm 3,9$	92	61,3 $\pm 4,1$	115	86	74,8 $\pm 4,0$	85	73,9 $\pm 4,1$

**Tabelle 7.22:** Effizienz der  $T_0$ -Schnitte für explizit identifizierte Nicht ep Ereignisse.

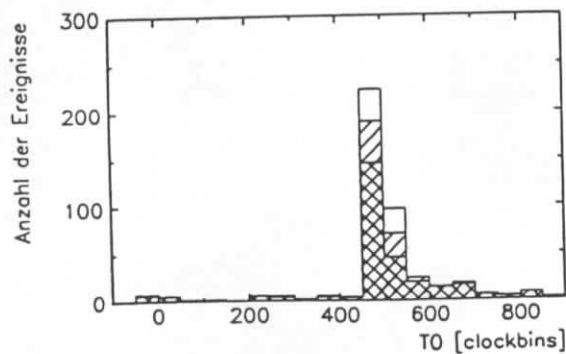
Entsprechend der einleitend gemachten Unterscheidungen wird nun die Effizienz der  $T_0$ -Schnitte bezüglich der explizit identifizierten Untergrund-Ereignisse diskutiert. In Abbildung 7.36 sind deren Anteile am Gesamt-Datensatz der Nicht ep Ereignisse schraffiert dargestellt. Die Tabelle 7.22 faßt die Werte zusammen. Ein Vergleich mit Tabelle 7.21 zeigt



keine Unterschiede. Die Effizienz eines  $T_0$ -Schnittes im Bezug auf den gesamten Nicht ep Datensatz ist praktisch identisch mit der Effizienz in Bezug auf denjenigen Anteil am Gesamt-Datensatz, der explizit durch den Strahl-Untergrund Schnitt erfaßt wurde. Für den harten Schnitt ergibt sich eine Erhöhung der Effizienz von 64,7% (bzw. 62,7%) auf 74,8% (bzw. 73,9%). Der Anteil der Ereignisse, der die strengeren Kriterien der Untergrund-Identifikation erfüllt, hat auch das "abweichendere" Ereignis- $T_0$ . Dies erklärt sich dadurch, daß durch die strengeren Schnitte die Proton-Pilot induzierten Ereignisse nur in geringem Umfang als Untergrund erfaßt werden. Diese Ereignisse weisen in der Regel ein "erwartetes" Ereignis- $T_0$  auf.

### BGAS-Ereignisse

Die Analyse wird auf die BGAS-Ereignisse übertragen. Die Abbildung 7.38 zeigt die Verteilung des Ereignis- $T_0$ . Das helle Histogramm zeigt alle BGAS Ereignisse, einfach schraffiert ist derjenige Anteil, der durch den weichen Strahl-Untergrund-Schnitt, doppelt schraffiert derjenige Anteil, der durch den harten Schnitt beschrieben wird.



**Abbildung 7.38:** Verteilung des Ereignis- $T_0$  für die als BGAS selektierten Ereignisse des Runs 65199 (POT-Level). Einfach schraffierte Histogramme: weicher Strahl-Untergrund Schnitt. Doppelt schraffierte Histogramme: harter Strahl-Untergrund Schnitt.

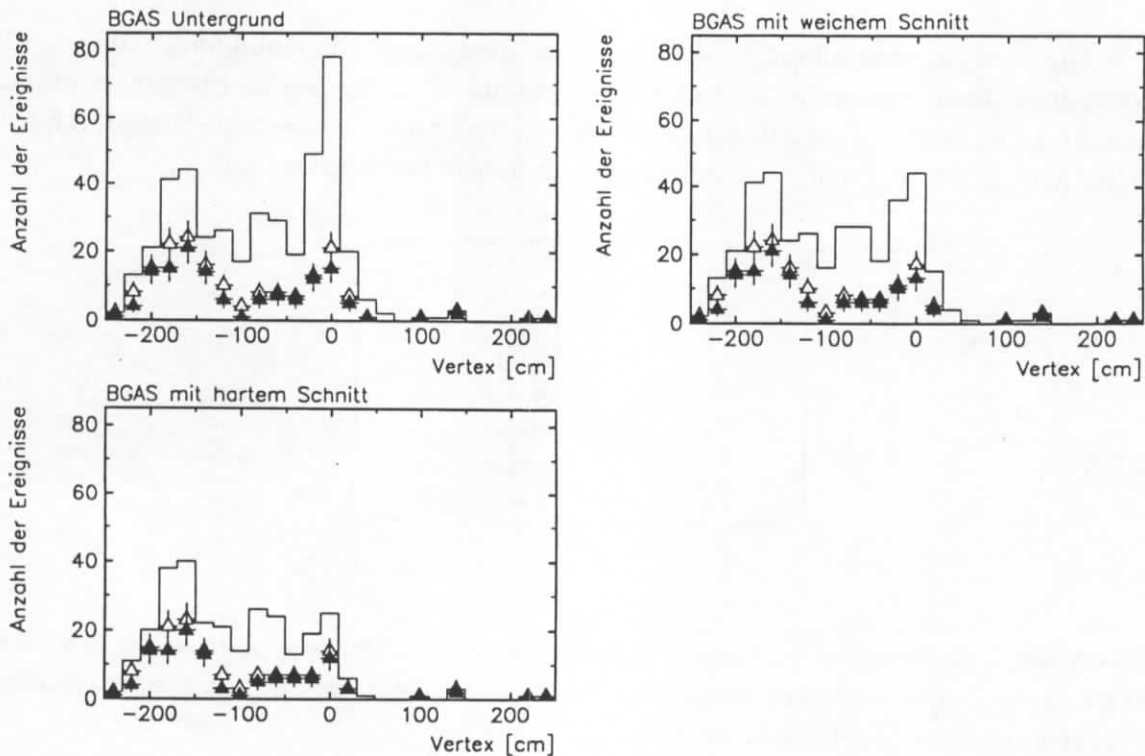
	Gesamt- anzahl	$T_0$ außerhalb $500 \pm 20 \text{clockbins}$		$T_0$ außerhalb $500 \pm 30 \text{clockbins}$	
		#	%	#	%
BGAS	436	179	$41,1 \pm 2,4$	139	$31,9 \pm 2,2$
Schnitt: weich	375	168	$44,8 \pm 2,6$	132	$35,2 \pm 2,5$
Schnitt: hart	294	159	$51,0 \pm 2,9$	118	$40,1 \pm 2,9$

**Tabelle 7.23:** Effizienz der  $T_0$ -Schnitte für (explizit identifizierte) BGAS-Ereignisse des Runs 65199 (POT-Level).

Die Verteilung zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei  $T_0 \approx 500 \text{clockbins}$ . Die Tabelle 7.23 beinhaltet die entsprechenden Werte. Lediglich 31,9% der BGAS-Ereignisse lassen

sich durch einen Schnitt von  $T_0 = 500 \pm 30 \text{clockbins}$  Schnitt erfassen. Für den Schnitt von  $T_0 = 500 \pm 20 \text{clockbins}$  ergeben sich 41,1%.

Bezüglich der explizit durch das Strahl-Untergrund-Kriterium identifizierten Ereignisse ergeben sich aus den gleichen wie im vorherigen Absatz angestellten Überlegungen höhere Effizienzen. Die Vertex-Verteilungen in Abbildung 7.39 machen das noch einmal deutlich. Das helle Histogramm umfaßt alle Ereignisse. Die hellen Dreiecke bezeichnen den Anteil mit einem Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalles  $500 \pm 20 \text{clockbins}$ , die ausgefüllten denjenigen mit einem Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalles  $500 \pm 30 \text{clockbins}$  (Die Fehlerbalken markieren die statistischen Fehler). Für alle drei Kategorien wird primär der Anteil mit schlechten Vertizes durch einen  $T_0$ -Schnitt erfaßt.



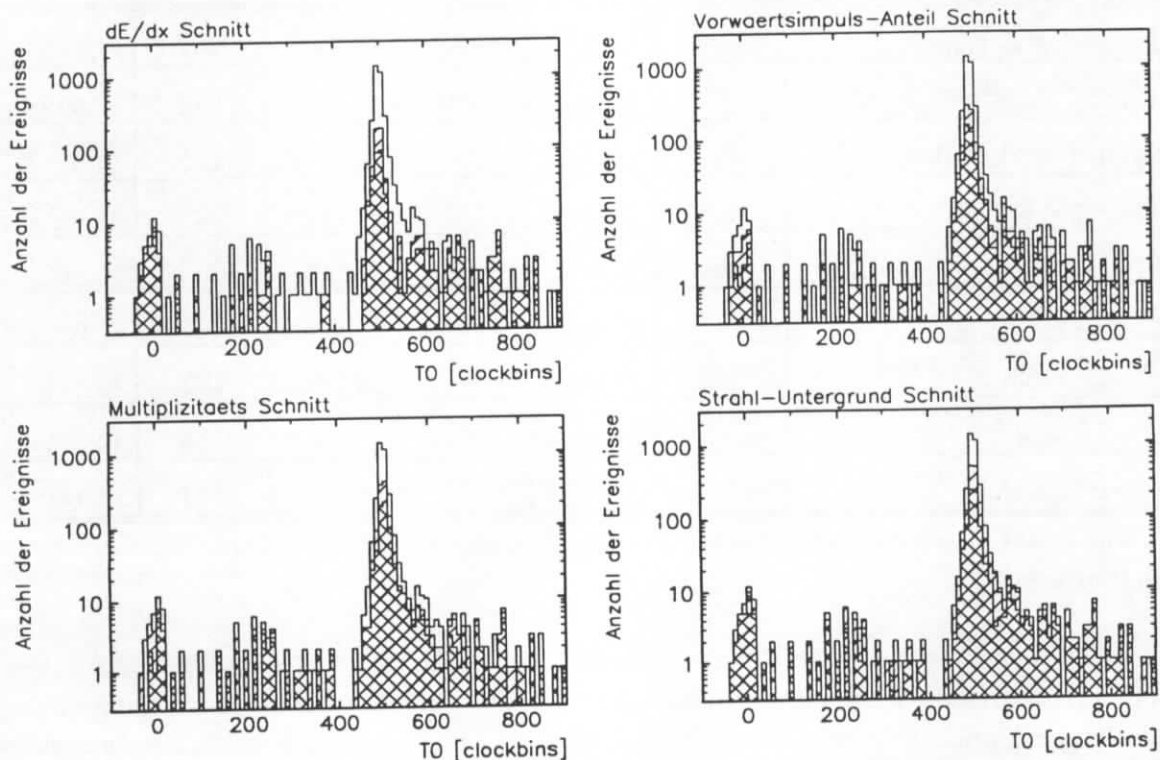
**Abbildung 7.39:** Vertex-Verteilungen für (explizit identifizierte) BGAS-Ereignisse des Runs 65199 (POT-Level). Ungefüllte Dreiecke: Ereignis- $T_0$  außerhalb  $500 \pm 20 \text{clockbins}$ . Gefüllte Dreiecke: Ereignis- $T_0$  außerhalb  $500 \pm 30 \text{clockbins}$ . Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

### Potentielle Ereignisse einer ep Wechselwirkung (Paket-Typ = 3)

Nachdem in den beiden vorhergehenden Absätzen untersucht wurde, inwieweit ein  $T_0$ -Schnitt im Hinblick auf Datensätze wirksam ist, die bekannterweise nur Untergrund enthalten, werden jetzt potentielle Ereignisse einer ep Wechselwirkung (Paket-Typ = 3) untersucht. Die entwickelten Kriterien zur Strahl-Wand und Strahl-Gas Identifikation werden auf einen weiteren Datensatz angewendet. Dieser Datensatz wird als ep Datensatz bezeichnet. Die Ereignisse des ep Datensatzes, selektiert aus dem Run 65199, genügen den folgenden Anforderungen:

- Paket-Typ = 3
- gutes Ereignis
- Nicht als Cosmic identifiziert

Die Abbildung 7.40 zeigt die Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für die nach den jeweiligen Kriterien selektierten Ereignisse (einfach- oder doppelt-schraffiert: jeweils der weiche oder der harte Schnitt). Das helle Histogramm umfaßt alle Ereignisse. Es ist eine logarithmische Darstellung gewählt.



**Abbildung 7.40:** Verteilungen des Ereignis- $T_0$  für potentielle Ereignisse einer Elektron-Proton Wechselwirkung (Paket-Typ = 3) bezüglich verschiedener Untergrund-Kriterien (ep Datensatz). Einfach schraffierte Histogramme: weicher Schnitt. Doppelt schraffierte Histogramme: harter Schnitt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.24 zusammengestellt (Die Prozentangaben des Ereignis- $T_0$  beziehen sich auf die Anzahl der Ereignisse unter der jeweiligen Selektionsbedingung).

Der weiche Strahl-Untergrund-Schnitt führt dazu, daß fast die Hälfte der Ereignisse als Untergrund betrachtet wird. Die harte Variante des Schnittes erfaßt ungefähr Ein-Viertel aller Ereignisse.

Der Anteil der durch einen  $T_0$ -Schnitt erfaßten Ereignisse liegt bezogen auf den gesamten ep Datensatz bei 12,5% bzw. 8,5%. Der Anteil von Ereignissen mit "abweichendem" Ereignis- $T_0$  nimmt für alle Selektionsmethoden bei einer Verschärfung der Kriterien zu. Je strenger die Anforderungen an ein Ereignis, um als Untergrund akzeptiert zu werden, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß es ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  aufweist.

Es zeigt sich, daß das Ereignis- $T_0$  nur eine bedingt geeignete Meßgröße zur Erfassung von Strahl-Wand und Strahl-Gas Untergrund ist. Geht man von der Forderung des harten Strahl-Untergrund-Kriteriums aus, so können je nach Definition des "erwarteten"  $T_0$ -Zeitfensters 28,3% bzw. 20,3% der Ereignisse verworfen werden.

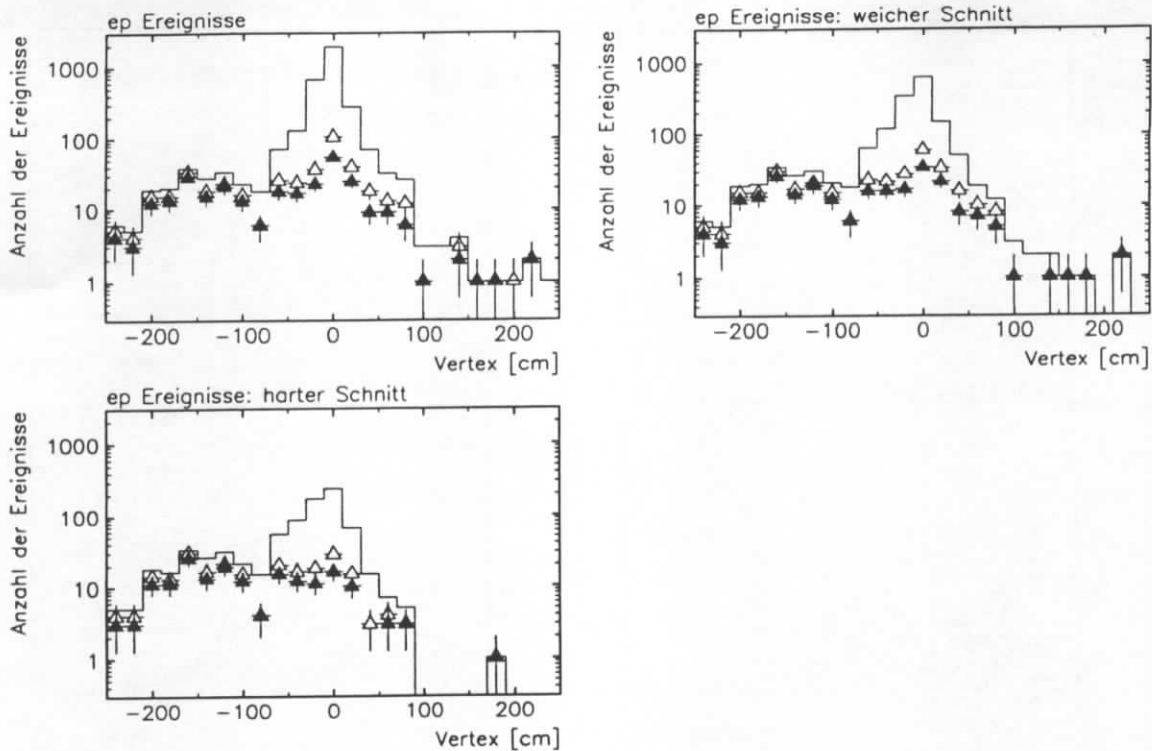
Selektionskriterium	Anzahl #	Anteil %	$T_0$ [clockbins] außerhalb			
			$500 \pm 20$		$500 \pm 30$	
			#	%	#	%
$\Sigma_{\text{potentielle ep Ereignisse}}$	3388	100,0	423	12,5±0,6	287	8,5±0,5
Strahl-Untergrund: weich	1572	46,4±1,3	340	21,6±1,0	243	15,5±0,9
Strahl-Untergrund: hart	822	24,3±1,5	233	28,3±1,6	175	21,3±1,4
$N_{\text{Proton}} \geq 2$	618	18,2±1,6	155	25,1±1,7	123	19,9±1,6
$N_{\text{Proton}} \geq 3$	364	10,7±1,6	122	33,5±2,5	100	27,5±2,3
$P_{\text{VorEreignis}} / P_{\text{GesEreignis}} \geq 0,7$	904	26,7±1,5	207	22,9±1,4	145	16,0±1,2
$P_{\text{VorEreignis}} / P_{\text{GesEreignis}} \geq 0,8$	522	15,4±1,6	147	28,2±2,0	102	19,5±1,7
$N_{\text{pos}} / N_{\text{Spuren}} > 0,6$	1246	36,8±1,4	261	20,9±1,2	183	14,7±1,0
$N_{\text{pos}} / N_{\text{Spuren}} > 0,7$	725	21,4±1,5	199	27,4±1,7	143	19,7±1,5

**Tabelle 7.24:** Effizienz der  $T_0$ -Schnitte für potentielle Ereignisse einer Elektron-Proton Wechselwirkung (ep Datensatz).

Abbildung 7.41 zeigt die Vertex-Verteilung für die Ereignisse des ep Datensatzes. Die hellen Histogramme zeigen jeweils alle Ereignisse, die unter eine Schnitt-Bedingung fallen. Die leeren Dreiecke markieren den Anteil, dessen Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalls  $500 \pm 20 \text{ clockbins}$ , die gefüllten Dreiecke denjenigen, dessen Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalls  $500 \pm 30 \text{ clockbins}$  liegt. Man erkennt, daß die Ereignisse mit Vertex-Werten  $< -75 \text{ cm}$  durch die  $T_0$ -Schnitte fast vollständig beschrieben werden. Ereignisse mit einem guten Vertex werden schlechter erfaßt. Dies stimmt mit den durchgeführten Untersuchungen der Untergrund-Datensätze überein und ist ein Beleg für die Konsistenz der angestellten Überlegungen.

### 7.3 Ereignisse mit "abweichendem" Ereignis-Zeitnullpunkt

In den vorhergehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß das Ereignis- $T_0$  eine Möglichkeit darstellt, Untergrund-Ereignisse zu verwerfen. Bezüglich der Cosmics war die Effizienz für einen  $T_0$ -Schnitt sehr hoch ( $> 90\%$ ). Bezüglich des mutmaßlichen Strahl-Wand bzw. Strahl-Gas Untergrundes ergibt sich kein einheitliches Bild. Wenn man den harten Strahl-Untergrund-Schnitt zugrunde legt, ergeben sich Effizienzen von über 70%, gemittelt für die Nicht ep Ereignisse, knapp über 50% für die BGAS-Ereignisse und  $\approx 25\%$  für die



**Abbildung 7.41:** Vertex-Verteilungen für Ereignisse des ep Datensatzes mit den durch die verschiedenen  $T_0$ -Schnitte erfaßten Anteilen. Ungefüllte Dreiecke: Ereignis- $T_0$  außerhalb  $500 \pm 20 \text{clockbins}$ . Gefüllte Dreiecke: Ereignis- $T_0$  außerhalb  $500 \pm 30 \text{clockbins}$ . Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

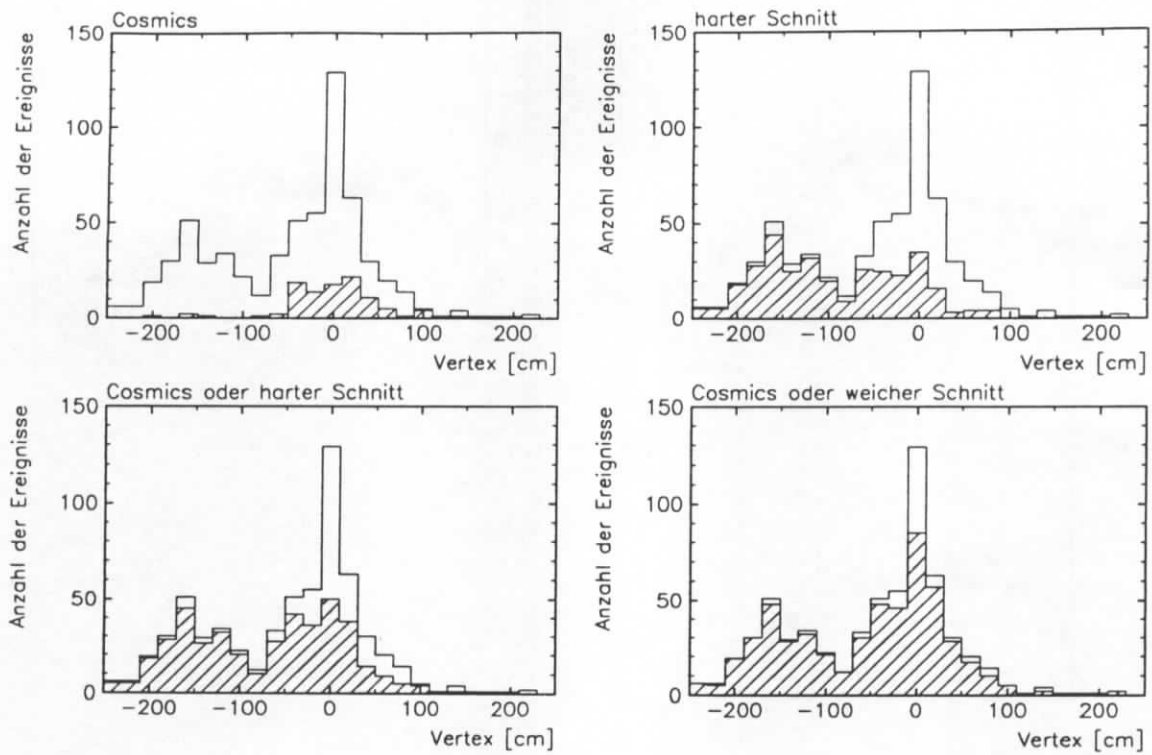
jenigen Ereignisse, deren Paket-Typ sie als potentielle Ereignisse einer ep Wechselwirkung ausweist. In diesem Kapitel wird die Frage nach der Güte der  $T_0$ -Schnitte gestellt. Sie kann in der folgenden Art und Weise formuliert werden: Wie viele der Ereignisse, die ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  aufweisen, lassen sich als Untergrund identifizieren? Unter dem Begriff Untergrund werden dabei sowohl Cosmics als auch Strahl-Untergrund Ereignisse subsumiert. Der in diesem Kapitel untersuchte Datensatz umfaßt alle Ereignisse des Runs 65199 unter der Bedingung gutes Ereignis.

Zur Beantwortung der obigen Frage werden diejenigen Ereignisse des Runs 65199 gesucht, die die nachfolgenden Anforderungen erfüllen:

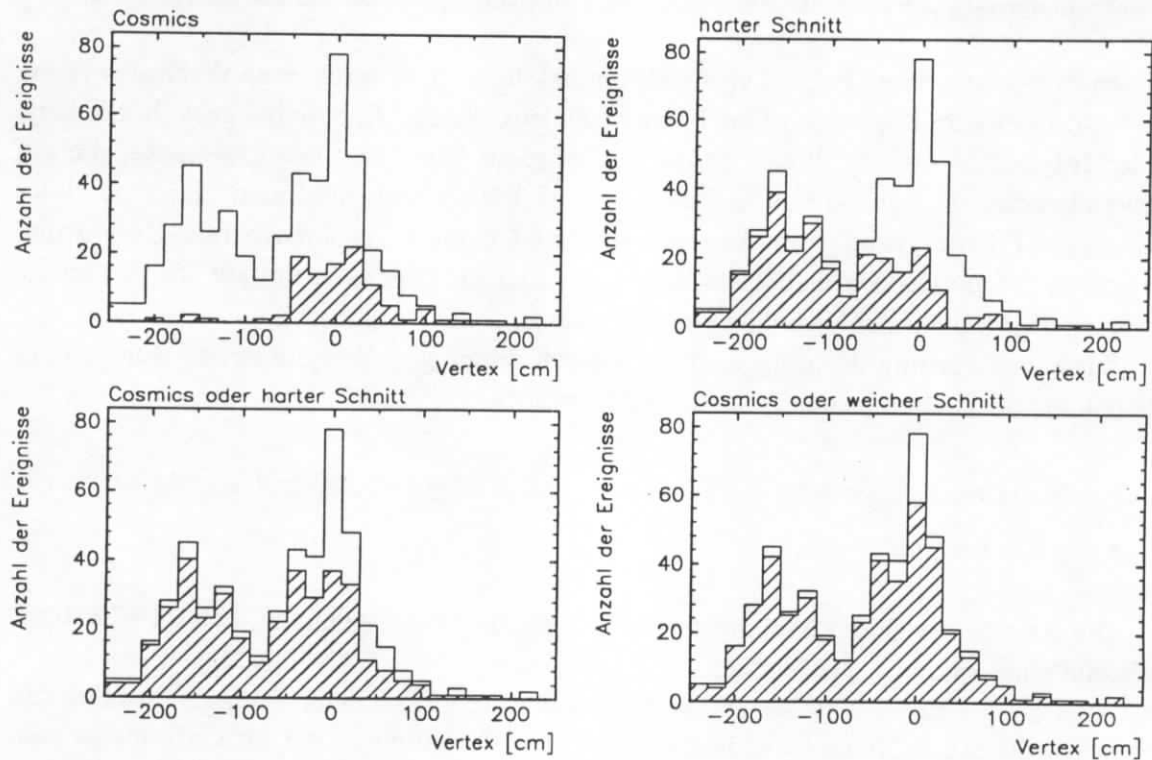
- Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalles  $500 \pm 20$  (bzw.  $500 \pm 30$ ) *clockbins*
- gutes Ereignis

Die Anzahl der Ereignisse, die den obigen Bedingungen genügen, beträgt 627 (bzw. 487). Sie wird mit  $N_{T_0 \text{ bad}}$  bezeichnet.

Abbildung 7.42 zeigt die Vertex-Verteilung der Ereignisse, deren Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalls  $500 \pm 20 \text{clockbins}$  liegt. Es sind die Verteilungen nur für Cosmics (soweit sie identifiziert werden konnten, siehe Abschnitt 7.1), nur für den harten Strahl-Untergrund-Schnitt und für deren Summe dargestellt. Als Vergleich ist die Verteilung für die Überlagerung von Cosmics und Ereignissen, die dem weichen Strahl-Untergrund-Kriterium genügen, angegeben. Diese Histogramme sind schraffiert dargestellt. Das helle Histogramm



**Abbildung 7.42:** Vertex-Verteilung für Ereignisse mit einem Ereignis- $T_0$  außerhalb  $500 \pm 20 \text{clockbins}$ . Einfach schraffierte Histogramme: Anteil der Ereignisse, die dem jeweiligen Schnitt genügen.



**Abbildung 7.43:** Vertex-Verteilung für Ereignisse mit einem Ereignis- $T_0$  außerhalb  $500 \pm 30 \text{clockbins}$ . Einfach schraffierte Histogramme: Anteil der Ereignisse, die dem jeweiligen Schnitt genügen.

umfaßt alle Ereignisse außerhalb  $500 \pm 20 \text{clockbins}$ . In Analogie ist die Abbildung 7.43 zu lesen für Ereignisse, deren Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalls  $500 \pm 30 \text{clockbins}$  liegt. Die Cosmics weisen eine um den nominellen Nullpunkt zentrierte Verteilung auf. Die Strahl-Untergrund Ereignisse zeigen die Doppelstruktur zweier Maxima, deren eines bei  $\approx -50 \text{cm}$ , das andere bei  $\approx -150 \text{cm}$  liegt.

Tabelle 7.25 zeigt die Anteile der guten Ereignisse mit einem Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalles  $500 \pm 20$  (bzw.  $500 \pm 30$ ) *clockbins*, die durch die verschiedenen Identifikationsmethoden als Untergrund selektiert werden. Die geringere Anzahl der Cosmics von 107 (bzw. 106) gegenüber den Angaben aus Tabelle 7.14 mit 141 (bzw. 137) für ein Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalles  $500 \pm 20$  (bzw.  $500 \pm 30$ ) *clockbins* erklärt sich aus der zusätzlichen Forderung nach einem guten Ereignis. Damit werden viele der mit Hilfe einer zentralen Eisenspur identifizierten Cosmics nicht berücksichtigt. Die Werte für den harten (bzw. weichen) Strahl-Untergrund-Schnitt ergeben sich als Summe der entsprechenden Werte des Datensatzes der Nicht ep Ereignisse und des ep Datensatzes (Tabellen 7.22 und 7.24).

Selektionskriterien	$T_0$ außerhalb $500 \pm 20 \text{clockbins}$		$T_0$ außerhalb $500 \pm 30 \text{clockbins}$	
	#	%	#	%
$N_{T_0 \text{ bad}}$	627	100,0	487	100,0
Cosmic	107	17,1 $\pm$ 1,5	106	21,8 $\pm$ 1,9
Strahl-Untergrund: hart	319	50,9 $\pm$ 2,0	260	53,4 $\pm$ 2,3
Cosmic $\oplus$ "hart"	426	67,9 $\pm$ 1,9	366	75,2 $\pm$ 2,0
Strahl-Untergrund: weich	435	69,4 $\pm$ 1,8	335	68,8 $\pm$ 2,1
Cosmic $\oplus$ "weich"	542	86,4 $\pm$ 1,4	441	90,6 $\pm$ 1,3

**Tabelle 7.25:** Ereignisse mit "abweichendem" Ereignis- $T_0$ : Effizienz für eine Identifikation als Untergrund.

Der Anteil der als Cosmics selektierten Ereignisse mit "abweichendem" Ereignis- $T_0$  liegt bei 17,1% (bzw. 21,8%). Für den harten Strahl-Untergrund-Schnitt ergeben sich Werte von 50,9% (bzw. 53,4%). Zusammengenommen lassen sich durch die Kriterien der Cosmic-Selektion und derjenigen der harten Strahl-Untergrund-Selektion 67,9% (bzw. 75,2%) der Ereignisse mit "abweichendem" Ereignis- $T_0$  als Untergrund bestimmen. Für die Kombination Cosmic und weiches Strahl-Untergrund-Kriterium ergeben sich Werte von 86,4% (bzw. 90,6%). Der weichen Strahl-Untergrund-Selektion ist allerdings nur bedingt zu vertrauen. Der Anteil einer fälschlichen Klassifikation als Untergrund ist schwer abzuschätzen. Die Selektion der Cosmics ist verlässlich, da alle Cosmic-Ereignisse mit dem Event-Display kontrolliert und verifiziert wurden. Auch die Anforderungen des harten Strahl-Untergrund-Kriteriums lassen eine Klassifikation als Untergrund gerechtfertigt erscheinen. Aus den Untersuchungen des BGAS-Datensatzes ging hervor, daß die durch Strahl-Untergrund hervorgerufen Ereignisse zu  $\approx$  Zwei-Drittel durch den harten Strahl-

Untergrund-Schnitt erfaßt werden (siehe Tabelle 7.20). Die Untersuchung in dieser Hinsicht zu den Nicht ep Ereignissen lieferte einen Wert von 76,7% (siehe Tabelle 7.19). Dabei ist zu berücksichtigen, daß für den Nicht ep Datensatz der Anteil der protoneninduzierten Ereignisse gegenüber dem ep Datensatz und dem BGAS-Datensatz geringer ist, weil weniger Protonen-Pakete zur Verfügung stehen, und gerade diese Klasse von Ereignissen sich durch den harten Strahl-Untergrund-Schnitt nur schlecht erfassen läßt. Diese Ereignisse zeichnen sich durch einen guten Vertex aus. Den Vertex-Histogramme 7.42 und 7.43 ist zu entnehmen, daß gerade dieser Anteil der Ereignisse mit "abweichendem" Ereignis- $T_0$  nicht eindeutig als Untergrund identifiziert werden kann. Aus diesem Grunde scheint es angemessen, eine Nicht-Identifikation von Strahl-Untergrund Ereignissen durch das harte Strahl-Untergrund-Kriterium von mindestens einem Viertel anzusetzen. Unter dieser Annahme würde sich die Identifikationsquote auf 85% (bzw. 93%) erhöhen.

Für die Beurteilung eines Schnittes auf das Ereignis- $T_0$  ist wichtig, welche Ereignisse ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  aufweisen, jedoch nicht durch die entwickelten Kriterien als Untergrund bestimmt werden können. Diese Ereignisse werden als nicht explizit identifizierte Ereignisse bezeichnet. Sie lassen sich *nicht* als Cosmics oder durch den harten Strahl-Untergrund-Schnitt identifizieren. Ihre Anzahl wird im folgenden mit  $N_{unidf}$  bezeichnet. Sie beträgt  $N_{unidf} = 201$  bzw. 121 (siehe Tabelle 7.25).

Es wird getestet, inwieweit sich unter den Ereignissen mit einem "abweichendem" Ereignis- $T_0$  auch solche befinden, deren Ereignisparameter vermuten lassen, daß es sich bei ihnen nicht um Untergrund handelt. Die bisher nicht explizit als Untergrund akzeptierten Ereignisse mit "abweichendem" Ereignis- $T_0$  werden verschiedenen Bedingungen unterworfen, deren Erfüllung darauf hinweist, daß es sich bei ihnen um relevante Physik-Ereignisse handelte. Diese Bedingungen sind:

1. Der Vertex liegt innerhalb des Intervalls  $0 \pm 50\text{cm}$ .
2. Das Ereignis enthält mindestens eine lange Spur ( $L_{Spur} > 30\text{cm}$ ) mit  $|d_{ca}| < 5\text{cm}$ ; der Paket-Typ ist derjenige für ep Ereignisse
3. Die Anzahl der mutmaßlichen Protonen ist Null:  $N_{Proton} = 0$
4. Unabhängig von der Gesamtanzahl der Spuren ist der Anteil der positiven Teilchen kleiner als 70%.

Diese Kriterien werden einzeln und kombiniert angewendet. Die Tabelle 7.26 faßt die Werte zusammen. Die Prozentangaben beziehen sich auf alle Ereignisse, die die Bedingungen eines guten Ereignisses im bisher verwendeten Sinne erfüllen. Dies trifft auf insgesamt 3653 Ereignisse zu.

Der Anforderung, die Bedingungen 1.-3. zu erfüllen, genügen 2,2% (bzw. 1,0%) aller guten Ereignisse. Fordert man zusätzlich ein nicht durch positive Teilchen dominiertes Ereignis, so bleiben 1,4% (bzw. 0,5%) übrig, die ein solches kombiniertes Kriterium erfüllen und gleichzeitig ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  aufweisen. Diese Ereignisse sind mögliche Fälle, wo durch einen  $T_0$ -Schnitt ein Ereignis irrtümlicher Weise verworfen werden könnte. Den 1,4 % der Ereignisse für ein Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalls



Ereignisanforderungen	$T_0$ außerhalb $500 \pm 20 \text{clockbins}$		$T_0$ außerhalb $500 \pm 30 \text{clockbins}$	
	#	%	#	%
$N_{unidf}$	201	$5,5 \pm 0,4$	121	$3,3 \pm 0,3$
1. Vertex-Betrag $< 50 \text{cm}$	148	$4,1 \pm 0,3$	84	$2,3 \pm 0,2$
2. Eine "lange" Spur etc.	130	$3,6 \pm 0,3$	67	$1,8 \pm 0,2$
3. Anzahl der Protonen = 0	125	$3,4 \pm 0,3$	71	$1,9 \pm 0,2$
4. Anteil pos. Teilchen $< 0,7$	108	$3,0 \pm 0,3$	59	$1,6 \pm 0,2$
1. $\oplus$ 2.	110	$3,0 \pm 0,3$	56	$1,5 \pm 0,2$
1. $\oplus$ 2. $\oplus$ 3.	79	$2,2 \pm 0,2$	36	$1,0 \pm 0,2$
1. $\oplus$ 2. $\oplus$ 3. $\oplus$ 4.	50	$1,4 \pm 0,2$	20	$0,5 \pm 0,1$

**Tabelle 7.26:** Nicht explizit als Untergrund identifizierte Ereignisse mit "abweichendem" Ereignis- $T_0$ .

$500 \pm 20 \text{clockbins}$ , die zu den möglichen Verlusten an relevanten Physik-Ereignissen zählen würde, steht der Prozentsatz von Ereignissen gegenüber, der durch einen solchen Ereignis- $T_0$  Schnitt zu Recht verworfen werden würde, insofern er sicher als Untergrund zu identifizieren ist. Legt man den harten Strahl-Untergrund-Schnitt zugrunde, so werden für das Zeitfenster  $500 \pm 20 \text{clockbins}$  426 Ereignisse sicher als Untergrund identifiziert (siehe Tabelle 7.25). Bezogen auf alle 3653 guten Ereignisse bedeutet dies einen Anteil von (a) 11,7%. Zählt man die Ereignisse hinzu, die nicht als relevantes Physik-Ereignis im oben durch die Bedingung 1.  $\oplus$  2.  $\oplus$  3.  $\oplus$  4. definierten Sinne anzusehen sind (deren Anzahl beträgt 151), so erhöht sich die Quote der sicher als Untergrund identifizierten Ereignisse auf (b) 15,8%. Analoge Überlegungen liefern für das Zeitfenster  $500 \pm 30 \text{clockbins}$  Werte von (a) 10,0% bzw. (b) 12,8 %.

Um das Ergebnis dieses Abschnittes kurz zusammenzufassen und zu reformulieren: Betrachtet werden alle guten Ereignisse im bisher verwendeten Sinn. Diese Bedingung erfüllen 3653 Ereignisse. Von diesen Ereignissen werden durch einen Ereignis- $T_0$  Schnitt von  $T_0 = 500 \pm 20 \text{clockbins}$  627 Ereignisse erfaßt. Von diesen lassen sich 577 als Untergrund ansehen, wohingegen 50 unbestimmt bleiben. Dies bedeutet, daß durch einen Ereignis- $T_0$ -Schnitt in dem hier geforderten Sinne 1,4% aller guten Ereignisse verworfen werden, von denen *nicht* sicher gezeigt werden kann, daß es sich bei ihnen um Untergrund handelt; und 15,8 % aller guten Ereignisse verworfen werden, von denen eine Klassifikation als Untergrund als begründet angesehen werden kann.

Wählt man das weitere Zeitfenster  $500 \pm 30 \text{clockbins}$ , so werden 487 Ereignisse verworfen. Von diesen lassen sich 467 unter den angeführten Bedingungen als Untergrund identifizieren, wohingegen 20 unbestimmt bleiben. Bezogen auf alle guten Ereignisse bedeutet dies einen Anteil von 12,8% bzw. 0,5%. Durch den weiteren  $T_0$ -Schnitt von  $T_0 = 500 \pm 30 \text{clockbins}$  werden 0,5% aller guten Ereignisse verworfen, von denen eine Klassifikation als Untergrund in dem hier gegebenen Sinne *nicht* möglich ist; und 12,8%

aller guten Ereignisse lassen sich begründetermaßen durch einen solchen Ereignis- $T_0$ -Schnitt als Untergrund verwerfen.

## 7.4 Zusammenfassung

In den vorherigen Abschnitten des Kapitels 7 wurde diskutiert, inwieweit es möglich ist, das Ereignis- $T_0$  als Schnitt zu verwenden. Ausgangspunkt für diese Überlegungen waren zum einen die  $T_0$ -Verteilungen aus Kapitel 6, die zeigten, daß das Ereignis- $T_0$  eine scharfe Verteilung um  $T_0 \approx 500\text{clockbins}$  zeigt. Es lag nahe, von den Ereignissen außerhalb dieses Zentralbereiches des Ereignis- $T_0$  anzunehmen, daß es sich bei ihnen um Untergrund handelt. Als Schnitte ergaben sich aus den Breiten der  $T_0$ -Verteilungen zwei verschiedenen ausgedehnte Bereiche für die Definition eines "erwarteten" Ereignis- $T_0$ : ein engeres Zeitfenster von  $500 \pm 20\text{clockbins}$  und ein weiter gefaßtes von  $500 \pm 30\text{clockbins}$ . Ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  liegt vor, wenn sich der  $T_0$ -Wert *nicht* innerhalb des entsprechenden Zeitfensters befindet.

Zum anderen war bekannt, daß Cosmics eine annähernde Gleichverteilung des Ereignis- $T_0$  aufweisen. Da die Selektion von Cosmics durch Spurparametrisierungen je nach untersuchtem Datensatz z.T. nur die Hälfte der letztlich identifizierten Cosmics erfaßt, lag es nahe, ein Kriterium zur Unterdrückung von Cosmics anhand des Ereignis- $T_0$  zu entwickeln. Dies wurde in Abschnitt 7.1 dargestellt. Es zeigte sich, daß durch einen Ereignis- $T_0$  Schnitt Cosmics zu über 90% unterdrückt werden können.

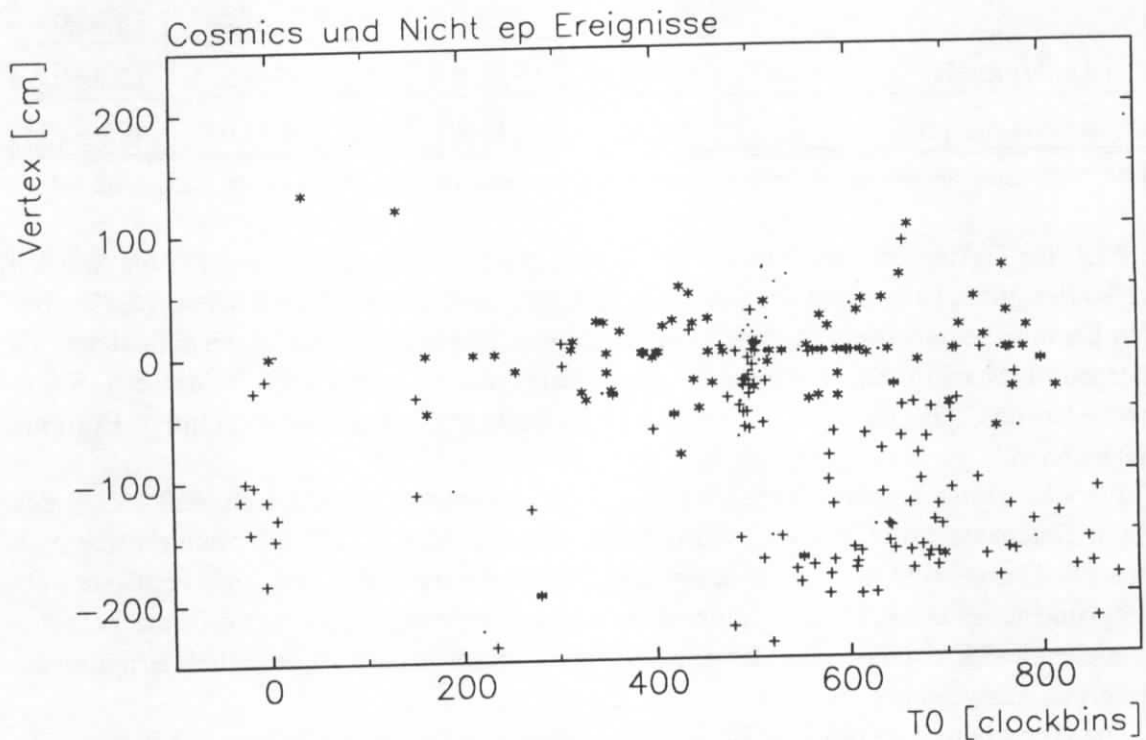
Ein Ereignis- $T_0$  Schnitt betrifft nicht nur Cosmics, sondern alle Ereignisse. Es galt zu prüfen, welcher Art diejenigen Ereignisse waren, die unter der Wahl der oben genannten Zeitfenster ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  aufwiesen. Zu diesem Zweck wurde der zweite große Anteil des Untergrundes, derjenige der Strahl-Wand oder der Strahl-Gas Ereignisse, untersucht. Dies geschah in Abschnitt 7.2. Die Untersuchungen wurden dabei für drei verschiedene Datensätze durchgeführt:

1. Datensatz der Nicht ep Ereignisse
2. Datensatz der BGAS-Ereignisse
3. ep Datensatz

Bei allen drei Gruppen wurden die zuvor selektierten Cosmics ausgeschlossen. Ebenso wurden nur gute Ereignisse verwendet. Der erste Datensatz enthielt nur die Ereignisse, deren Paket-Typ nicht derjenige für potentielle Ereignisse einer ep Wechselwirkung war. Der zweite enthielt alle Ereignisse, die auf POT-Level zuvor als BGAS-Ereignisse selektiert worden waren. Der dritte Datensatz umfaßte alle Ereignisse, deren Paket-Typ derjenige für Daten aus einer ep Wechselwirkung war. Die ersten beiden Sammlungen umfaßten damit per definitionem nur Untergrund und dienten als Kontrollgruppe für die Selektionskriterien. Derjenige Anteil der als Strahl-Untergrund akzeptierten Ereignisse (gemäß des harten Strahl-Untergrund-Schnittes), der ein Ereignis- $T_0$  außerhalb des Intervalles von  $500 \pm 20$  (bzw.  $500 \pm 30$ )*clockbins* aufwies, lag für die untersuchten drei Gruppen bei:

- 75% (bzw. 74%) für die Nicht ep Ereignisse
- 50% (bzw. 40%) für die BGAS-Ereignisse,
- 25% (bzw. 20%) bezüglich des Datensatzes der Elektron-Proton Ereignisse

Die Abbildung 7.44 illustriert für den Datensatz der Nicht ep Ereignisse die Verteilungen hinsichtlich des Ereignis- $T_0$  in einer Darstellung Ereignis- $T_0$  gegen Vertex. Der Vertex-Wert stellt dabei analog der bisherigen Vorgehensweise eine Kontrollgröße zur Einschätzung eines Ereignisses als Untergrund dar. Zusätzlich zu den Nicht ep Ereignissen sind diejenigen Cosmics eingetragen, deren Paket-Typ ebenfalls  $\neq 3$  ist. (Für die Cosmics wurde nicht die Eigenschaft gutes Ereignis gefordert, sondern lediglich eine gelungene  $T_0$ -Bestimmung. Von daher sind relativ viele Vertizes auf den Standardwert Null gesetzt.)



**Abbildung 7.44:** Ereignis- $T_0$  gegen Vertex. Darstellung für Nicht ep Ereignisse mit "zugehörigem" Cosmic-Anteil. Sterne; Cosmics. Plus-Zeichen; harter Strahl-Untergrund Schnitt. Punkte: Nicht explizit identifizierte Ereignisse.

Die als Sterne markierten Ereignisse sind als Cosmics identifiziert worden. Sie liegen zumeist innerhalb der CJC mit einer annähernden Gleichverteilung bezüglich des Ereignis- $T_0$ .

Die Plus-Zeichen markieren diejenigen Ereignisse, die mit Hilfe des harten Strahl-Untergrund-Schnittes identifiziert wurden. Man erkennt eine Häufung bei Vertex-Werten im Bereich  $-150\text{cm}$  bis  $-200\text{cm}$  und bei  $T_0$ -Werten von deutlich über  $500\text{clockbins}$ .

Die Punkte schließlich zeigen Ereignisse, die nicht durch eine der beiden Methoden selektiert werden konnten. Sie bilden einen Schwerpunkt bei  $T_0 = 500\text{clockbins}$  und bei

guten Vertex-Werten. Sie werden vermutlich vor allem durch Strahl-Gas Wechselwirkungen hervorgerufen.

Betrachtet man schließlich alle guten Ereignisse des Runs 65199, so lassen sich folgende Werte für die Effizienz eines  $T_0$ -Schnittes angeben (Tabelle 7.27. Die erste Prozentzahl (a) drückt den Anteil der jeweiligen Ereignisse an der Gesamtzahl der Ereignisse mit "abweichendem"  $T_0$  aus, die zweite (b) denjenigen an der Gesamtzahl aller guten Ereignisse):

Ereignisse mit "abweichendem" $T_0$	$T_0$ außerhalb $500 \pm 20 \text{clockbins}$			$T_0$ außerhalb $500 \pm 30 \text{clockbins}$		
	#	(a) %	(b) %	#	(a) %	(b) %
alle	627	100	$17,2 \pm 0,6$	487	100	$13,3 \pm 0,6$
sicher Untergrund	577	$92,0 \pm 1,1$	$15,8 \pm 0,6$	467	$95,9 \pm 0,9$	$12,8 \pm 0,6$
nicht sicher Untergrund	50	$8,0 \pm 1,1$	$1,4 \pm 0,2$	20	$4,1 \pm 0,9$	$0,5 \pm 0,1$

**Tabelle 7.27:** Gute Ereignisse mit "abweichendem"  $T_0$ ; Effizienz für eine Identifikation als Untergrund

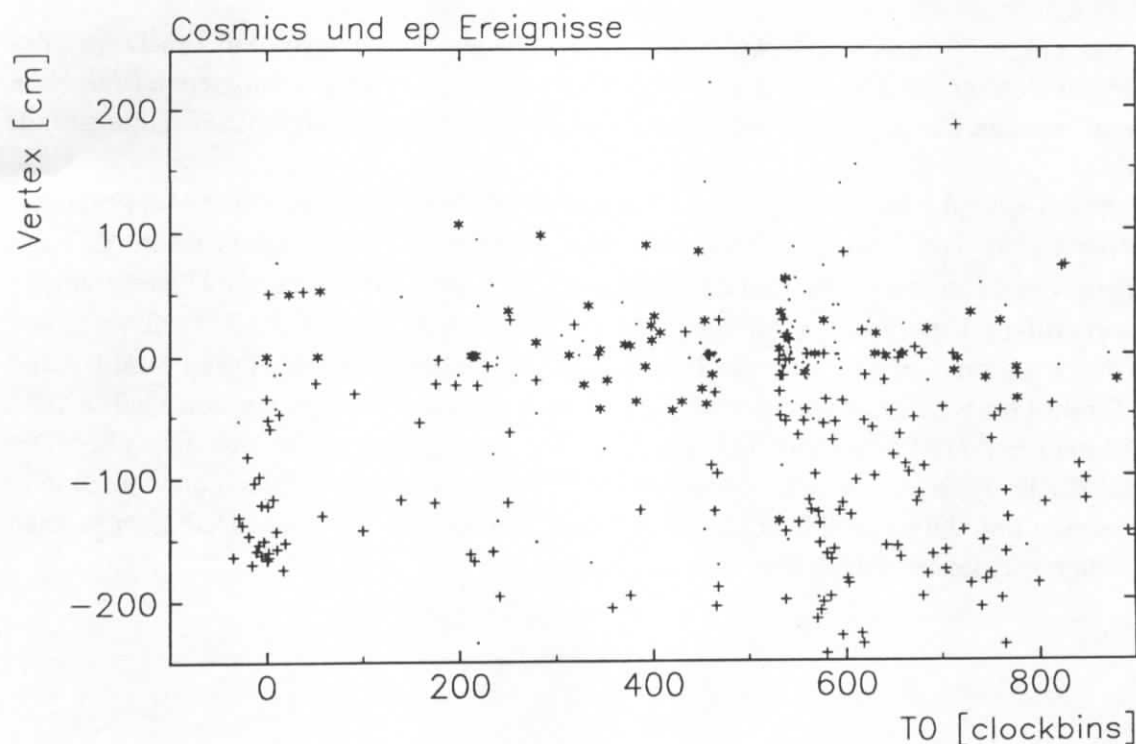
Mit der Definition des "erwarteten" Zeitfensters durch  $500 \pm 20 \text{clockbins}$  werden 17,2% aller guten Ereignisse des Datensatzes über den Run 65199 verworfen. 15,8% aller guten Ereignisse haben ein in diesem Sinne "abweichendes"  $T_0$  und lassen sich sicher als Untergrund bestimmen. 1,4% aller guten Ereignisse haben ein in diesem Sinne "abweichendes"  $T_0$  und lassen sich nicht anderweitig als zu verwerfendes Ereignis kennzeichnen.

Für das weiter gefaßte Zeitfenster von  $500 \pm 30 \text{clockbins}$  ergibt sich, daß 13,3% des Gesamt-Datensatzes aller guten Ereignisse verworfen werden. 12,8% aller guten Ereignisse haben ein Ereignis- $T_0$  außerhalb des zweiten Zeitfensters und lassen sich begründet als Untergrund ansehen. 0,5% aller guten Ereignisse haben ein im weiteren Sinne gefaßtes "abweichendes" Ereignis- $T_0$  und lassen sich nicht im Rahmen der vorgestellten Kriterien als Untergrund ausweisen.

Die Abbildung 7.45 zeigt die Ereigniskonstellationen in der Darstellung des Ereignis- $T_0$  gegen den Vertex für diejenigen Ereignisse, deren Ereignis- $T_0$  außerhalb des Zeitfensters  $500 \pm 30 \text{clockbins}$  liegt. Analog zu der Abbildung 7.44 markieren die Sterne die identifizierten Cosmics, die Plus-Zeichen diejenigen Ereignisse, die durch den harten Strahl-Untergrund-Schnitt erfaßt worden sind, und die Punkte diejenigen, welche nicht explizit identifiziert werden konnten.

Von den 3653 guten Ereignissen des Runs 65199 auf DST-Level, die der Untersuchung zugrunde liegen, ließen sich 1052 durch die Cosmic-Identifikationskriterien oder den harten Strahl-Untergrund-Schnitt als Untergrund-Ereignisse betrachten. (Cosmics: 115; Nicht ep Ereignisse: 115; ep Ereignisse: 822) Das entspricht 28,8% aller guten Ereignisse. Gemäß dieser Kriterien und ohne zusätzliche Ausschließungsgründe wurden 426 (bzw. 366) Ereignisse durch das engere (bzw. weitere) Zeitfenster verworfen. Bezogen auf die 1052 mutmaßlichen Untergrund-Ereignisse sind dies 40,5% bzw. 34,8%. Diese Quoten stellen

die Effizienz dar, mit der mutmaßlicher Untergrund durch einen Ereignis  $T_0$ -Schnitt erfaßt werden kann.



**Abbildung 7.45:** Ereignis- $T_0$  gegen Vertex. Darstellung für Ereignisse des ep Datensatzes mit "zugehörigen" Cosmic-Anteil. Sterne: Cosmics. Plus-Zeichen: harter Strahl-Untergrund Schnitt. Punkte: Nicht explizit identifizierte Ereignisse

Im Laufe dieses Kapitels wurden zwei zentrale Fragen gestellt, deren Beantwortung jetzt vorliegt. Die erste der beiden Fragen lautete: *Wie viele der Ereignisse, die als Untergrund bestimmt werden können, weisen ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  auf?* Für den gesamten Datensatz der guten Ereignisse ergibt sich hier eine Quote von  $40,5 \pm 2,4\%$  für das engere, und  $34,8 \pm 2,5\%$  für das weitere Zeitfenster.

Erfassung der als Untergrund bestimmten Ereignisse durch einen Schnitt auf das Ereignis- $T_0$  zu:

- $40,5 \pm 2,4\%$  bei einem Ereignis- $T_0$  Schnitt von  $500 \pm 20 \text{ clockbins}$
- $34,8 \pm 2,5\%$  bei einem Ereignis- $T_0$  Schnitt von  $500 \pm 30 \text{ clockbins}$

Die zweite Frage lautete: *Wie viele der Ereignisse, die ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  aufweisen, lassen sich als Untergrund (oder nicht relevantes Physik-Ereignis) identifizieren?* Hier ergibt sich, daß 92% der durch das engere Zeitfenster, und 95,9% der durch das weitere Zeitfenster erfaßten Ereignisse mutmaßlichen Untergrund darstellen.

Bestimmung der Ereignisse mit einem "abweichenden" Ereignis- $T_0$  als Untergrund zu:

- $92,0 \pm 1,1\%$  bei einem Ereignis- $T_0$  Schnitt von  $500 \pm 20 \text{clockbins}$
- $95,9 \pm 0,9\%$  bei einem Ereignis- $T_0$  Schnitt von  $500 \pm 30 \text{clockbins}$

Für einen  $T_0$ -Schnitt auf  $500 \pm 30 \text{clockbins}$  bedeutet dies also, daß Ein-Drittel des gesamten Untergrundes unterdrückt wird, wobei von 96% der ausgeschlossenen Ereignisse gezeigt werden kann, daß es sich um Untergrund (Cosmics oder Strahl-Untergrund) handelt.

Abschließend läßt sich festhalten, daß das Ereignis- $T_0$  eine geeignete Meßgröße zur Unterdrückung von Untergrund darstellt. Ein wichtiger Vorteil besteht darin, daß das Ereignis- $T_0$  von anderen Schnitten unabhängig ist. Der durch die kosmische Höhenstrahlung hervorgerufene Untergrund kann durch einen  $T_0$ -Schnitt zu über 90% verworfen werden. Der durch andere Quellen erzeugte Untergrund, d.i. insbesondere der durch Strahl-Wand und Strahl-Gas Wechselwirkungen hervorgerufene, wird in einem geringeren Maße erfaßt. Hier liegt der Anteil zwischen 30% und 40%. Der  $T_0$ -Schnitt erweist sich als sicher: Der Anteil der Ereignisse, von dem sich nicht anderweitig mit guten Gründen annehmen läßt, daß es sich um Untergrund handelt, beträgt bezogen auf den gesamten Datensatz je nach gewähltem Zeitfenster knapp über oder unter 1%.

## 8 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes (Ereignis- $T_0$ ) durch die zentrale Spurenkammer CJC des H1-Detektors untersucht. Es wurde dargestellt, wie unter der Verwendung eines Driftzeithistogrammes eine erste Bestimmung des Ereignis- $T_0$  möglich ist. Bei der vollständigen Spur-rekonstruktion wird dieses vorläufige Ereignis- $T_0$  modifiziert. Aus den verschiedenen Werten, die sich aus den verschiedenen Spuren eines Ereignisses ergeben, wird das endgültige Ereignis- $T_0$  gebildet.

Das Ereignis- $T_0$  zeigt eine Auflösung von  $\approx 1,1ns$ . Das Maximum der  $T_0$ -Verteilung liegt bei  $\approx 500clockbins$ .  $1clockbin$  entspricht  $\approx 0,2ns$ .

Es wurde untersucht, inwieweit sich Ereignisse mit einem "abweichenden" Ereignis- $T_0$  als Untergrund identifizieren lassen. Ein "abweichendes" Ereignis- $T_0$  wurde definiert als außerhalb des Intervalles von  $500\pm 30clockbins$  oder  $500\pm 20clockbins$  liegend. Als Untergrund wurden Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung (Cosmics) und Ereignisse aus Strahl-Wand oder Strahl-Gas Wechselwirkungen diskutiert. Für die Identifikation von Ereignissen als Untergrund wurden verschiedene Kriterien ausgewählt und getestet. Für die Bestimmung von Cosmics wurde ein neues Cosmic-Suchprogramm entwickelt. Dieses Programm arbeitet mit der gleichen Fehlerquote wie das Standard-Suchprogramm (Harjes-Finder), selektiert aber doppelt so viele "einfache" Cosmics. Zusätzlich werden radiative Cosmics identifiziert.

Die Identifikation von Strahl-Wand oder Strahl-Gas Untergrund wurde durchgeführt anhand von Schnitten, die auf den durch die CJC bestimmten Spurparametern beruhen.

Es konnte gezeigt werden, daß über 90% der Cosmics durch einen Schnitt von  $500\pm 30clockbins$  unterdrückt werden können. Insgesamt lassen sich durch einen solchen Schnitt  $\approx 35\%$  des mutmaßlichen Untergrundes identifizieren. Für Ereignisse mit einem in diesem Sinne "abweichenden" Ereignis- $T_0$  wurde gezeigt, daß für  $\approx 96\%$  dieser Ereignisse begründet angenommen werden kann, daß es sich um Untergrund handelt.

Das Ereignis- $T_0$  stellt die Möglichkeit eines unabhängigen Schnittes dar. Es eignet sich insbesondere als eine zusätzliche Kontrolle in einem fortgeschrittenen Stadium einer Selektion, die zunächst auf anderen Parametern beruht.





# Anhang A

Da die 'CJKR'-Bank die im Rahmen dieser Arbeit am meisten verwendete Bank ist, wird hier eine tabellarische Übersicht gegeben.

CJKR-Bank				
Wort	Beschreibung	Zeichen	Einheit	Wertebereich
1	Krümmung	$\kappa$	$cm^{-1}$	$\pm\infty$
2	Azimutalwinkel am $d_{ca}$	$\phi$	$rad$	$\pm\pi$
3	Polarwinkel am $d_{ca}$	$\theta$	$rad$	$0 - \pi$
4	Abstand vom Koordinatenursprung	$d_{ca}$	$cm$	$\pm\infty$
5	$z$ -Koordinate am $d_{ca}$	$z_0$	$cm$	$\pm\infty$
6	Radialer Abstand des ersten Treffers	$R_{Start}$	$cm$	$0 - +\infty$
7	Parametrisierungstyp	$IPTYPE$		1 - 2
8 - 16	Fehler und Korrelation $\kappa, \phi, \theta, d_{ca}, z_0$	$COV$		$\pm\infty$
17,18	$\chi^2$ und Anzahl der Freiheitsgrade	$\chi^2$		$0 - \pm\infty$
19	Zeiger zum nächsten Spurelement	$NX$		$0 - \pm\infty$
20	Anzahl der Treffer	$N_{Hits}$		$0 - \pm\infty$
21	Zeiger zur Bank 'CJPR'	$CJPR$		
22	Radialer Abstand des letzten Treffers	$R_{Ende}$	$cm$	$0 - \pm\infty$
23-24	Relativer Energieverlust (2 Methoden)	$dE/dx$		$0 - \pm\infty$
25	Anzahl der Treffer für $dE/dx$	$N_{dE/dx}$		$0 - \pm\infty$
26	Zeiger zum ersten Treffer	$CTJX$		

# Anhang B

## Kosmische Höhenstrahlung

Die kosmische Höhenstrahlung wird hervorgerufen durch hochenergetische, ionisierte Teilchen, die aus dem Weltall kommend in die Erdatmosphäre eindringen. Diese sogenannte Primärstrahlung besteht im wesentlichen aus Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, aber auch aus schwereren Kernen. Durch Wechselwirkungen mit Atomen der Erdatmosphäre bilden sich sogenannte Luftschauer aus, deren Ausdehnung auf der Erdoberfläche viele hundert Meter betragen kann. Das primäre kosmische Teilchen erzeugt in einer ersten Wechselwirkung weitere hochenergetische Teilchen, die ihrerseits weitere Wechselwirkungen erfahren. Man unterscheidet zwischen der elektromagnetischen, der hadronischen, der myonischen und der Neutrino Komponente. Die Abbildung B1 zeigt das Schema eines ausgedehnten Luftschauers.

Die hadronische Komponente besteht größtenteils aus geladenen Pionen  $\pi^\pm$ , die durch starke Wechselwirkungen mit z.B. Sauerstoff- oder Stickstoffkernen der Erdatmosphäre entstehen.

Die elektromagnetische Komponente wird u.a. durch den Zerfall von neutralen Pionen in Photonen hervorgerufen.

Bei dem Zerfall der geladenen Pionen entstehen Myonen und Neutrinos, die die entsprechenden Komponenten bilden.

Die hadronische und die elektromagnetische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung werden bereits in der Atmosphäre bzw. unmittelbar an der Erdoberfläche absorbiert. Auf Meereshöhe dominieren damit im wesentlichen Myonen (80%) die kosmische Höhenstrahlung. Myonen und Neutrinos sind die einzigen Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung, die dickere Gesteinsschichten durchdringen und damit z.B. den H1-Detektor erreichen können. Aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnittes durchqueren die Neutrinos den Detektor ohne Wechselwirkung. Durch den H1-Detektor registrierte Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung beruhen somit ausschließlich auf Myonen.

Die kosmische Höhenstrahlung ist isotrop. Aufgrund der Zusammensetzung der Primärstrahlung ergibt sich ein Ungleichgewicht positiv bzw. negativ geladener Teilchen. Das Verhältnis positiv geladener Myonen zu negativ geladenen Myonen beträgt  $N_{\mu^+} / N_{\mu^-} \approx 1,28$ . Die kosmische Höhenstrahlung wird für Kalibrations- und Testzwecke benutzt. Bei der Messung von ep Ereignissen bildet sie einen gleichbleibenden Untergrund. Vor der Verfügbarkeit von Teilchenbeschleunigern war die kosmische Höhenstrahlung das wichtigste Mittel zur Erforschung subnuklearer Prozesse.

Für einen Überblick über den gegenwärtigen Stand spezieller Experimente zur kosmischen Höhenstrahlung siehe [KOS93].

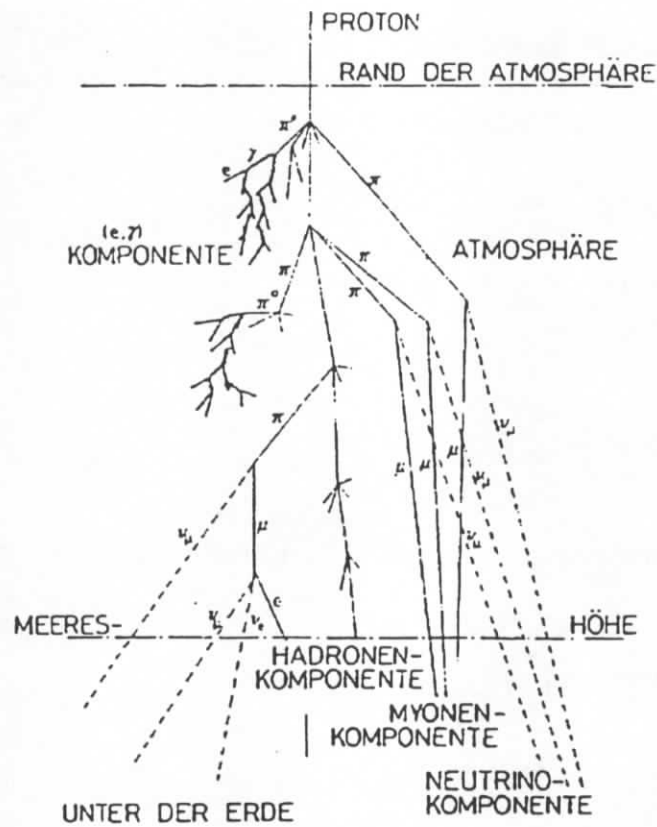


Abbildung B1: Schema eines Luftschauers (aus [GRU84]).

# Anhang C

Nachfolgend wird kurz der Begriff der Korrelation erläutert ([BRA76]).

Sei  $P(x, y)$  die Wahrscheinlichkeitsdichte zweier Größen  $x$  und  $y$ . Dann ist die Wahrscheinlichkeit für einen Zustand mit

$$x_1 \leq x \leq x_2$$

und

$$y_1 \leq y \leq y_2$$

gegeben durch

$$W = \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} P(x, y) dx dy \quad (\text{C.1})$$

Sei  $\bar{x}$  der Erwartungswert von  $x$  und  $\bar{y}$  der Erwartungswert von  $y$ . Für die jeweilige Varianz gilt dann:

$$\sigma_x^2 = \iint (x - \bar{x})^2 \cdot P(x, y) dx dy \quad (\text{C.2})$$

$$\sigma_y^2 = \iint (y - \bar{y})^2 \cdot P(x, y) dx dy \quad (\text{C.3})$$

Die Kovarianz  $cov(x, y)$  als Maß für die Korrelation von  $x$  und  $y$  ist dann definiert durch:

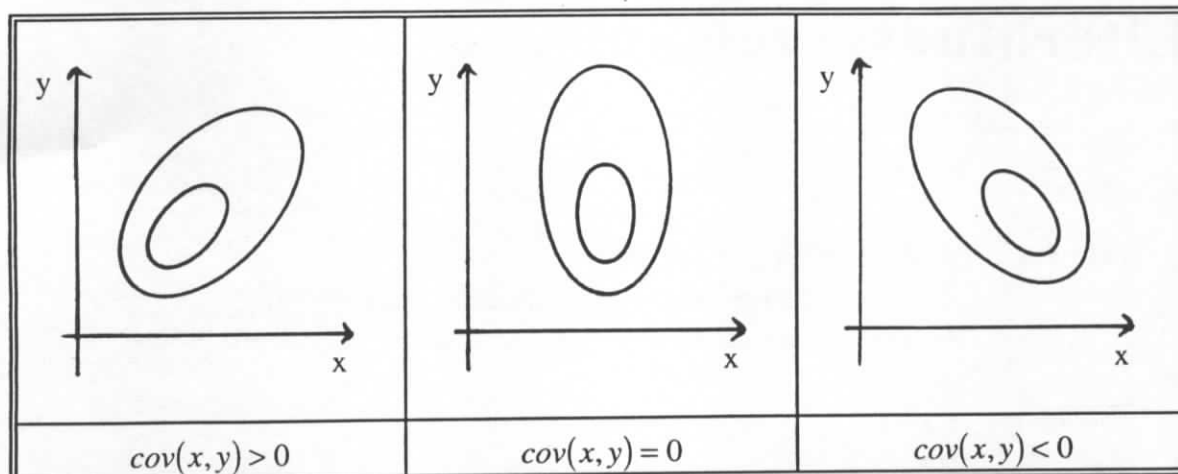
$$cov(x, y) \equiv \iint (x - \bar{x}) \cdot (y - \bar{y}) \cdot P(x, y) dx dy \quad (\text{C.4})$$

Der Korrelationskoeffizient  $\rho(x, y)$  ist definiert durch:

$$\rho(x, y) = \frac{cov(x, y)}{\sigma_x \cdot \sigma_y} \quad (\text{C.5})$$

Falls die Größen  $x$  und  $y$  unabhängig voneinander sind, so ist  $cov(x, y) = 0$ . Wenn die Kovarianz kleiner Null ist,  $cov(x, y) < 0$ , so spricht man von einer negativen Korrelation. Ist die Kovarianz größer als Null,  $cov(x, y) > 0$ , so bedeutet dies eine positive Korrelation. Im Falle einer negativen Korrelation treten für Werte von  $x$  mit  $x > \bar{x}$  ( $x < \bar{x}$ ) vorzugsweise

Werte für  $y$  mit  $y < \bar{y}$  ( $y > \bar{y}$ ) auf. Umgekehrt gilt bei einer positiven Korrelation, daß für Werte von  $x$  mit  $x > \bar{x}$  ( $x < \bar{x}$ ) vorzugsweise Werte für  $y$  mit  $y > \bar{y}$  ( $y < \bar{y}$ ) auftreten. Graphisch läßt sich dieser Zusammenhang wie folgt darstellen:



**Abbildung C.1:** Illustration zur Verteilung zweier Größen  $x$  und  $y$  hinsichtlich der Kovarianz  $cov(x, y)$ . Die eingetragenen Linien bedeuten Linien gleicher Wahrscheinlichkeit.

# Literaturverzeichnis

- [ALL80] W.W.M.Allison, J.H.Cobb,  
*Relativistic charged particle identification by energy loss*,  
Annual review of nuclear and particle science, Volume 30, 1980
- [BLO87] V.Blobel,  
*The BOS system*,  
Manual, Dezember 1987
- [BLO90] V.Blobel,  
*LOOK, a system for data analysis*,  
Manual, Juli 1993
- [BLO93] V.Blobel,  
*The new scheme for CJC reconstruction*,  
Interner Bericht, November 1993
- [BLO94a] V.Blobel,  
*persönliche Mitteilung*, Frühjahr 1994
- [BLO94b] V.Blobel,  
*persönliche Mitteilung*, Sommer 1994
- [BRA76] M.Brandt,  
*Statistical and Computational Methods in Data Analysis*,  
North-Holland Publishing Company, 2nd edition, 1976
- [CSC93] C.Schmidt,  
*Untersuchung der Photoproduktion von  $J/\psi$ -Mesonen durch  
Myonnachweis am ep Speicherring HERA*,  
Interner Bericht, DESY F11/F22-93-01, November 1993
- [DUE94] D.Düllmann,  
*Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für die Produktion isolierter  
hochenergetischer Photonen in der Elektron-Proton-Streuung*,  
Interner Bericht, DESY FH1T-95-01, Mai 1995

- [ECK94] T.Eckel,  
*Untersuchungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurenkammer von H1,*  
H1-Note 08/94-371, Juli 1994
- [ELS92] E.Elsen,  
*H1 bei HERA - die ersten sieben Jahre,*  
Vortrag im Rahmen der Herbstschule für Hochenergiephysik in Maria Laach, 1992
- [ELS94] E.Elsen,  
*The H1 trigger and data acquisition system,*  
H1-Note 01/93-262, Januar 1993
- [FAV94] L.Favart,  
*Integrated luminosity measurement using Bethe-Heitler overlapping events,*  
H1-Note 06/94-366, Juni 1994
- [FEL94] J.Feltesse,  
*Recent results from the H1-Collaboration at HERA,*  
H1-Note 07/94-367, Juli 1994
- [FLE94] M.Fleischer,  
*Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA,*  
Interner Bericht, DESY FH1K-94-04, Juli 1994
- [FPA93] V.Blobel,  
*F-PACK, a general input / output system,*  
Manual, Juli 1993
- [GEC94] G.Eckerling,  
*persönliche Mitteilung,* Sommer 1994
- [GEL94] A.Gellrich,  
*Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA,*  
Interner Bericht, DESY FH1T-94-02, Juli 1994
- [GRU84] C.Grupen,  
*Neuigkeiten aus der Physik der kosmischen Strahlung,*  
Universität Siegen, Si-84-7, 1984
- [H1E92] U.Berthon, S.Levonian, Th.Naumann

- HILOOK, general purpose H1 event display,*  
Manual, Juli 1992
- [H1D93] H1-Collaboration,  
*The H1-Detektor at HERA,*  
DESY-Bericht 93-103, Juli 1993
- [HAP94] M.Hapke,  
Messung des Wirkungsquerschnittes geladener Ströme in tief inelastischer  
*Elektron Proton Streuung,*  
Interner Bericht, DESY FH1K-94-05, August 1994
- [HER93] W.Buchmüller and G.Ingelman (eds),  
*Physics at HERA, Volume I and II,*  
Proceedings of the Workshop, Oktober 1991
- [KLE87] K.Kleinknecht,  
*Detektoren für Teilchenstrahlung,*  
Stuttgart, B.G. Teubner, 2.Auflage 1987
- [KOS93] W.Kienzle, A.Pascolini (eds),  
*Kosmische Strahlung; Physik in großen Höhen und tief unter der Erde,*  
Ausstellungsdokumentation, Februar 1993
- [MER94] T.R.Merz,  
*Messung der Proton-Strukturfunktion  $F_2$  bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor,*  
Interner Bericht, DESY FH1K-94-02, Juni 1994
- [PHR94] Physical Review D,  
*Particles and Fields; Part I, Review of Particle Properties,*  
August 1994
- [PRE92] S.Prell,  
*Z-Kalibration und  $dE/dx$ -Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors,*  
Interner Bericht, DESY FH1T-92-04, Oktober 1992
- [SCH93] M.Schulz,  
*Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer,*  
Interner Bericht, DESY FH1T-93-01, März 1993
- [SSC93] S.Schiek,  
*Untersuchungen zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1-Myon-System und den inneren Spurenkammern,*



- H1-Note 01/94-339, Januar 1994
- [STE94] P.Steffen,  
*Intrinsic Resolution of the CJC Drift Time Measurement,*  
H1-Note 02/94-343, Februar 1994
- [VIC88] R.Vick,  
*Untersuchungen zur  $e/\pi$  Trennung in der H1-Jetkammer,*  
Diplomarbeit, Juli 1988
- [VIC94] R.Vick,  
*Inklusive Spektren geladener Hadronen aus der tief inelastischen  $ep$ -  
Streuung. Erste Messungen mit dem H1-Detektor bei HERA.*  
Dissertation, Universität Hamburg, November 1994
- [WOL94] G.Wolf,  
*HERA physics,*  
DESY-Bericht 94-022, Februar 1994

# Danksagung

Ich möchte mich bei Prof. Dr. V. Blobel bedanken für die Vergabe der Arbeit und die Betreuung während der Zeit ihrer Entstehung. Ohne sein Engagement wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Ich danke Frau Prof. Dr. B. Naroska für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Bei Dr. A. Gellrich bedanke ich mich nicht nur für sein kritisches Korrekturlesen in den letzten Wochen der Fertigstellung der Diplomarbeit.

Besonders bin ich Dr. D. Düllmann und Dipl. Phys. S. Prell verpflichtet, die mich bereitwillig in "ihr" Büro aufgenommen haben und deren selbstverständliche und freundschaftliche Hilfe für mich unentbehrlich (gewesen) sind.

Ich möchte weiter allen Mitgliedern der Fachgruppe FH1T für ihre freundliche Kooperationsbereitschaft danken.

Denen ich mehr schulde als Worte wissen, warum ich sie an dieser Stelle nicht nenne.