NACHWEIS VON MYONEN UNTER KLEINEM POLARWINKEL IM H1–DETEKTOR BEI HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

ARND MEYER

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Februar 1995

Wer, Ungewisses aufzufinden,
Das Sichre gibt aus seiner Hand,
Dem wird das Ungewisse schwinden,
Wenn das Gewisse schon entschwand.

NĀRĀYAṆA
Hitopadeśa oder Die freundliche Belehrung

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Speicherringanlage HERA am Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg bietet erstmals die Möglichkeit, Elektronen und Protonen zu speichern und zur Kollision zu bringen. Die angestrebte Schwerpunktsenergie des Elektron–Proton–Systems von $\sqrt{s} = 314$ GeV liegt um eine Größenordnung über dem von *Fixed–Target*–Experimenten erreichten Wert, so daß mit HERA eine neue kinematische Region zugänglich wird. Damit ist es möglich, die bis heute umfassendste Theorie der Struktur der Materie, das *Standardmodell*, zu testen und zu verbessern sowie einen tieferen Einblick in die Struktur von Proton und Photon zu gewinnen. Zusätzlich bietet sich die Möglichkeit, nach neuen Phänomenen außerhalb des Standardmodells wie z. B. Leptoquarks und SUSY–Teilchen zu suchen. Das experimentelle Programm wird an den Universaldetektoren H1 und ZEUS durchgeführt, an denen mehrere hundert Wissenschaftler und Techniker beschäftigt sind. Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der H1–Kollaboration.

Einer der Forschungsschwerpunkte bei H1 ist die Physik schwerer Quarks, wobei wegen des großen Wirkungsquerschnittes insbesondere der *Charm*–Sektor untersucht wird. Da schwere Quarks im H1–Detektor zum größten Teil in Prozessen der Photon–Gluon–Fusion durch Photoproduktion entstehen, wird es bei hinreichend großer integrierter Luminosität möglich sein, die Gluondichteverteilung im Proton zu bestimmen. Eine Möglichkeit, *Charm*–Quarks zu identifizieren, ist ihr semileptonischer Zerfall in Myonen. Außerdem können gebundene $c\bar{c}$–Paare (J/ψ–Mesonen) über den Zerfallskanal $J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$ nachgewiesen werden.

Das e–p–Schwerpunktsystem bewegt sich bei HERA mit $\gamma = E/m \approx 2.6$ in Richtung des Protonstrahls, daher ist die Teilchendichte von Ereignissen in dieser Richtung, der sogenannten „Vorwärtsrichtung“, typischerweise besonders groß; Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks verlassen die Wechselwirkungszone des H1–Detektors zu einem großen Teil unter kleinen Winkeln zur Protonstrahlrichtung. Andererseits hinterlassen protonstrahlinduzierte Untergrundereignisse in Vorwärtsrichtung oft eine ähnliche Signatur im Detektor wie ep–Kollisionen, und die Zahl hochenergetischer Hadronen, die als Myonen fehlidentifiziert werden können, ist hier besonders groß. Eine gesonderte Untersuchung zur Myonidentifikation in diesem Bereich des H1–Detektors ist daher notwendig.

Der Nachweis von Myonen in Vorwärtsrichtung ist in drei Detektorteilen möglich: Myonen mit Impulsen oberhalb 1 GeV werden als minimalionisierende Teilchen im Flüssig–Argon–Kalorimeter identifiziert, oberhalb 2 GeV in der vorderen Endkappe des Myondetektors und oberhalb 5 GeV für einen eingeschränkten Winkelbereich im Vorwärts–Myon–Spektrometer. Eine genaue Bestimmung der Spurparameter erfolgt mit dem Spurkammersystem.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Möglichkeiten zur Identifikation von Myonen aus ep–Wechselwirkungen im Vorwärtsbereich des H1–Detektors.

Im folgenden Kapitel 2 werden die Speicherringanlage HERA und der H1–Detektor, seine Teildetektoren, das Trigger– und Datennahmesystem sowie die Rekonstruktion von Ereignissen kurz beschrieben. In Kapitel 3 werden die Kriterien der Myonidentifikation in Vorwärtsrichtung vorgestellt; sie sollen einerseits der Unterdrückung hadronischen und protonstrahlinduzierten Untergrundes dienen, andererseits die Qualität der rekonstruierten Spuren sicherstellen.

In den darauffolgenden beiden Kapiteln wird die Myonerkennung auf physikalische Prozesse angewandt. Die Untersuchung der Möglichkeit, inklusive Myonen aus Zerfällen von *Charm*–Quarks im Vorwärtsbereich des H1–Detektors nachzuweisen, ist Gegenstand des Kapitels 4; im anschließenden Kapitel 5 wird die Identifikation von J/ψ–Mesonen über den Zerfall $J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$, wobei eines der Myonen den Wechselwirkungspunkt in Vorwärtsrichtung verläßt, untersucht. Die benutzten Daten entstammen jeweils der Datennahmeperiode 1993 und entsprechen einer integrierten Luminosität von 314 nb^{-1}.

In Kapitel 6 werden die Perspektiven der Myonidentifikation in Vorwärtsrichtung für die Analyse der Daten des Jahres 1994 sowie erste Ergebnisse dargestellt, bevor schließlich in Kapitel 7 der Inhalt dieser Arbeit zusammengefaßt wird.

Kapitel 2

HERA und der H1–Detektor

> *„Und eine heillose Angst haben sie fast alle vor dem,*
> *was sie das Experiment nennen,*
> *vor den Fehlschlägen und vor den Niederlagen.“*
> Gustav Landauer, 1908

Die **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage HERA bietet erstmals die Möglichkeit, Elektronen und Protonen zu speichern und zur Kollision zu bringen. Seit 1992 wird HERA für die beiden Experimente H1 und ZEUS genutzt, wobei die Betriebsbedingungen seither ständig verbessert werden konnten. In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick von HERA und H1 gegeben, wobei der Schwerpunkt auf den für diese Arbeit relevanten Komponenten liegt.

2.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA (Abbildung 2.1) am Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg wurde nach etwa sechs Jahren Bauzeit und Baukosten von einer Milliarde Mark im Jahre 1990 fertiggestellt. Er liegt in einer Tiefe von $10 - 25$ m unter der Erdoberfläche und hat einen Umfang von 6336 m.

In zwei separaten Strahlrohren werden Elektronen oder Positronen (HERA–e) und Protonen (HERA–p) auf Endenergien von 30 GeV (geplant) bzw. 820 GeV beschleunigt und gespeichert, nachdem sie ein System von Vorbeschleunigern durchlaufen haben, das teilweise aus umgebauten älteren Anlagen des DESY, teilweise aus gänzlich neu gebauten Beschleunigern besteht. Die wesentlichen Komponenten des Vorbeschleunigersystems mit den jeweils erreichten Impulsen sind in Abbildung 2.2 dargestellt; dabei stehen die Abkürzungen LINAC und PETRA für **Lin**ear **Ac**celerator und **P**ositron–**E**lektron–**T**andem–**R**ing–**A**ccelerator.

Die Schwerpunktsenergie des ep–Systems beträgt $\sqrt{s} = 314$ GeV, so daß der maximal mögliche Viererimpulsübertrag nahezu $Q^2 = 10^5$ GeV^2 erreicht, etwa zwei Größenordnungen über den mit neueren *Fixed–Target*–Experimenten an ruhenden Protonen

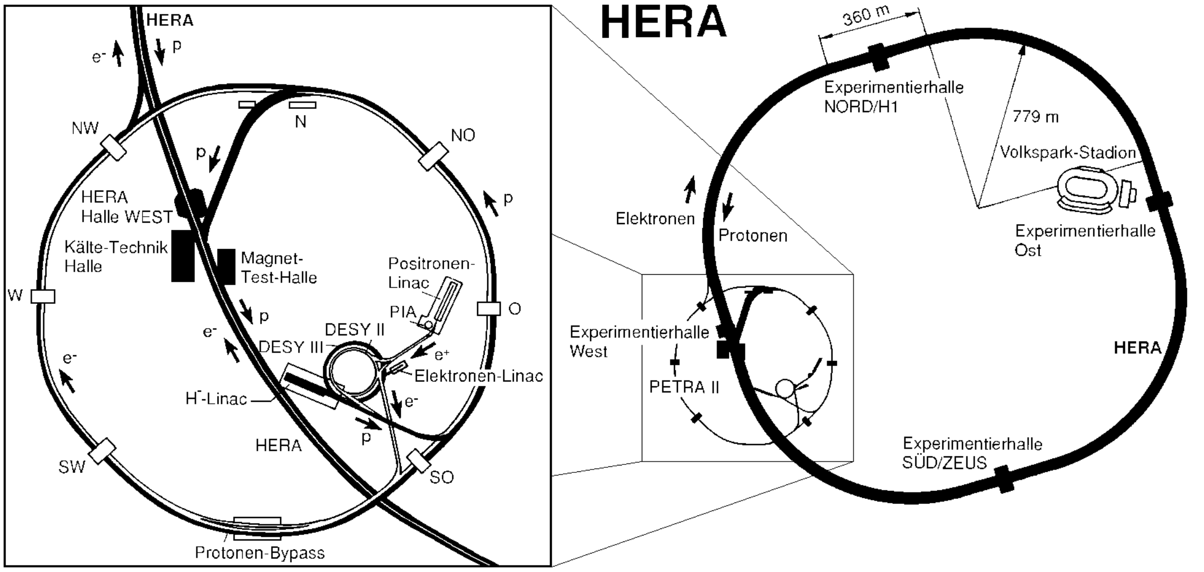


Abbildung 2.1: *Die Speicherringanlage HERA*

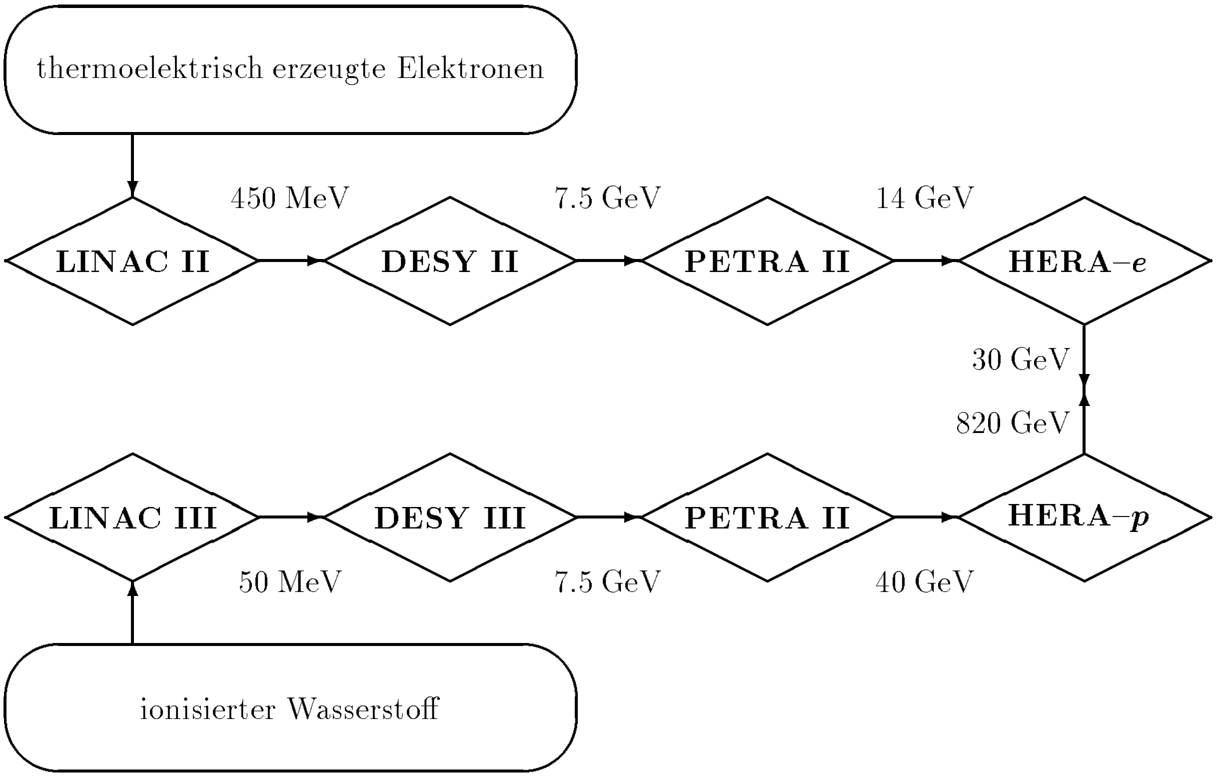


Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung der Vorbeschleuniger bei HERA.*

bzw. Atomkernen zugänglichen Werten. Um die HERA–Schwerpunktsenergie in *Fixed–Target*–Experimenten zu erreichen, müßte der Elektronstrahl auf eine Energie von 52.6TeV beschleunigt werden.

Elektronen und Protonen können an drei Stellen zur Kollision gebracht werden, wobei der Kreuzungswinkel der Strahlen 0 mrad beträgt. An zwei der Kollisionspunkte, im Norden und Süden des HERA–Ringes, wurden die beiden Universaldetektoren H1 und ZEUS errichtet; in der „Halle Ost“ befindet sich das Experiment HERMES im Aufbau, das nur den Elektronstrahl von HERA und insbesondere dessen longitudinale Polarisierung benutzt, um die Spinstruktur des Protons und Neutrons aufzuklären; in der „Halle West“ ist das Experiment HERA B in Planung, das mit Hilfe eines in den Protonring eingeführen Draht–*Targets* unter anderem CP–Verletzung in B–Meson–Zerfällen untersuchen soll.

Für das Erreichen einer hohen Luminosität — geplant sind $100\,\mathrm{pb}^{-1}$ pro Jahr — werden die Elektronen und Protonen auf je 210 Plätzen im Ring simultan gespeichert. Sind alle Plätze mit Paketen (*Bunches*) besetzt, ergibt sich in den Wechselwirkungspunkten ein zeitlicher Abstand zweier *Bunchcrossings* von 96 ns entsprechend einer Umlauffrequenz von 10.4 MHz.
In den bisherigen Betriebsperioden wurde die maximale Zahl der *Bunches* noch nicht erreicht; im Jahr 1993, dessen Daten die Grundlage eines großen Teils dieser Arbeit bilden, wurden je 84 Elektron– und Protonpakete zur Kollision gebracht. Zusätzlich hatten 6 der Proton– und 10 der Elektronpakete keinen Kollisionspartner; diese sogenannten *Pilot–Bunches* dienen der Bestimmung des Untergrundes aus nicht–ep–Wechselwirkungen, das sind im wesentlichen die Wechselwirkung der Protonen mit dem Strahlrohr und dem darin befindlichen Restgas sowie die Synchrotronstrahlung der Elektronen.

Die Design–Werte der wesentlichen Parameter von HERA und die in den bisherigen Betriebsperioden erreichten Werte sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Im Jahre 1994 wurde HERA erstmals auch mit Positronen betrieben, die integrierte Luminosität dieses Jahres entstammt zu 80 % dem Positronbetrieb.

2.2 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor ist ein Universaldetektor, der unter den Anforderungen guter Impuls– und Ortsauflösung, Teilchenidentifikation und Energiemessung bei gleichzeitig nahezu vollständiger Abdeckung des gesamten 4π–Raumwinkels konzipiert wurde. Im Mai 1992 konnten mit ihm erstmals Ereignisse der e–p–Streuung beobachtet werden. Eine genaue Beschreibung aller Detektorkomponenten ist bei [H193, H194.1] nachzulesen.

In Abbildung 2.4 wird eine dreidimensionale Ansicht von H1 gezeigt. Der Detektor hat die ungefähren Ausmaße $x \times y \times z = 12 \times 15 \times 10\ \mathrm{m}^3$ bei einer Masse von 2800 t. Das H1–Koordinatensystem ist rechtshändig mit dem Ursprung im nominellen e–p–Wechselwirkungspunkt; die z–Achse ist durch die Flugrichtung der Protonen definiert, die y–Achse weist nach oben (Abbildung 2.3).

Der Detektor ist aufgrund des *Lorentz–Boost–Faktors* von $\gamma \approx 2.6$ in Flugrichtung der Protonen wesentlich aufwendiger instrumentiert. In den folgenden Abschnitten werden

Parameter		**1992**	**1993**	**1994**	**Plan** [PDG94]
Strahlenergie [GeV]	e	26.7	26.7	27.5	30
	p	820	820	820	820
Injektionsenergie $(*)$ [GeV]	e	12	12	12	14
	p	40	40	40	40
Typische Fülldauer $(*)$ [min]	e	30	30	30	30
	p	120	60	30	20
Teilchenpakete $(*)$	e	$9 + 1$ Pilot	$84 + 10$	$153 + 15$	210
	p		$84 + 6$	$153 + 17$	
Teilchen pro Paket $[10^{10}]$	e				3.65
	p				10
typ. max. Strahlstrom $(*)$ [mA]	e	3	25	30	58
	p	2	20	50	158
mittl. Strahlstrom [Gog94] [mA]	e	1.33	7.7	15.5	–
	p	0.94	10.8	38.2	–
Mittlere Lebensdauer $(*)$ [h]	e	$4 - 10$	$4 - 10$	$6 - 12$	10
	p	> 100	> 100	> 100	20
σ_x $(*)$ [μm]	e	290	290		280
	p	330	240	210	265
σ_y $(*)$ [μm]	e	70	50		37
	p	100	70	65	84
σ_z $(*)$ [cm]	e	1	1		0.8
	p	20	20	20	11
Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ [GeV]		296	296	300	314
Spezifische Luminosität [Gog94] $[10^{29}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}]$		2.7	3.2	3.7	4.0
Maximale Luminosität [Lev94] $[10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$		0.22	1.3	3.5	16
Integrierte Luminosität $[\mathrm{nb}^{-1}\mathrm{a}^{-1}]$ (*HERA physics*) [Lev94]		55	10^3	$6 \cdot 10^3$	10^5

Tabelle 2.1: *Einige Parameter der Speicherringanlage HERA. Mit $(*)$ versehene Größen sind eigene Schätzungen oder aus [Lis95, Gel94].*

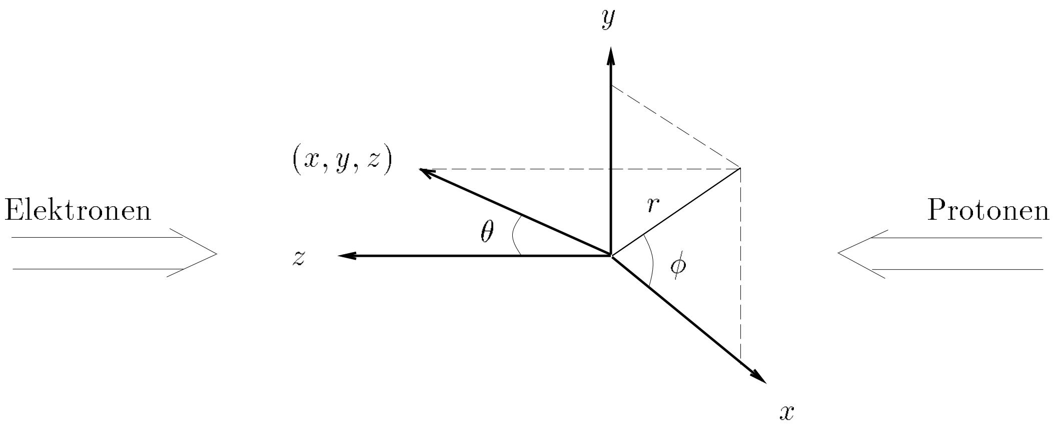


Abbildung 2.3: *Das H1-Koordinatensystem.*

die wesentlichen Komponenten des H1–Detektors — das Spurkammersystem, die Kalorimeter und das Myonsystem — beschrieben, und die weiteren Detektorteile erwähnt; anschließend wird das Konzept der Trigger und der Datennahme dargestellt, sowie die Rekonstruktion und Simulation von Ereignissen im H1–Detektor.

2.2.1 Das Spurkammersystem

Dem Nachweis von Spuren geladener Teilchen, genauer ihrer Richtung, ihrem Impuls und ihrem Energieverlust, dient das dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegende Spurkammersystem. Neben der Spurrekonstruktion ist durch das axiale Magnetfeld der zwischen LAr–Kalorimeter und Myon–System befindlichen Solenoid–Spule auch eine Impulsmessung möglich. Designkriterien waren unter anderen eine Impulsauflösung $\sigma_p/p^2 \approx 0.3\,\%\,\mathrm{GeV}^{-1}$ und eine Winkelauflösung $\sigma_\theta \approx 1$ mrad [H194.1].

Das Spurkammersystem (Abbildung 2.5) besteht aus den zentralen Spurkammern CTD, den vorderen Spurkammern FTD und der rückwärtigen Vieldraht–Proportionalkammer BPC[1]. Mit „Vorwärtsrichtung“ wird bei H1 konventionell der Bereich kleiner Polarwinkel θ bezeichnet. Einige Parameter der einzelnen Spurdetektoren sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

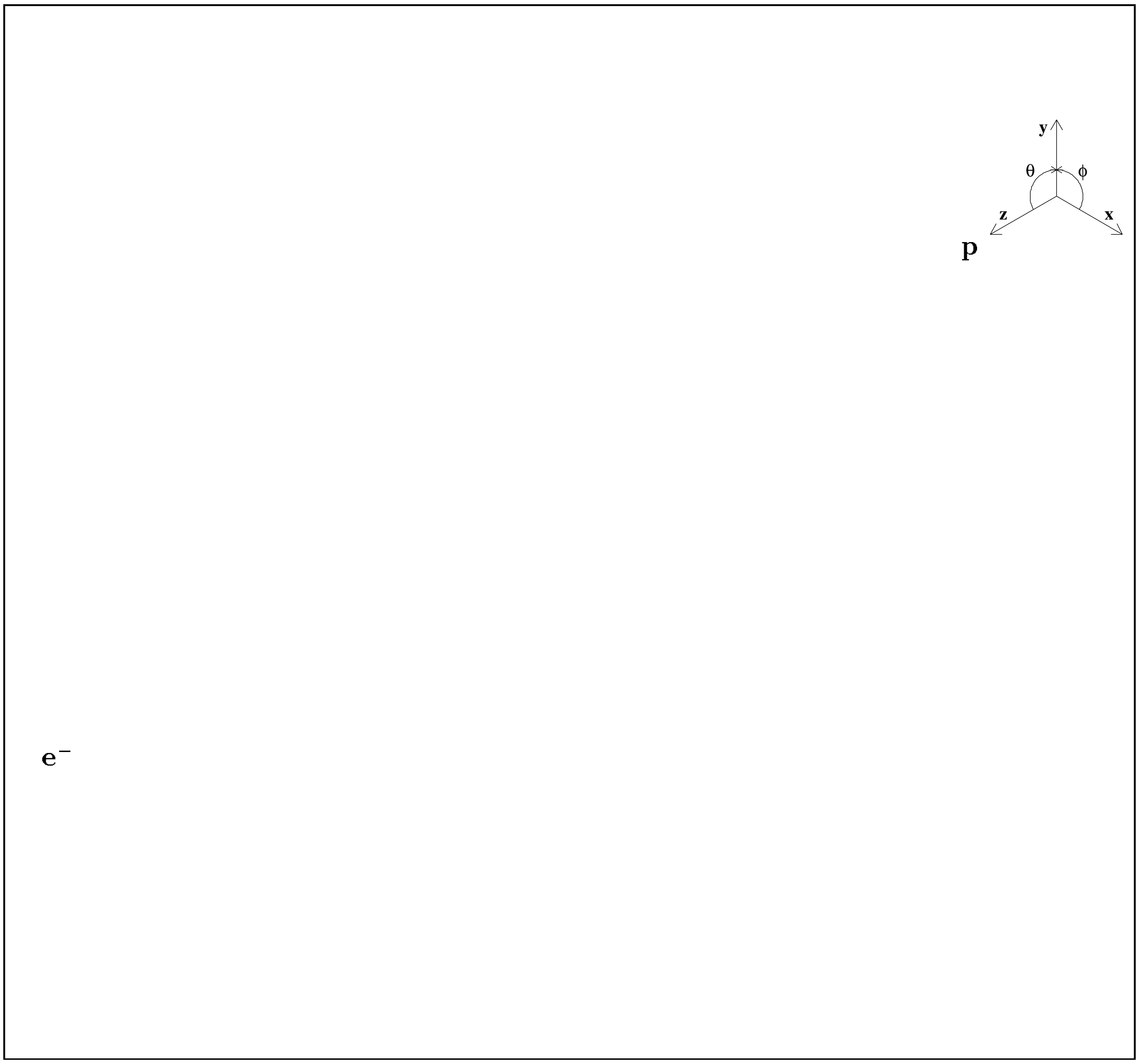
Zentrale Spurkammern (CTD)

Der CTD ist aus sechs Kammern aufgebaut, die in einem Aluminiumzylinder untergebracht sind und einen Polarwinkelbereich von $20^\circ \lesssim \theta \lesssim 160^\circ$ abdecken. Von innen nach außen besteht er aus CIP, CIZ, CJC 1, COZ, COP und CJC 2[2]. Vier der Komponenten dienen der Rekonstruktion von Spuren (CJC 1 und 2, CIZ und COZ), zwei weitere (CIP, COP) werden für Triggerzwecke genutzt.

---

[1] engl. **C**entral **T**racking **D**etector, **F**orward **T**racking **D**etector und **B**ackward **P**roportional **C**hamber.

[2] **C**entral **I**nner/**O**uter **P**roportional–, **J**et– und **Z**–Chamber



1	Strahlrohr und Strahlmagnete	2	Zentrale Spurenkammern
3	Vorwärtsspurkammern mit Übergansstrahlungsmodulen		
4	Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei/Flüssig–Argon)		
5	Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl/Flüssig–Argon)		
6	Supraleitende Spule ($B = 1.15\,\mathrm{T}$)	7	Kompensationsmagnet ($B = 4.83\,\mathrm{T}$)
8	Helium–Kälteanlage	9	Myon–Kammern
10	Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerrohrkammern)		
11	Myon–Toroidmagnet ($B = 1.6\,\mathrm{T}$)		
12	rückwärtige Spurenkammer und warmes elektromagnetisches Kalorimeter		
13	Vorwärtskalorimeter (*Plug*)	14	Betonabschirmung
15	Flüssig–Argon–Kryostat		

Abbildung 2.4: *Der H1–Detektor.*

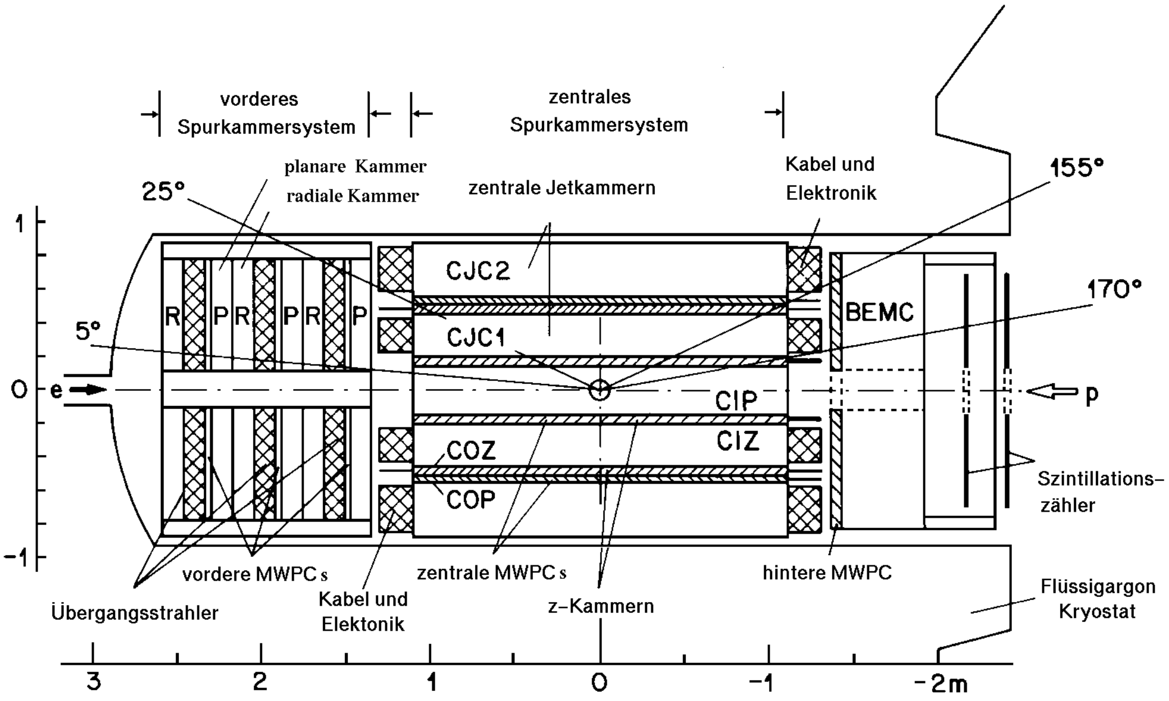


Abbildung 2.5: *Das Spurkammersystem des H1–Detektors.*

Von primärer Bedeutung für die Spurrekonstruktion sind die beiden konzentrischen Jetkammern (CJC 1 und CJC 2) vom JADE–Typ. Ihre insgesamt 2640 Signaldrähte sind parallel zur Strahlachse gespannt, die 30 (CJC 1) bzw. 60 (CJC 2) Driftzellen sind gegenüber der radialen Richtung um etwa 30° geneigt, um eine optimale Rekonstruktionsgenauigkeit und gute Doppelspurauflösung zu erreichen. Der gemessene Energieverlust dE/dx der Teilchen im Kammergas (Ar–CO_2CH_4–Gemisch) kann zur Teilchenidentifikation benutzt werden; angestrebt ist hier eine Genauigkeit von $\sigma_{dE/dx} = 6\ \%$ [H194.1].

In der Datennahmeperiode 1993 waren in Teilen der CJC 1 Signaldrähte gerissen; dadurch ergeben sich Akzeptanzlücken im Azimut ϕ, die zu einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit für Teilchen führen (vgl. Abbildung 3.6 auf Seite 38).

Die z–Koordinate wird in den Jetkammern mit Hilfe von Ladungsteilung bestimmt. Um eine bessere Auflösung zu erreichen sind innerhalb und außerhalb der CJC 1 dünne Driftkammern (CIZ und COZ) angebracht, die eine Messung der z–Koordinaten von Spuren mit einer Genauigkeit von typischerweise $\sigma_z = 300\,\mu$m ermöglichen [H194.1]. Sie bestehen aus 15 bzw. 24 Zellen mit 4 Lagen azimutal gespannter Signaldrähte.

Die Vieldrahtproportionalkammern CIP (an der Innenseite der CIZ) und COP (an der Innenseite der CJC 2) bestehen aus je zwei in ϕ und θ segmentierten Kammern mit parallel zur Strahlachse verlaufenden Drähten. Ihre Signale dienen der Gewinnung schneller Triggersignale für den L1–Trigger (Abschnitt 2.2.5) und liefern eine grobe Richtungsinformation.

In der Betriebspause 1994/95 wurde im Bereich des H1–Detektors ein neues Strahlrohr

Spurkammer	aktiver Bereich						Auflösung			
	radial		z		polar		$\sigma_{r\phi}$	σ_z	σ_r	$\sigma_{x,y}$
	min	max	min	max	min	max				
	[cm]	[cm]	[cm]	[cm]	[°]	[°]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
CIZ	17.4	20.0	−108.0	72.0	13.6	170.8	28	0.26	–	–
CJC 1	20.3	45.1	−112.5	107.5	10.7	169.7	0.17	22	–	–
COZ	46.0	48.5	−110.5	105.5	23.6	157.3	58	0.20	–	–
CJC 2	53.0	84.4	−112.5	107.5	26.3	154.7	0.17	22	–	–
FTD planar	15.0	75.0	132.2	243.7	3.6	29.5	–	–	–	0.16
FTD radial							0.19	–	30	–
BPC	13.5	65.0	−142.8	−139.6	155.1	174.5	–	–	–	2.0

Tabelle 2.2: *Einige Parameter der Spurkammern des H1–Detektors [H194.1, Kas94]. Die Polarwinkelbereiche folgen aus der Bedingung, daß ein Teilchen, das vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommt, die jeweils äußersten Drähte der Kammern trifft.*

installiert sowie innerhalb der zentralen Spurkammern der Silizium–Spurdetektor CST[3], der im rückwärtigen Bereich durch den Silizium–Spurdetektor BST[4] ergänzt wird.

Vordere Spurkammern (FTD)

Das vordere Spurkammersystem ist von zentraler Bedeutung für diese Untersuchung. Spuren geladener Teilchen, die die Wechselwirkungszone des H1–Detektors unter kleinen Polarwinkeln $\theta \lesssim 30°$ verlassen, werden vom axialen Magnetfeld des Solenoidmagneten schwächer abgelenkt als solche im Zentralbereich des Detektors. Um dennoch eine Impulsmessung mit vergleichbarer Genauigkeit zu ermöglichen, sind im Vorwärtsbereich Spurkammern mit einer höheren Signaldrahtdichte in der Krümmungsebene des Magnetfeldes installiert.

Der FTD besteht aus drei baugleichen *Supermodulen*, die in Richtung der z–Achse hintereinander angeordnet sind. Jedes Supermodul enthält, vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet, ein *planares* Modul bestehend aus drei Driftkammern, eine Vieldrahtproportionalkammer MWPC (*Multiwire Proportional Chamber*), ein Übergangsstrahlungsmodul TR (*Transition Radiator*) sowie ein *radiales* Modul aus einer Driftkammer (Abbildung 2.5 und 2.6).

In den planaren Driftkammern sind die Signaldrähte parallel zueinander und senkrecht zur Strahlachse gespannt. Die drei Kammern in jedem Supermodul sind untereinander um jeweils 60° gedreht, so daß eine homogene räumliche Auflösung der x– und y–Koordinate erreicht wird. Jede Kammer enthält 32 Driftzellen mit je vier Signaldrähten, die eine Länge zwischen 460 mm und 1410 mm haben.

---

[3] **C**entral **S**ilicon **T**racker

[4] **B**ackward **S**ilicon **T**racker

Unmittelbar hinter jedem planaren Modul ist eine Vieldrahtproportionalkammer mit zwei Drahtebenen angebracht, die zur Bildung von Triggerelementen für den L1–Trigger eingesetzt werden.

Durchquert ein Teilchen das sich anschließende Übergangsstrahlungsmodul mit Lagen aus Polypropylen, entsteht weiche Übergangsstrahlung, die im folgenden radialen Modul nachgewiesen werden kann; für die damit mögliche Unterscheidung von Elektronen und Pionen ist eine Akzeptanz der Elektronen von 90 % bei 10 % Verunreinigung mit Pionen angestrebt [H194.1]. Das Kammergas der radialen Kammern für diesen Zweck ist ein Xenongemisch, mit dem die Anforderungen an die radialen Module als Spurkammern erfüllt werden und sie gleichzeitig als Übergangsstrahlungsdetektoren eingesetzt werden können. In der bisherigen Datennahme befanden sich die Übergangsstrahlungsmodule noch im Teststadium.

Neben ihrer Funktion in der Teilchenidentifikation sind die radialen Module für eine präzise Impulsmessung optimiert. Jede Kammer ist in 48 Sektoren in ϕ zu je 7.5° geteilt; ein Sektor entspricht einer Driftzelle mit 12 gegeneinander versetzten Signaldrähten. Durch diese Anordnung wird eine gute Auflösung in der Krümmungsebene des Magnet-

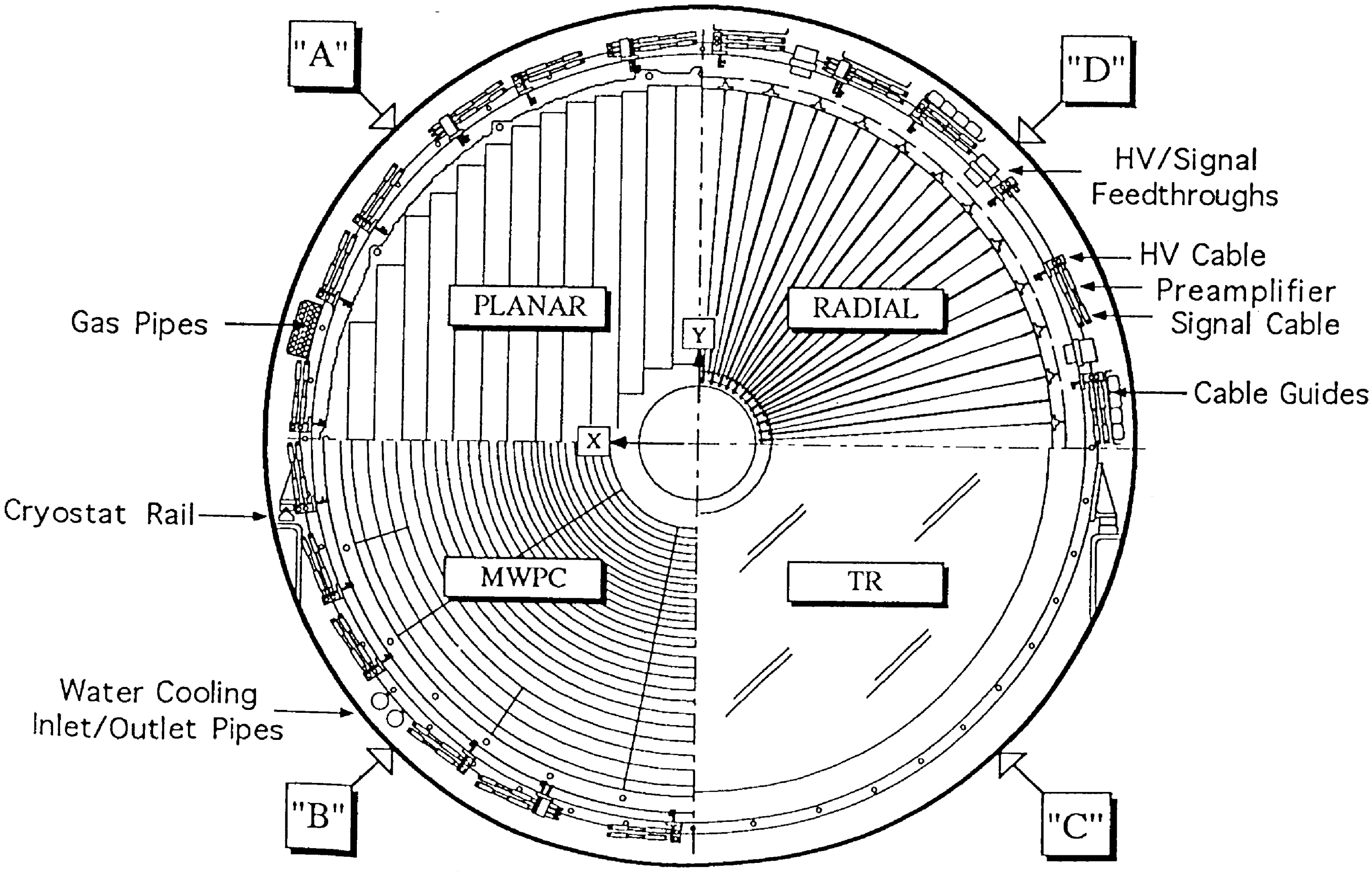


Abbildung 2.6: *Das vordere Spurkammersystem des H1–Detektors. Gezeigt ist die Orientierung der Kammern in den verschiedenen Modultypen in der x–y–Ebene.*

feldes erreicht. Eine grobe Bestimmung der radialen Koordinate ist durch Ladungsteilung möglich; problematisch ist allerdings, daß aus Platzgründen je zwei Signaldrähte, die im Azimut 105° auseinanderliegen, am äußeren Ende gemeinsam ausgelesen werden müssen, was bei großen Spurmultiplizitäten zu Fehlern führen kann.

Die Polarwinkelakzeptanz der vorderen Spurkammern hängt stark von der z–Koordinate des Ereignisvertex ab, der durch die longitudinale Ausdehnung der Protonpakete verschmiert ist. In Tabelle 2.3 sind die θ–Intervalle angegeben, für die die Randbereiche des FTD von Teilchenspuren durchquert werden.

Bedingung	Polarwinkel
maximales θ, um erstes planares Modul zu durchqueren	$21.0^\circ \leq \theta \leq 38.3^\circ$
maximales θ, bei dem alle Module durchquert werden	$13.8^\circ \leq \theta \leq 20.0^\circ$
minimales θ, bei dem alle Module durchquert werden	$4.7^\circ \leq \theta \leq 10.3^\circ$
minimales θ, um das letzte radiale Modul zu durchqueren	$3.0^\circ \leq \theta \leq 4.5^\circ$

Tabelle 2.3: *Winkelakzeptanz des vorderen Spurkammersystems. Die θ–Intervalle berechnen sich aus der Annahme einer möglichen e–p–Wechselwirkung im Bereich* ±50 *cm in z um den nominellen Wechselwirkungspunkt.*

Rückwärtige Proportionalkammer (BPC)

Der dem Spurkammersystem zugängliche Bereich wird durch die Vieldrahtproportionalkammer BPC auf $\theta \approx 175^\circ$ erweitert, so daß insbesondere Elektronen aus der ep–Streuung mit Viererimpulsüberträgen $Q^2 \lesssim 100$ GeV^2 rekonstruiert werden können. Die BPC besteht in z–Richtung betrachtet aus 4 azimutal gegeneinander verdrehten Lagen mit insgesamt 624 parallelen Signaldrähten, und ist an der zum Vertex weisenden Seite des rückwärtigen Kalorimeters BEMC[5] befestigt.

2.2.2 Kalorimetrie

Die H1–Kalorimeter sollen einerseits den Energiefluß von Ereignissen möglichst vollständig erfassen und präzise messen, andererseits können sie für eine zuverlässige Identifikation von Elektronen und Myonen genutzt werden. Hauptkomponente ist das Flüssig–Argon–Kalorimeter (LAr–Kalorimeter) [Cal93], das sich in einem Kryostaten befindet. Es wird in dieser Arbeit zur Identifizierung von Myonen eingesetzt. Daneben gibt es ergänzend mehrere „warme" Kalorimeter: das *Plug*–Kalorimeter in Vorwärtsrichtung, den *Tail Catcher* im instrumentierten Eisen und das BEMC [Kas94] in Rückwärtsrichtung; weitere Kalorimeter sind der Elektron– und der Photondetektor des Luminositätssystems.

---

[5] **B**ackward **e**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

Das Flüssig–Argon–Kalorimeter

Der weitaus größte Teil des Winkelbereichs wird vom nicht–kompensierenden LAr–Kalorimeter (Abbildung 2.7) abgedeckt. Es ist longitudinal achtfach segmentiert, wobei die einzelnen Segmente ihrerseits oktagonale Form haben. Jeder der Oktagon–Ringe besitzt acht elektromagnetische und acht hadronische Module (Oktanten), mit Ausnahme des hintersten Ringes, der keine hadronischen, und eines der vorderen Ringe, der keine elektromagnetischen Module enthält.
Um die Dicke des inaktiven Detektormaterials zu minimieren, das Teilchen vor Erreichen des Kalorimeters durchqueren müssen, ist das LAr–Kalorimeter *innerhalb* der supraleitenden Spule aufgebaut.

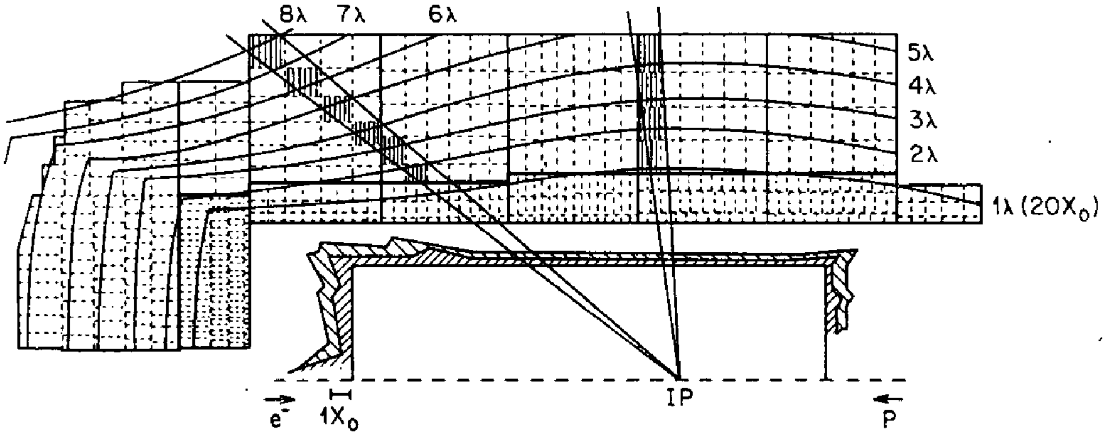


Abbildung 2.7: *Das Flüssig–Argon–Kalorimeter. Dargestellt ist die Segmentierung und Zellstruktur des Kalorimeters sowie seine Dicke in Wechselwirkungslängen λ für Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt (IP) kommend den Detektor durchqueren.*

Das LAr–Kalorimeter ist als Sampling–Kalorimeter konstruiert, wobei als Absorbermaterial im elektromagnetischen Teil 2.4 mm dicke Bleiplatten und im hadronischen Teil 16 mm dicke Edelstahlplatten verwendet werden, zwischen denen sich sensitive Schichten von Flüssig–Argon der Dicke 2.35 mm und 2×2.4 mm befinden.

Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters variiert mit θ zwischen 20 und 30 Strahlungslängen X_0, die des gesamten Kalorimeters zwischen 5 und 8 hadronischen Wechselwirkungslängen λ, wobei die größeren Werte für den Vorwärtsbereich gelten; dort ist auch die Granularität am feinsten.

Insgesamt werden etwa 45000 Signale elektronisch ausgelesen. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils beträgt $\sigma_{E_{elm}}/E_{elm} \approx 11\,\%\,/\sqrt{E_{elm}\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\,\%$, die des hadronischen Kalorimeters ist $\sigma_{E_{had}}/E_{had} \approx 50\,\%\,/\sqrt{E_{had}\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 2\,\%$ (Teststrahlmessungen mit Elektronen bzw. Pionen [Cal93]).

Andere Kalorimeter

Neben dem LAr–Kalorimeter werden die folgenden Kalorimeter eingesetzt:

Plug–Kalorimeter Das Plug–Kalorimeter deckt die extreme Vorwärtsrichtung des H1–Detektors ab, es ist sensitiv im Bereich $0.7^\circ \lesssim \theta \lesssim 3.2^\circ$. Das Plug ist ein Sampling–Kalorimeter mit Kupfer als Absorbermaterial und Siliziumdetektoren zur Signalerzeugung. Es hat eine Dicke von $4\,\lambda$ und $45\,X_0$ und erreicht eine Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 150\,\%\,/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}$ [H194.1].

Tail Catcher Insgesamt elf der Lagen mit Streamerrohrkammern des instrumentierten Eisens, das im nächsten Abschnitt beschrieben wird, sind mit rechteckigen Elektroden ausgestattet, die analog ausgelesen werden und eine Energiemessung ermöglichen. Mit ihrer Hilfe soll die möglicherweise aus dem LAr–Kalorimeter oder dem BEMC leckende Energie bestimmt werden. Das Eisenjoch hat eine Dicke von $6.5\,\lambda$, die Energieauflösung des *Tail Catchers* ist $\sigma_{E_{had}}/E_{had} \approx 100\,\%\,/\sqrt{E_{had}\,[\mathrm{GeV}]}$ [H194.1].

BEMC Der rückwärtige Bereich des H1–Detektors wird vom LAr–Kalorimeter ausgespart, um den Zugang zu den Spurkammern zu gewährleisten. Hier ist das BEMC eingebaut, das den Polarwinkelbereich $151^\circ \lesssim \theta \lesssim 177^\circ$ abdeckt. Es ist ein Blei–Szintillator Sampling–Kalorimeter mit einer Dicke von $22\,X_0$ und einer Auflösung $\sigma_E/E \approx 9\,\%\,/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\,\%$ (Teststrahlmessungen am DESY und CERN [Kas94]). Das BEMC ist am Ende der Betriebsperiode 1994 demontiert und durch das wesentlich massivere *Spaghetti–Kalorimeter* SPACAL ersetzt worden, das neben dem elektromagnetischen auch über einen hadronischen Teil verfügt. Anstelle der BPC ist an der zum Vertex weisenden Seite des SPACAL eine zusätzliche Driftkammer BDC[6] angebracht.

Elektron– und Photondetektor Die Bestimmung der absoluten Luminosität in der Wechselwirkungszone des H1–Detektors geschieht über den Bethe–Heitler–Bremsstrahlungsprozeß $e\,p \longrightarrow e\,p\,\gamma$ mit bekanntem Wirkungsquerschnitt. Zu diesem Zweck sind bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ der Elektron–*Tagger* und bei $z = -102.9\,\mathrm{m}$ der Photondetektor nahe der Strahlachse ($\theta \lesssim 5\mathrm{mrad}$) angebracht. Die Energieauflösung dieser beiden Čerenkov–Kalorimeter beträgt $\sigma_E/E \approx 10\,\%\,/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\,\%$ [H194.1].
Im Elektron–Tagger werden außerdem auslaufende Elektronen aus Photoproduktionsereignissen mit $Q^2 \lesssim 0.01\ \mathrm{GeV}^2$ und $0.2 \lesssim y \lesssim 0.8$ nachgewiesen; dabei ist $y \approx 1 - E_{e'}/E_e$ die *Inelastizität*, E_e und $E_{e'}$ sind die Energie des einlaufenden und des auslaufenden Elektrons.

2.2.3 Das Myonsystem

Von zentraler Bedeutung für diese Arbeit ist das Myonsystem des H1–Detektors. Es besteht aus dem Myondetektor („instrumentiertes Eisen“) [Kru94] und dem Vorwärts–

---

[6] **B**ackward **D**rift **C**hamber

Myon–Spektrometer FMD[7] [Phi93, Sut93, Hil93], die im folgenden beschrieben werden.

Das instrumentierte Eisen

Das Eisenjoch, das der Rückführung des magnetischen Flusses dient, ist in drei Bereiche unterteilt: den Zentralbereich (*Barrel*, $35^\circ \lesssim \theta \lesssim 130^\circ$) sowie die vordere ($4^\circ \lesssim \theta \lesssim 35^\circ$) und hintere ($130^\circ \lesssim \theta \lesssim 171^\circ$) Endkappe (*Forward Endcap* FEC und *Backward Endcap* BEC). Es wird als aktiver Detektor zur Myonerkennung und ferner zur Energiemessung genutzt. Zu diesem Zweck sind in die Schlitze von 2.5 cm (Zentralbereich) bzw. 3.5 cm Breite (Endkappen) zwischen den 7.5 cm dicken Eisenplatten Streamerrohrkammern eingeschoben worden (Abbildung 2.8). Es entstehen so insgesamt zehn Lagen, von denen eine doppelt bestückt ist. Zusätzlich sind außen und innen am Eisenjoch Stahlbehälter mit je drei weiteren Lagen Streamerrohrkammern angebracht, so daß ein Teilchen insgesamt maximal 16 Kammern durchquert. Diese Zahl kann im Zentralbereich nicht immer erreicht werden, da aus konstruktiven Gründen unbestückte Profile eingebaut wurden. Sie sind so angeordnet, daß ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt kommt, maximal ein unbestücktes Profil durchquert. Die Lageneffizienz der Kammern beträgt etwa 80 % [H194.1].

Der Myondetektor ist in *Module* unterteilt (Abbildung 2.9); die Endkappen sind aus jeweils 16 Modulen zusammengesetzt (achtfache Segmentierung in y– und zweifache in x–Richtung), der Zentralbereich besteht aus 32 Modulen (zweifache Segmentierung in z– und sechzehnfache in ϕ–Richtung). Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist schlechter für Spuren, die den Grenzbereich zweier Module durchqueren (s. Abbildung 2.10). Außerdem treten Probleme bei der Rekonstruktion von Spuren auf, die zum Teil im Zentralbereich, zum Teil im Bereich einer Endkappe verlaufen, da die Spurrekonstruktion für Zentralbereich und Endkappen getrennt vorgenommen wird, und Spurstücke aus verschiedenen Bereichen nicht verbunden werden.

Die Streamerrohrkammern, die einen quadratischen Querschnitt von 1 cm × 1 cm haben, sind so orientiert, daß die Drähte in den Endkappen in Richtung der x–Achse weisen und im Zentralbereich parallel zum Protonstrahl gespannt sind. Jeweils acht Kammern bilden ein *Profil*, zwei Profile werden zu einem gasdicht verschlossenen *Element* zusammengefaßt. Auf der Oberseite der Elemente sind in fünf der sechzehn Lagen senkrecht zu den Drähten in Abständen von 20 mm streifenförmige Elektroden aufgeklebt, so daß die Messung einer zweiten Ortskoordinate möglich ist.

Die insgesamt 103000 Drähte und 28700 Streifen werden digital ausgelesen; Signale der Elektroden in den beiden doppelten Streifenlagen in den Myonboxen werden zu je einem Signal verodert. Die räumliche Auflösung ergibt sich aus der Geometrie der Kammern und beträgt für die Drähte $\sigma_{wire} \approx 3 - 4$ mm, für die Streifen $\sigma_{strip} \approx 10 - 15$ mm. Die erreichte Impulsgenauigkeit liegt im Zentralbereich bei $\sigma_{Q/p} \approx 30$ %; der Impulsfehler kann im Bereich der Endkappen auf mehrere 100 % ansteigen, da hier das Magnetfeld kleiner und inhomogener ist [Kru94]. Liegt der Wert des Integrals $\int \boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{dl}$ entlang des Weges der Teilchenspur nahe Null, ist überhaupt keine Bestimmung des Teilchenimpulses

---

[7] **F**orward **M**yon **D**etector

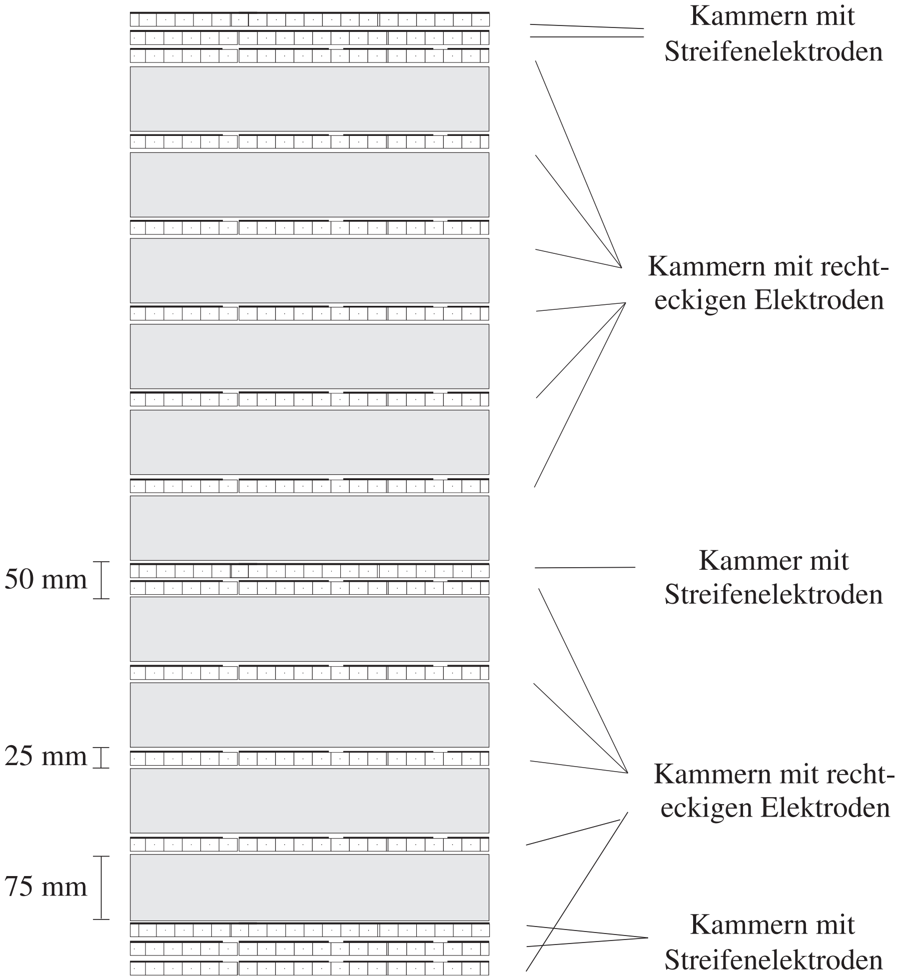


Abbildung 2.8: *Querschnitt des instrumentierten Eisens [Kru94].*

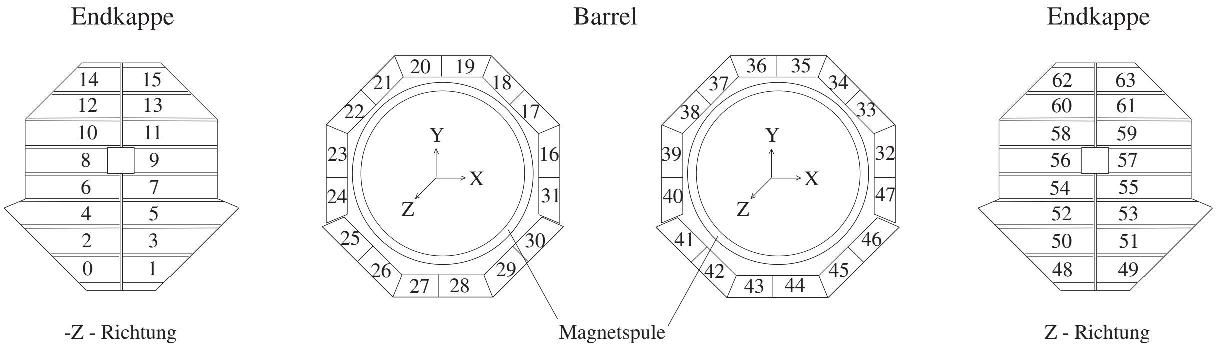


Abbildung 2.9: *Die Unterteilung des Myondetektors in Module [Kru94].*

möglich. Aus diesen Gründen wird das instrumentierte Eisen in dieser Arbeit nicht zur Impulsmessung benutzt.

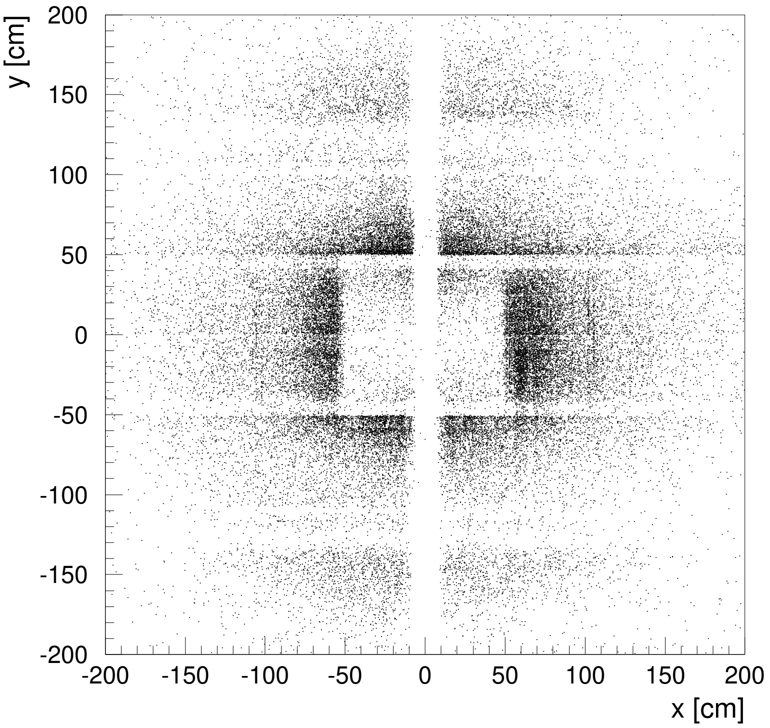


Abbildung 2.10: *Durchstoßpunkte von Eisenspuren in der vorderen Endkappe. x und y sind für den ersten angepaßten Spurpunkt angegeben.*

Das Vorwärts–Myon–Spektrometer

Das Myonsystem wird in Vorwärtsrichtung ergänzt durch das Vorwärts–Myon–Spektrometer (Abbildung 2.11), mit dem im Winkelbereich $3° \lesssim \theta \lesssim 17°$ Myonen mit einem Impuls oberhalb etwa 5 GeV nachgewiesen werden können. Der FMD wird in dieser Arbeit nur zur Identifizierung von Myonen genutzt, um Kriterien zur Selektion von Myonen in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens zu entwickeln; es kann davon ausgegangen werden, daß es sich bei einem Teilchen, das eine qualitativ gute Spur im FMD hinterläßt, um ein Myon handelt.

Der FMD besteht aus jeweils drei Ebenen mit Driftkammern vor und hinter einem 1.20 m dicken Toroidmagneten mit einem Magnetfeld der Stärke $B(r) \approx 1.5 - 1.75$ T. Die senkrecht zur Strahlachse gespannten Drähte sind so orientiert, daß in der ersten und dritten Ebene vor und hinter dem Toroiden im wesentlichen der Polarwinkel θ und somit der Impuls bestimmt wird und in der mittleren Ebene der Azimut ϕ.

Jede Ebene besteht aus Oktanten aus Aluminium mit je einer Lage Driftkammern auf beiden Seiten, deren Zellen um eine halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt sind, um die Driftkammerambiguität aufzulösen. Die einzelnen Zellen sind in z–Richtung 2 cm tief, haben eine Breite von 12 cm und eine Länge von 40 cm bis 240 cm. Die erreichbare Impulsauflösung ist durch zwei Komponenten bestimmt: bei „kleinen" Impulsen $p \approx 5$ GeV ist sie von Vielfachstreuung dominiert und beträgt etwa 24 %, bei größeren Impulsen macht sich der Einfluß der räumlichen Kammerauflösung bemerkbar, so daß der Fehler bei $p \approx 200$ GeV ungefähr 34 % wird [H194.1].

2.2.4 Weitere Komponenten des H1–Detektors

ToF und Vetowände Im rückwärtigen Bereich des Detektors befinden sich der Flugzeitdetektor ToF (*Time of Flight*, bei $z = -1.95$ m und $z = -2.25$ m) und die Vetowände (bei $z = -6.5$ m und $z = -8.1$ m). Es handelt sich hierbei um Platten aus Plastik–Szintillatoren, die zu Triggerzwecken bei der Erkennung von Untergrundereignissen aus Wechselwirkungen des Protonstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr (Strahl–Gas–Ereignisse) oder der Strahlrohrwand (Strahl–Wand–Ereignisse) eingesetzt werden.

Proton–Tagger Protonfragmente, die den Wechselwirkungspunkt unter so kleinen Winkeln verlassen, daß sie im H1–Detektor nicht nachgewiesen werden können, werden zum Teil mit Hilfe des Proton–*Taggers* nachgewiesen, der aus sieben Szintillator–Paddeln bei $z = 24$ m besteht.

Neutron–Detektor Unterhalb des Protonstrahlrohres befindet sich bei $z = 106$ m der Neutron–Zähler, ein Blei–Szintillator–Kalorimeter für den Nachweis von Neutronen

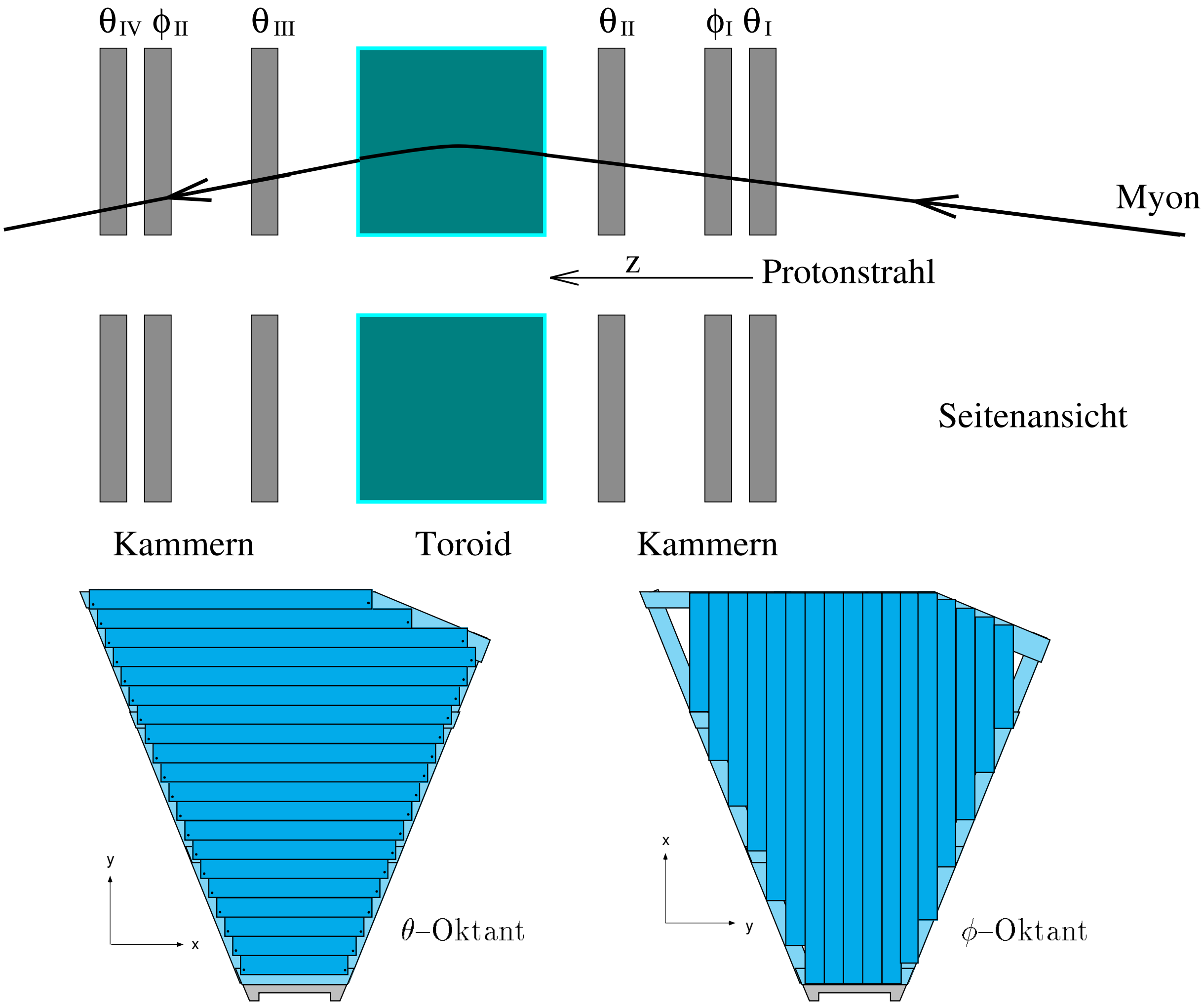


Abbildung 2.11: *Das Vorwärts-Myon-Spektrometer [Bis95].*

aus Ereignissen mit diffraktiver Dissoziation.

Vorwärts–Proton–Spektrometer 1994 wurden testweise zwei Stationen mit sogenannten „römischen Töpfen“ bei $z = 81$ m und $z = 90$ m installiert [Pro94, Wil95], die in Zukunft Protonen aus diffraktiven Prozessen mit elastisch gestreutem Proton nachweisen sollen.

2.2.5 Das Trigger– und Datennahmesystem

Aufgabe des H1–Triggersystems ist es, physikalisch interessante Ereignisse aus *ep*–Wechselwirkungen von Untergrundereignissen zu trennen, die mit einer wesentlich höheren Rate auftreten. Die wichtigsten nicht–*ep*–Untergrundquellen sind in Tabelle 2.4 mit den erwarteten Ereignisraten bei Erreichen der Designparameter angegeben.

Untergrundart	erwartete Rate unter Designkonditionen
Strahl–Gas–Wechselwirkung	$1 - 3$ kHz
Strahl–Wand–Wechselwirkung	$40 - 250$ kHz
Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung	2 kHz

Tabelle 2.4: *Untergrundquellen im H1–Detektor [Han93, Kru94].*

Zur Reduktion des Untergrundes kommt bei H1 ein vierstufiges Triggersystem zum Einsatz, dessen einzelne Stufen als *Level 1* bis *Level 4* (L1 bis L4) bezeichnet werden. In den bisherigen Datennahmeperioden wurden nur L1 und L4 eingesetzt.

L1 Der L1–Trigger ist ein totzeitfreier Hardwaretrigger, der unter Designbedingungen eine Eingangsrate von $50 - 100$ kHz auf etwa 1 kHz reduzieren sollte. Ohne die intermediären Trigger L2 und L3 muß die Rate von L1 alleine auf 50 Hz reduziert werden, die durchschnittliche Rate betrug 1994 30 bis 40 Hz [Sef94]. Wegen der sehr kurzen Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen werden die Daten in einer *Pipeline* für 24 *Bunchcrossings* zwischengespeichert, so daß die Entscheidungszeit des Triggers 2.3 μs beträgt.
Der L1–Trigger verknüpft maximal 128 Triggerelemente der verschiedenen Detektorkomponenten zu maximal 128 Subtriggern, die in der zentralen Triggerlogik verodert werden. Für die Datennahmeperiode 1995 ist eine Erweiterung um 64 Triggerelemente vorgesehen [Rie95]. Bei einer positiven Entscheidung (*L1–Keep*) beginnt die Totzeit der Datennahme.

L2 Der L2–Hardwaretrigger startet bei Auslösung des *L1–Keep*. L2 soll mit Hilfe neuronaler Netzwerke und topologischer Korrelationen bei einer Entscheidungszeit von 20 μs die Ereignisrate auf 200 Hz verringern; außerdem startet der L2–Trigger die Signalauslese.

L3 Der L3–Trigger ist ein Softwaretrigger auf der Basis einer eingeschränkten Ereignisinformation, der innerhalb von 800 μs die Rate auf 50 Hz reduzieren soll.

L4 In der vierten Triggerstufe stehen die gesamten Daten aller Detektorkomponenten zur Verfügung, um mit Hilfe eines Multiprozessorsystems (*Filter–Farm*) die Ereignisrate auf unter 10 Hz zu verringern. Hierzu wird eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion durchgeführt, die als Basis schneller Filteralgorithmen dient. Das Ergebnis des L4–Triggers liegt nach etwa 100 ms vor.

Die Daten der nach L4 verbleibenden Ereignisse (*Rohdaten*) werden über eine schnelle Glasfaserverbindung zu UNIX–Workstations transferiert und auf Magnetbändern (*Cartridges*) gespeichert.

Elemente des L1–Triggers

Hier werden kurz die in dieser Arbeit wesentlichen Triggerelemente aufgeführt. Weitere Informationen zum H1 Trigger– und Datennahmesystem finden sich z. B. bei [Els93, Sef94, Rie95, Sef].

ToF–Trigger Teilchen aus Wechselwirkungen des Protonstrahls *vor* Erreichen der H1–Wechselwirkungszone passieren das ToF–System etwa 13 ns *vor* solchen aus *ep*–Reaktionen. Mit Hilfe des Triggerelementes $\neg ToF\_BG$ kann dieser Untergrund teilweise verworfen werden; es ist in den meisten physikalischen Subtriggern enthalten. Das Zeichen $\neg$ steht für die logische Negation.

z–Vertex–Trigger Das Signal des z–Vertex–Triggers [Eic92] wird mit Hilfe der Proportionalkammern CIP und COP sowie der MWPC im ersten Supermodul des FTD gebildet. Die Schnittpunkte der durch Kombination der Signale gewonnenen Spursegmente mit der z–Achse werden in das sogenannte z–Vertex–Histogramm eingetragen; hieraus werden je nach Signifikanz des Histogramms verschiedene Triggerelemente gebildet. In dieser Arbeit wird das Triggerelement $\neg zVtx\_Max$ benutzt, das anzeigt, daß im z–Vertex–Histogramm weniger als 15 Einträge sind, sowie das Triggerelement $zVtx\_Mu$, das bei bestimmten Signifikanzbedingungen des Maximums im z–Vertex–Histogramm anspricht.

Driftkammertrigger Durch den CJC–Trigger [Wol92] werden Spuren geladener Teilchen in der $r\phi$–Projektion erkannt, wenn die Signalhöhe definierte Schwellenwerte überschreitet und mit vorgegebenen Spurmustern übereinstimmt. Für das Triggerelement $DCRPh\_Ta$ wird verlangt, daß in den zentralen Driftkammern mindestens eine Spur mit einem Transversalimpuls $p_t \geq 450$ MeV erkannt worden ist.

Der Myontrigger Jedes der 64 Module des Myondetektors liefert Signale aus fünf der sechzehn Lagen mit Streamerrohrkammern, von innen nach außen sind dies die Lagen 3, 4, 5, 8 und 12. Für ein Triggersignal werden drei der fünf Lagen in einem Modul verlangt, im Bereich der vorderen Endkappe vier Lagen. Aus den Signalen jedes Detektorbereichs (vordere/hintere Endkappe sowie vorderer/hinterer Zentralbereich) werden jeweils zwei Triggerelemente gebildet.

Die Endkappen werden im Polarwinkel unterteilt in innere und äußere Endkappen[8], insbesondere die Rate des aus den Signalen der vorderen inneren Endkappe gebildeten Triggerelementes *Mu_FIEC* ist hoch aufgrund von protonstrahlinduzierten Untergrundereignissen. Die Unterteilung zwischen vorderem und hinterem Zentralbereich wurde 1993 nicht benutzt, eingesetzt wurden die folgenden 8 Triggerelemente:

Mu_BIEC*, *Mu_BOEC*, *Mu_FIEC*, *Mu_FOEC* und *Mu_Bar für das Signal eines Myons im jeweiligen Detektorbereich;

Mu_2_BIoOEC*, *Mu_2_FIoOEC*, *Mu_2_Bar für das Signal von mehr als einem Myon im jeweiligen Detektorbereich[9].

Problematisch ist dabei, daß die Signale von innerer und äußerer vorderer Endkappe zur Bildung des *Mu_2_FIoOEC*–Elementes verodert werden, so daß dessen Rate durch den Beitrag des inneren Bereiches mit wesentlich höherer Rate dominiert wird.

Weitere Triggerelemente Der topologische *Forward–Ray*–Trigger erkennt Strahlen in Vorwärtsrichtung (*Rays*) aus den Signalen der CIP und der vorderen Proportionalkammern. Das Triggerelement *FwdRay_Topo* ist die Veroderung verschiedener topologischer Anforderungen.

Für die eindeutige Zuordnung zwischen dem Triggersignal und dem auslösenden Ereignis ist ein t_0–Signal erforderlich, das von den meisten Detektorkomponenten geliefert wird. Benutzt werden in dieser Arbeit *FwdRay_T0*, das aus den vorderen Proportionalkammern gewonnen wird, und *Ray_T0*, das die logische Veroderung des t_0–Signals der zentralen und vorderen Proportionalkammern ist.

Sprechen mehr als drei Sektoren im rückwärtigen Teil der CIP an, so wird das Triggerelement *CIP_Bwd* ausgelöst; es dient als Veto gegen protonstrahlinduzierten Untergrund in Verbindung mit anderen Spurkammertriggern.

2.2.6 Ereignisrekonstruktion und –simulation

Die Rohdaten werden rekonstruiert, so daß sie in der Regel innerhalb weniger Stunden der Analyse zur Verfügung stehen. Nach der Rekonstruktion folgt eine weitere Reduktion der Ereigniszahl und eine Klassifizierung in physikalische Ereignisklassen. Das Ergebnis dieser POT und DST–Selektion[10] steht schließlich auf Festplatten einem schnellen Zugriff zur Verfügung, wobei die Datenein– und –ausgabe durch das Programmpaket FPACK [Blo94] organisiert wird.

Rekonstruktion

Die Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt mit dem Programmpaket H1REC. Sie gliedert sich in die folgenden wesentlichen Teile:

---

[8] *FI(O)EC* = **F**orward **I**nner (**O**uter) **E**ndcap und *BI(O)EC* = **B**ackward **I**nner (**O**uter) **E**ndcap

[9] *BIoOEC* = **B**ackward **I**nner **or** **O**uter **E**ndcap und *FIoOEC* = **F**orward **I**nner **or** **O**uter **E**ndcap

[10] **P**roduction **O**utput **T**ape, **D**ata **S**ummary **T**ape

- In den Spurkammern wird eine Mustererkennung und anschließende Spuranpassung vorgenommen. Die Spuren von zentralen und vorderen Spurkammern werden nach Möglichkeit verbunden. Das Ergebnis wird — wie alle Ergebnisse der Rekonstruktion — in BOS–Datenbanken[Blo87] abgespeichert.
- In den Kalorimetern werden die Zellenergien nach Kalibration und Berücksichtigung von Rauschen rekonstruiert. Es wird nach *Clustern* angesprochener Zellen gesucht, die den Spuren in den Spurkammern zugeordnet werden.
- Mit den Treffern im Myondetektor wird eine Mustererkennung und anschließende Spuranpassung vorgenommen; es wird nach Verbindungen zwischen Spuren im Spurkammersystem und im Myondetektor gesucht.

Die rekonstruierten Spuren in den Spurkammern werden durch eine Helix beschrieben, deren Projektion auf die x–y–Ebene ein Kreis ist. Für die Parametrisierung der Helix werden verschiedene äquivalente Formen benutzt; eine Möglichkeit, die z. B. in den BOS–Banken für zentrale Spuren vorkommt, ist der in Tabelle 2.5 angegebene Satz der fünf Parameter κ, dca[11], z_0, ϕ und θ.

Parameter	Einheit	Symbol	Wertebereich
Inverser Krümmungsradius	[cm^{-1}]	κ	$\pm\infty$
Kleinster Abstand zum Ursprung in der x–y–Ebene	[cm]	dca	$\pm\infty$
z–Koordinate am Punkt des dca	[cm]	z_0	$\pm\infty$
Azimutalwinkel am Punkt des dca	[rad]	ϕ	$]-\pi, \pi]$
Polarwinkel am Punkt des dca	[rad]	θ	$[0, \pi]$

Tabelle 2.5: *Helixparameter.*

Das Vorzeichen von κ ist so gewählt, daß Spuren negativ geladener Teilchen einen positiven Krümmungsradius erhalten. Um Diskontinuitäten zu vermeiden, ist das Vorzeichen von dca durch das Vorzeichen des Vektorproduktes $\boldsymbol{dca} \times \boldsymbol{p_t}$ bestimmt. Eine ausführliche Darstellung der Parameter– und Vorzeichenwahl ist bei [Luc93] zu finden.

Rekonstruktion im vorderen Spurkammersystem

Die Rekonstruktion von Spuren im vorderen Spurkammersystem, wie sie 1993 eingesetzt wurde, beginnt mit der Suche nach Spursegmenten in den Moduln des FTD. Segmente in den planaren Moduln müssen mindestens neun Treffer — in jeder Kammer mindestens drei — aufweisen; in den radialen Moduln ist die minimale Trefferzahl vier.

Anschließend werden Segmente in den planaren Moduln untereinander zu Spuren verbunden und zugehörige radiale Segmente gesucht; dasselbe Verfahren wird dann ausgehend

---

[11] **D**istance of **c**losest **a**pproach

von radialen Segmenten durchgeführt. Kommen Spursegmente sowohl in einer planar–basierten als auch in einer radial–basierten Spur vor, so wird die radial–basierte Spur verworfen.

Verbleibende einzelne Segmente in den planaren Moduln werden mit radialen Segmenten verbunden. Die am Ende unverbundenen planaren und radialen Segmente werden als Spuren gemeinsam mit den Spuren aus der Segmentverbindung einem Kalman–Filter [Fru87] unterzogen und in der BOS–Bank FTKR abgespeichert.

Bei der Verbindung von Spuren in den zentralen und vorderen Spurkammern sowie der Vertexanpassung von Vorwärtsspuren wird eine etwaige Verschiebung und Rotation des vorderen Spurkammersystems gegenüber dem zentralen Spurkammersystem beachtet. Im Jahre 1993, aus dem der Hauptteil der in dieser Arbeit benutzten Daten stammt, konnte keine Evidenz für eine Verschiebung oder Rotation gefunden werden. In der Rekonstruktion der Daten des Jahres 1994 wird eine vertikale Verschiebung um 5 mm berücksichtigt; darüberhinaus gibt es eine Neigung zwischen zentralem und vorderem Spurkammersystem, die aber bisher nicht hinreichend genau bestimmt wurde, um sie in der Rekonstruktion zu berücksichtigen [Bur95].

Eine Helix wird im vorderen Spurkammersystem durch die Koordinaten X_0, Y_0, Z_0, θ_0 und ϕ_0 an einem Punkt der Spur und die Spurkrümmung κ parametrisiert; die Parameter sind für den ersten und letzten Punkt der Spur angegeben.

Die Parameter zentraler und Vorwärtsspuren können ineinander umgerechnet werden [Sch93.2].

Der Polarwinkel $\theta = \theta_0$ ändert sich nicht; für den Azimut ϕ gilt

$$\phi = \arctan\left(\frac{\sin\phi_0 - \kappa X_0}{\cos\phi_0 + \kappa Y_0}\right) \; .$$

Für z_0 und dca gilt

$$\begin{aligned} z_0 &= Z_0 + \frac{\rho(\phi - \rho)}{\tan\theta_0} \quad \text{mit} \quad \rho = 1/\kappa \; ; \\ |dca| &= \sqrt{x_{dca}^2 + y_{dca}^2} \\ &= \sqrt{(X_0 + \rho(\sin\phi - \sin\phi_0))^2 + (Y_0 - \rho(\cos\phi - \cos\phi_0))^2} \; . \end{aligned}$$

Für

$$X_0^2 + Y_0^2 < 2\rho(X_0 \sin\phi_0 - Y_0 \cos\phi_0)$$

erhält dca das Vorzeichen der Krümmung κ, ansonsten das umgekehrte Vorzeichen.

Simulation

Der Abschätzung der Reaktion des H1–Detektors auf physikalische Prozesse sowie dem Vergleich theoretischer Vorhersagen mit Messungen dienen Ereignisgeneratoren (*Monte–Carlo–Generatoren*), die physikalische Prozesse auf Viererverktorebene simulieren.

Die vollständige Detektorantwort des H1–Detektors auf einzelne Teilchen oder Ereignisse wird mit dem Programmpaket H1SIM [Mey91] erzeugt. Dabei werden zunächst die Teilchen unter Berücksichtigung des Energieverlustes, der Vielfachstreuung sowie des Magnetfeldes durch den Detektor verfolgt und anschließend die Antwort der Detektorkomponenten bestimmt; schließlich werden die Triggerbedingungen simuliert. Außerdem werden Zerfälle instabiler Teilchen vorgenommen; lediglich der Zerfall von Teilchen mit einer Lebensdauer kleiner als 8 ns wird — mit einigen Ausnahmen — bereits im Generatorprogramm simuliert.

Die Detektorsimulation insbesondere der Trigger wird anhand „echter“ e–p–Ereignisse optimiert.

Die derart gewonnenen Rohdaten werden dann vom gleichen Rekonstruktionsprogramm H1REC bearbeitet, das auch experimentell gewonnene Daten rekonstruiert.

Kapitel 3

Identifikation von Myonen im H1–Detektor

In diesem Kapitel werden Kriterien vorgestellt, mit deren Hilfe die Identifikation von Myonen im Vorwärtsbereich des H1–Detektors möglich ist. Der Vorwärtsbereich ist dabei durch die vordere Endkappe des instrumentierten Eisens definiert, d. h. es werden Myonkandidaten, die vom Wechselwirkungspunkt kommend mit der Strahlachse einen Polarwinkel $\theta \lesssim 35°$ einschließen, gesucht.

Im Anschluß an die Beschreibung der Myonidentifikation im H1–Detektor und insbesondere das Verfahren der Verbindung von Spuren im Spurkammersystem mit solchen im Myondetektor wird zunächst die Selektion in der vorderen Endkappe des Myondetektors dargestellt; es folgt ein Abschnitt über die Identifikation von Myonen im LAr–Kalorimeter. Nach Erläuterung der Anforderungen an gute Spuren in den Spurkammern — für zentrale und vordere Spurkammern sowie gemeinsam parametrisierte, sogenannte *kombinierte* Spuren — wird die gesamte Selektion zusammengefaßt.

3.1 Methoden der Myonidentifikation bei H1

Die Identifikation von Myonen im H1–Detektor stützt sich auf die Rekonstruktion von Spurstücken im instrumentierten Eisen [Kru94] und im Vorwärts–Myon–Spektrometer FMD [Phi93]. Im instrumentierten Eisen können Myonen mit einer Energie ab etwa 2 GeV nachgewiesen werden, der FMD dient dem Nachweis hochenergetischer Myonen ($p \gtrsim 5$ GeV) im Vorwärtsbereich.

Für einen Myonkandidaten wird in dieser Arbeit eine Verbindung zu einer Spur im Spurkammersystem verlangt.

Ein anderer Ansatz ist die Myonidentifikation mit Hilfe des LAr–Kalorimeters. Dabei werden Spuren aus dem Spurkammersystem in das Kalorimeter extrapoliert; ist die Energiedeposition dort kompatibel mit der eines minimalionisierenden Teilchens, so wird von einem Myonkandidaten gesprochen. Mit diesem Verfahren können Myonen mit Impulsen oberhalb etwa 1 GeV nachgewiesen werden.

3.1.1 Die Spurverbindung zwischen Myondetektor und Spurkammersystem

Das Verfahren der Verbindung von Spuren im Myondetektor und im Spurkammersystem ist bei [Sch93.1] ausführlich beschrieben; hier wird nur kurz die Methode skizziert.

In dem Verfahren werden geeignete Spuren im Spurkammersystem zum instrumentierten Eisen bzw. FMD extrapoliert und die χ^2–Wahrscheinlichkeiten dafür berechnet, daß die Spuren zu einer Spur im Myonsystem passen.

Eine Spur im Spurkammersystem muß drei Kriterien erfüllen, bevor sie zum Myonsystem extrapoliert wird:

1. Die Spurkrümmung muß so klein sein, daß das Teilchen aus geometrischen Gründen das Myonsystem erreichen kann, d. h.

   $$|\kappa| < \frac{0.003\ \mathrm{cm}^{-1}}{\sin\theta_z} ,$$

   wobei κ und θ_z die Krümmung und der Polarwinkel der Spur im Spurkammersystem sind.

2. Die Richtung der Spuren im Myon– und Spurkammersystem darf sich in polarer und azimutaler Richtung nicht zu sehr unterscheiden, im Polarwinkel lautet die Anforderung

   $$|\theta_z - \theta_m| < 0.2\,\mathrm{rad} ;$$

   Dabei ist θ_m der Polarwinkel der Spur im Myonsystem.

3. Entsprechend muß in azimutaler Richtung gelten:

   $$\begin{array}{ll} -\frac{\pi}{2} < \phi_m - \phi_z < 0.2\,\mathrm{rad} \quad \text{für} \quad \kappa < 0 & \text{und} \\ -\frac{\pi}{2} < \phi_z - \phi_m < 0.2\,\mathrm{rad} \quad \text{für} \quad \kappa > 0 & , \end{array}$$

   wobei die Krümmung der Spur aufgrund des Magnetfeldes durch die asymmetrischen Schnitte berücksichtigt wird.

Anschließend wird die Spur unter der Annahme, daß das zugehörige Teilchen ein Myon ist, zum Myonsystem extrapoliert, d. h. daß von den möglichen Wechselwirkungen mit dem Detektor nur der Energieverlust durch Ionisation und die Vielfachstreuung berücksichtigt werden. Die Extrapolation erfolgt, analog zur Detektorsimulation, schrittweise mit variabler Schrittweite .

Zwischen den extrapolierten Spurparametern $\vec{X}_e$ und denen der Spur im Myonsystem $\vec{X}_m$ wird unter Benutzung der zugehörigen Kovarianzmatrizen V_e und V_m ein χ^2 mit Hilfe der Gleichung

$$\chi^2 = \left(\vec{X}_e - \vec{X}_m\right)^T V^{-1} \left(\vec{X}_e - \vec{X}_m\right) \quad \text{mit} \quad V = V_e + V_m$$

berechnet. Die Hauptdiagonalelemente der Kovarianzmatrizen V_e und V_m enthalten die Fehlerquadrate der Spurparameter, die Nichtdiagonalelemente geben die Korrelationen an.

Die für die Rechnung benutzten Spurparameter (d. h. Elemente der $\vec{X}_e$ und $\vec{X}_m$) unterscheiden sich je nach Detektorbereich; im Zentralbereich und in der vorderen Endkappe wurden für die Rekonstruktion der Daten des Jahres 1993 die Ortskoordinaten des ersten Punktes der Eisenspur und die Winkelkoordinaten benutzt, im Bereich der hinteren Endkappe nur die Ortskoordinaten.

Die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ dafür, daß die Spuren zueinander passen (*confidence level*), ergibt sich durch Integration der Dichtefunktion $\mathcal{F}(\chi^2, N)$ der χ^2–Verteilung [PDG94]:

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} \mathcal{F}(Z, N)\, dZ \;;$$

dabei ist N die Zahl der Freiheitsgrade. Verbindungen mit $P(\chi^2) > 0.0001$ werden in BOS–Bänken abgespeichert.

Mit einem analogen Verfahren werden auch Verbindungen zwischen Spuren im instrumentierten Eisen und im FMD gesucht.

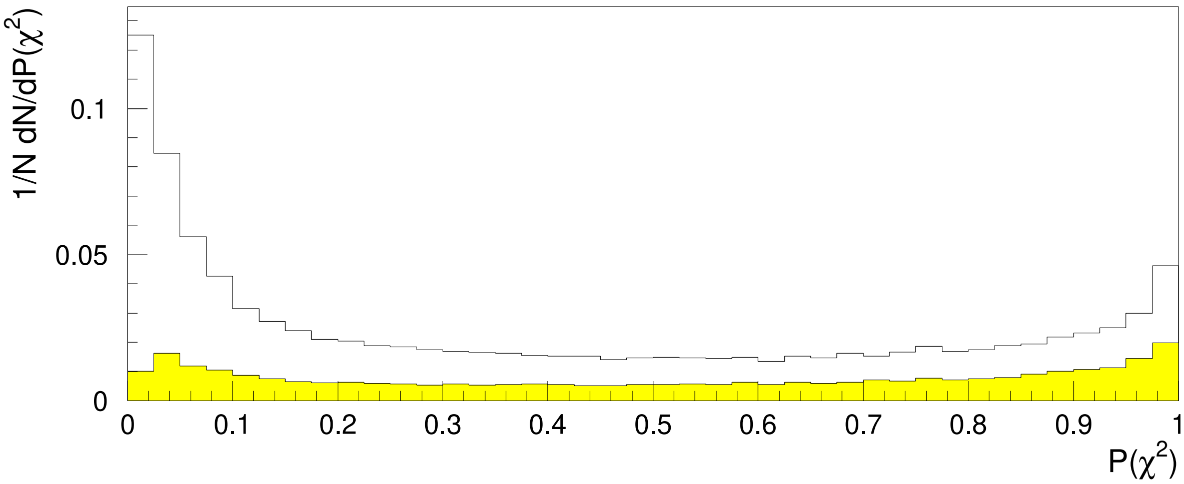


Abbildung 3.1: *Die χ^2–Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ von Spurverbindungen zwischen instrumentiertem Eisen und Spurkammersystem, weiß für* alle *Eisenspuren mit einer Verbindung, grau nur für* gute *Eisenspuren nach den Kriterien aus Tabelle 3.2. N ist die Gesamtzahl verbundener Eisenspuren.*

Bei einer großen Zahl von Ereignissen sollten die $P(\chi^2)$ gleichverteilt sein, sofern die verbundenen Spuren tatsächlich auf Myonen zurückzuführen sind; die Abweichung von einer Gleichverteilung deutet zum einen auf eine Über– bzw. Unterschätzung der zugrundeliegenden Fehler hin, zum anderen auf eine Verunreinigung mit nicht–myonischem Untergrund. In Abbildung 3.1 ist die χ^2–Wahrscheinlichkeit einmal für alle Eisenspuren gezeigt, die mit einer Spur im Spurkammersystem verbunden werden, und zum zweiten für gute Eisenspuren nach den Kriterien des folgenden Abschnittes 3.2; es zeigt sich, daß besonders für unselektierte Spurverbindungen ein Überschuß bei kleinen χ^2–Wahrscheinlichkeiten auftritt.

3.2 Selektion guter Spuren in der vorderen Endkappe des Myondetektors

Für eine größtmögliche Effizienz der Rekonstruktion im instrumentierten Eisen werden von der Rekonstruktionssoftware nur sehr geringe Anforderungen an die Qualität von Trefferkombinationen gestellt, um als Spuren gespeichert zu werden; ein Myon hinterläßt in bis zu 16 der Drahtlagen Treffer, für die Rekonstruktion werden aber nur 3 Lagen verlangt. Daher müssen zur Unterdrückung von Untergrundspuren in der Analyse verschärfte Kriterien entwickelt werden, um Myonkandidaten zu selektieren.

Die zur Entwicklung solcher Kriterien angewandte Methode ist folgende. Da von sehr guten Spuren im Vorwärts–Myon–Spektrometer (s. Abschnitt 2.2.3) angenommen werden kann, daß es sich bei den zugehörigen Teilchen um Myonen handelt, können hiermit Kriterien für gute Eisenspuren entwickelt werden. Zunächst werden Ereignisse selektiert, in denen — basierend auf bereits entwickelten Kriterien [Hil94] — sehr gute Spuren im FMD gefunden werden. Anschließend werden in diesen Ereignissen die Eigenschaften von Spuren im instrumentierten Eisen, die zu einer derartigen sehr guten Spur im FMD verbunden werden, mit solchen, bei denen dies nicht möglich ist, verglichen. Die endgültigen Schnitte werden dann unter dem Gesichtspunkt ausgewählt, bei größtmöglicher Nachweiswahrscheinlichkeit der selektierten Ereignisse gleichzeitig die verbleibenden Eisenspuren, die zum großen Teil aus Untergrund bestehen, so weit wie möglich zu verwerfen.

Schnittgröße	**Schnittparameter**	
χ^2_{Fit}	$\leq$	8
$N_{Treffer}$	$\geq$	10
$\lvert z_{Vertex} \rvert$	$\leq$	200 cm
$\lvert \phi_{erster\ Treffer} - \phi_{letzter\ Treffer} \rvert$	$\leq$	1.0 rad
R_{in}	$\geq$	85 cm
rekonstruierter Impuls		
$\hookrightarrow$ 887 Ereignisse in den Daten des Herbstes 1993		

Tabelle 3.1: *Selektion sehr guter Spuren im Vorwärts–Myon–Spektrometer.*

Die Selektion für sehr gute Spuren im FMD ist in Tabelle 3.1 angegeben, in Abbildung 3.2 ist die Auswirkung der Schnitte gezeigt.

Schnitte auf das χ^2 der Spuranpassung χ^2_{Fit} und die Anzahl angesprochener Signaldrähte $N_{Treffer}$ auf der Spur gewährleisten zunächst sauber rekonstruierte Spuren mit guter

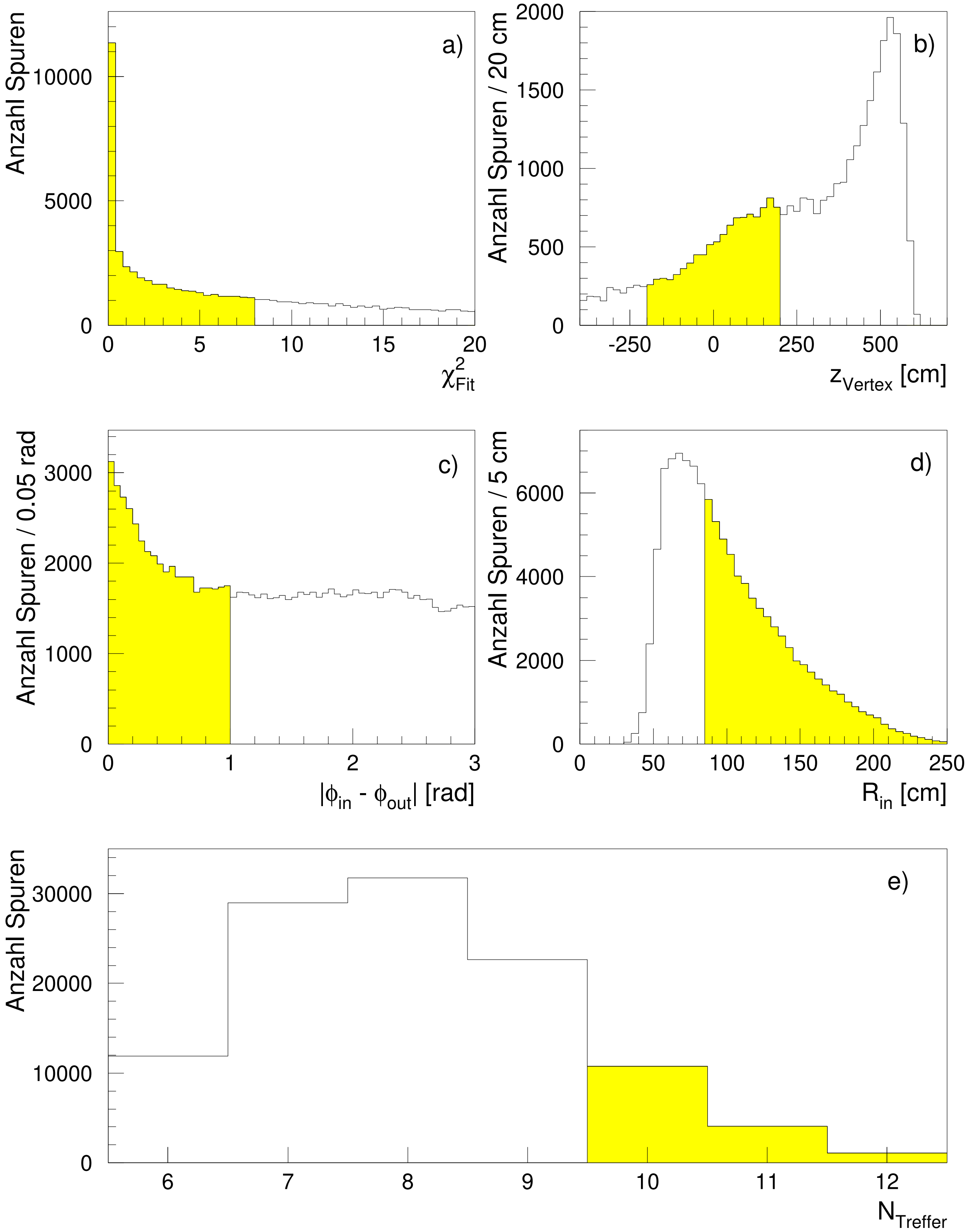


Abbildung 3.2: *Schnitte auf Spuren im Vorwärts–Myon–Spektrometer. Eingetragen sind alle im FMD rekonstruierten Spuren sowie schraffiert der Akzeptanzbereich des jeweiligen Schnittes.*

Impuls– und Ortsauflösung. Der maximal mögliche Wert für $N_{Treffer}$ ist 12.
Mit Hilfe der Größen z_{Vertex} und R_{in} können Untergrundereignisse wie Strahl–Restgas– und Strahl–Wand–Wechselwirkungen, Halo–Myonen oder auch sekundäre Myonen aus e–p–Wechselwirkungen verworfen werden. Dabei ist $R_{in} = \sqrt{x_{in}^2 + y_{in}^2}$ der radiale Abstand von der Strahlachse in der x–y–Ebene am Ort des Eintritts in den FMD und z_{Vertex} die z–Koordinate des Schnittpunktes der rückwärtigen Extrapolation der Spur mit der Strahlachse in der r–z–Projektion:

$$z_{Vertex} = z_{in} - \frac{R_{in}}{\tan\theta_{in}} \; .$$

Ein Schnitt auf die Änderung des Azimuts einer Spur zwischen Anfangs– und Endpunkt $|\phi_{in} - \phi_{out}|$ ist sinnvoll, da die Spurerkennung Spursegmente nur mit Hilfe der θ–Kammern sucht, und erst dann zu gefundenen Segmenten assoziierte Treffer in den ϕ–Kammern mit Hilfe eines χ^2–Tests zuordnet. Schließlich werden nur Spuren selektiert, die den Toroiden des FMD vollständig durchquert haben, so daß eine Impulsmessung möglich war.

Als Daten werden die DSTs der Datennahmeperiode im Herbst 1993, nachdem Probleme mit dem H1–Solenoid behoben wurden, benutzt. In Datennahmeeinheiten guter und mittlerer Qualität, in denen die wesentlichen Komponenten des H1–Detektors in Funktion waren, werden 887 Ereignisse gefunden. Da die Ereignisse zum Studium von Spuren im instrumentierten Eisen herangezogen werden sollen, sind im folgenden nur jene 873 Ereignisse hiervon berücksichtigt, die mindestens eine rekonstruierte Spur in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens aufweisen.

In den kommenden Abschnitten werden nun Selektionskriterien für Spuren in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens entwickelt, die zu einer sehr guten Spur im FMD verbunden sind.

Der Schnittpunkt der Spur mit der Strahlachse

Die z–Koordinate z_{Vertex} des Schnittpunktes der rückwärtigen Extrapolation der Eisenspur in der r–z–Projektion mit der Strahlachse ist ein Maß dafür, ob eine Spur vom Vertex kommt, und daher ein geeignetes Mittel, Myonen aus Untergrundereignissen und solche aus Sekundärwechselwirkungen zu unterdrücken. Die Extrapolation wird hierbei mit Hilfe der Koordinaten (θ, z) am Ort der ersten getroffenen Eisenlage vorgenommen:

$$z_{Vertex} = z - \frac{R}{\tan\theta} \quad \text{mit} \quad R = \sqrt{x^2 + y^2} \; .$$

In Abbildung 3.3 ist z_{Vertex} einerseits für Spuren im instrumentierten Eisen gezeigt, die eine Verbindung zu einer sehr guten Spur im FMD aufweisen, andererseits für diejenigen, bei denen keine solche Verbindung gefunden werden kann. Die Grenze wird bei einer Spurverbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2) = 10^{-6}$ gezogen.

Als Schnitt wird daraufhin $|z_{Vertex}| \leq 150$ cm gewählt, wie in der Abbildung angedeutet.

Untergrund durch überlagerte Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung

Der radiale Abstand R_{last} einer Eisenspur von der Strahlachse am Ort der letzten getroffenen Lage sollte für Myonen aus e–p–Wechselwirkungen größer sein als derjenige am Ort der ersten getroffenen Lage R_{first}. Durch die Forderung $R_{last} > R_{first}$ wird ein Teil der überlagerten Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung und anderer Untergrundspuren, die nicht vom Ereignisvertex stammen, unterdrückt. Der Schnitt ist nötig, da bei der Bestimmung von z_{Vertex} mit Hilfe der Koordinaten (θ, z) am Ort der ersten getroffenen Lage die Information darüber verloren geht, ob der Schnittpunkt mit der Strahlachse *vor* oder *hinter* dem instrumentierten Eisen liegt. Eine Spur, die durch diesen Schnitt verworfen wird, ist in Abbildung 3.4 gezeigt.

Die Anzahl angesprochener Draht– und Streifenlagen

Ein weiteres Qualitätskriterium für Spuren im instrumentierten Eisen ist die Anzahl angesprochener Draht– und Streifenelektroden. Wie in Abschnitt 2.2.3 gezeigt, ist die maximal mögliche Anzahl Drahtlagen auf einer Spur 16, hinzu kommen maximal 3 Streifenlagen. Es bieten sich die Möglichkeiten, entweder auf die Zahl getroffener Drahtlagen und eventuell zusätzlich auf die Zahl der Streifenlagen zu schneiden, oder aber auf die Summe

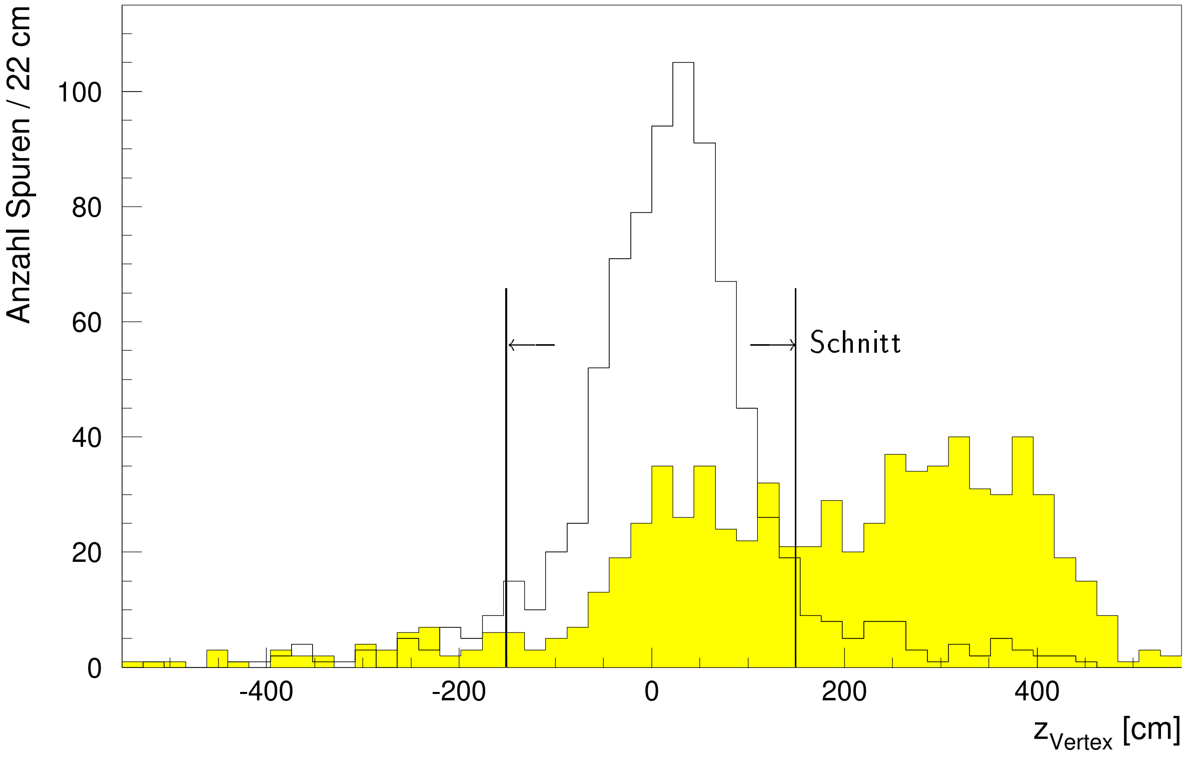


Abbildung 3.3: *Die z–Koordinate z_{Vertex} des Schnittpunktes von Eisenspuren mit der Strahlachse. Der Anteil an Spuren* ohne *Verbindung zum FMD ist schraffiert gezeichnet, weiß derjenige* mit *einer solchen Verbindung. Der gewählte Schnitt ist markiert.*

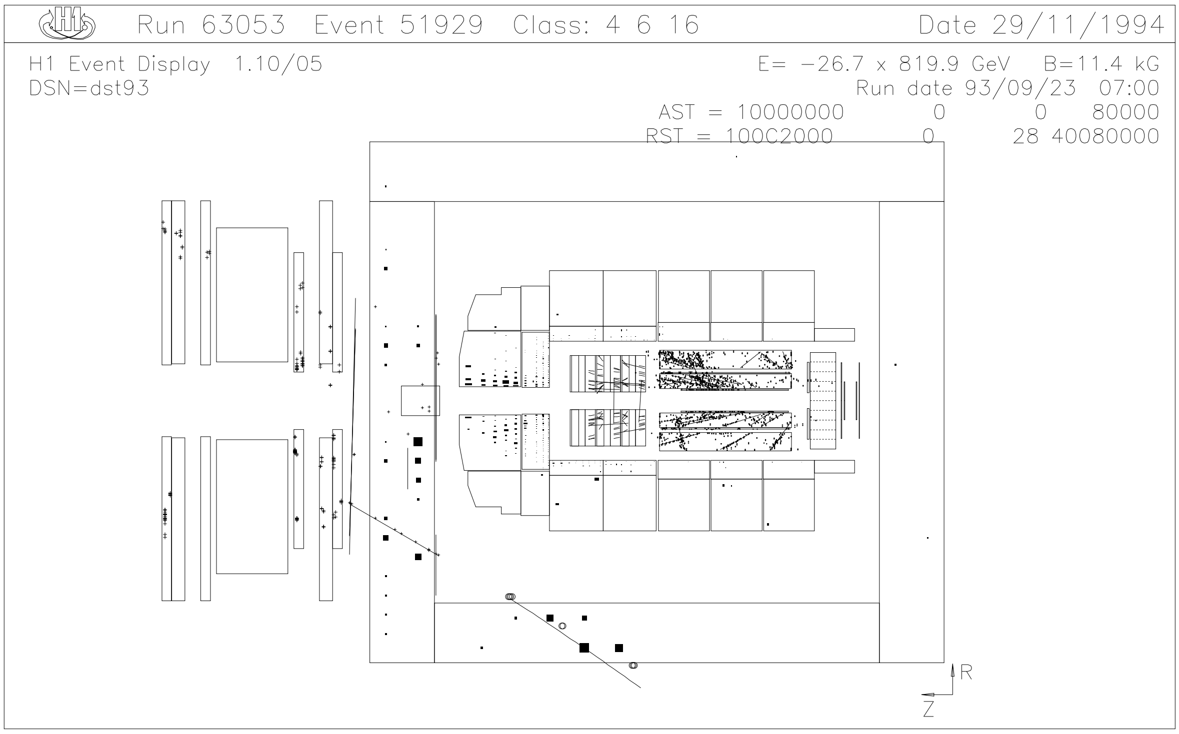


Abbildung 3.4: *Untergrundereignis mit überlagertem kosmischen Myon. Die Spur in der vorderen Endkappe des Myonsystems wird mit einem Polarwinkel* $\theta \approx 30.7^\circ$ *rekonstruiert.*

beider. Es zeigte sich, daß letztere Möglichkeit zu einer etwas besseren Akzeptanz führt; als Schnitt wird (siehe Abb. 3.5) $N_{Drahtlagen} + N_{Streifenlagen} > 10$ gewählt.

Zusammenfassung

Mit den bisherigen drei Schnitten wird bereits eine sehr gute Untergrundreduktion bei gleichzeitig hoher Akzeptanz für Ereignisse mit Verbindungen zwischen Spuren im FMD und instrumentiertem Eisen erreicht. Eine Zusammenfassung ist in Tabelle 3.2 gegeben. Die Akzeptanz der Selektion guter Eisenspuren für Ereignisse mit Spurverbindungen zwischen instrumentiertem Eisen und sehr guten Spuren im FMD beträgt danach 76.8 %, wobei 94.3 % der durch diese Schnitte selektierten Eisenspuren eine Verbindung zu einer sehr guten Spur im FMD aufweisen; vor der Selektion betrug der Anteil 52.3 %.

Die Schnitte aus Tabelle 3.2 werden in dieser Arbeit zur Selektion von Myonkandidaten benutzt.

Weitere Schnitte

Es ist denkbar, daß für bestimmte Anwendungen eine besonders reine Myonselektion nötig ist; daher werden nun noch einige alternative bzw. weitere Möglichkeiten zur Selektion

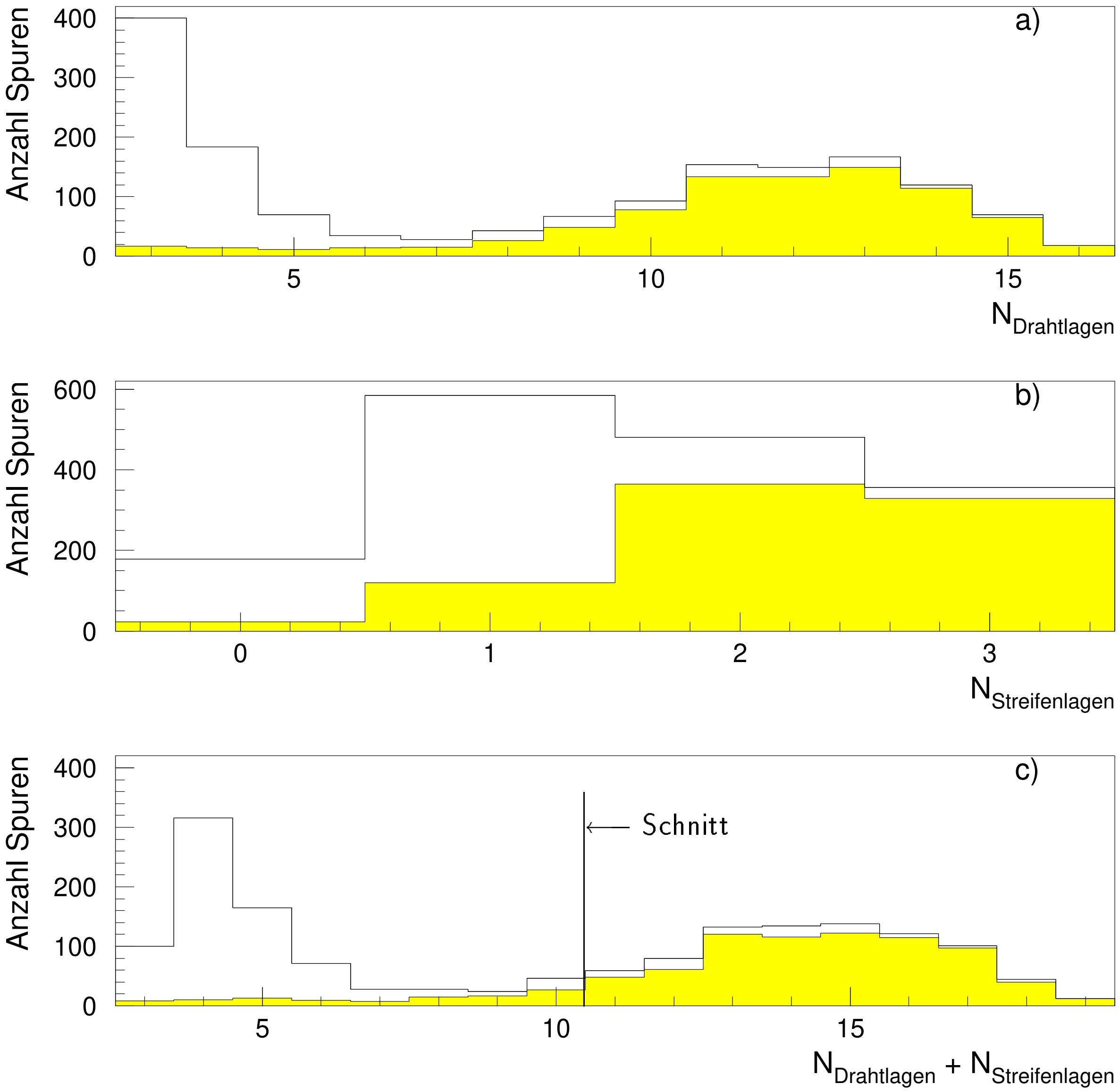


Abbildung 3.5: *Anzahl a) Drahtlagen, b) Streifenlagen und c) die Summe der Draht– und Streifenlagen auf Spuren in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens. Weiß eingetragen sind alle Spuren in Ereignissen mit sehr guten Spuren im FMD, schraffiert* der *Anteil aller Spuren, bei denen eine Verbindung zu einer sehr guten Spur im FMD gefunden wird. Der gewählte Schnitt ist angedeutet.*

guter Eisenspuren kurz dargestellt. Außerdem wurden diese Schnitte teilweise in der POT–Selektion des Jahres 1993 eingesetzt, so daß ihre Erläuterung hier sinnvoll ist.

- Eine obere Grenze für den Anteil getroffener Lagen in der vorderen Endkappe, die keiner Spur zugeordnet werden können; damit können Untergrundereignisse mit starker hadronischer Aktivität in Vorwärtsrichtung verworfen werden. Ein Schnitt dieser Art ist in der POT–Selektion der Datennahmeperiode 1993 für Myon–Kandidaten im vorderen Endkappenbereich eingesetzt worden (s. Abschnitt 4.2) und daher in den meisten der Ereignisse, die in diesem Kapitel benutzt wurden, bereits enthalten.

Schnitte	**Anzahl verbleibender Eisenspuren**	**verbunden zum FMD ($P(\chi^2) > 10^{-4}$)** Anzahl	Anteil
keine	1599	837	52.3 %
$\|z_{Vertex}\| < 150$ cm	980	711	72.6 %
$R_{last\ hit} > R_{first\ hit}$	1516	825	54.4 %
$N_{Drahtlagen} + N_{Streifenlagen} > 10$	820	729	88.9 %
alle	682	643	94.3 %
	Akzeptanz aller Schnitte:	76.8 %	

Tabelle 3.2: *Selektion guter Spuren in der vorderen Endkappe. Zunächst ist die Auswirkung jedes Schnittes einzeln aufgeführt, dann werden alle Schnitte gemeinsam auf die Gesamtzahl von* 1599 *Eisenspuren in* 873 *Ereignissen angewandt.*

- Schnitt auf den Parameter ρ, d. i. der minimale Abstand der extrapolierten Spur von der Strahlachse in der y–z–Ebene[1]. Dieses Kriterium ist in seiner Wirkung vergleichbar dem Schnitt auf den extrapolierten Vertex z_{Vertex}, ist aber unter Umständen wegen seiner Berücksichtigung der Detektorgeometrie wirkungsvoller. Auch ein ρ–Schnitt wurde in der POT–Selektion 1993 angewandt.
- Ein maximales χ^2 der Spuranpassung; dieser Schnitt hat sich bei der hier benutzten Methode der Entwicklung von Selektionskriterien als nicht wirkungsvoll herausgestellt, d. h. es konnte der Anteil an Eisenspuren mit einer Verbindung zum FMD nicht vergrößert werden.
- Ein expliziter Schnitt auf den Polarwinkel θ, um den starken Untergrund bei kleinen Polarwinkeln ganz zu vermeiden; ein solcher Schnitt wird bei der Selektion guter Spuren in den vorderen Spurkammern in Abschnitt 3.4.2 diskutiert.

Diese Möglichkeiten sind in der vorliegenden Arbeit nicht weiter untersucht worden, da mit den gewählten drei Schnitten bereits gute Ergebnisse erzielt wurden.

3.3 Myon–Erkennung im LAr–Kalorimeter

Myonen können im instrumentierten Eisen des H1–Detektors erst ab einer Energie von etwa 2 GeV nachgewiesen werden. Es gibt aber die Möglichkeit, Myonen als minimalionisierende Teilchen im LAr–Kalorimeter zu identifizieren, womit der erfaßte Impulsbereich

---

[1] Die y–z–Ebene wird hier wegen der Orientierung der Drähte in der vorderen Endkappe in x–Richtung gewählt (vgl. Abschnitt 2.2.3).

bis ungefähr 1 GeV erweitert werden kann. Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens ist bei [Sch93.2] nachzulesen. Wichtig ist dabei vor allem eine effektive Trennung der Myonen von Pionen, die in der Regel im LAr–Kalorimeter aufschauern und ihre gesamte Energie deponieren, denn Pionen bilden den Hauptbeitrag des hadronischen Untergrundes.

Die Methode der Myonerkennung im LAr–Kalorimeter ist grob folgende. In den Spurkammern rekonstruierte Spuren[2] werden in das LAr–Kalorimeter extrapoliert; um die extrapolierte Spur werden Zylinder mit Radien $r_a = 15$ cm und $r_b = 30$ cm betrachtet, wobei der innere Zylinder möglichst die Energiedeposition der gesamten Myonspur enthalten soll, und der äußere so gewählt wird, daß er den gesamten hadronischen Schauer der zu verwerfenden Pionen enthält. Andererseits dürfen die Radien nicht zu groß sein, damit eine räumliche Trennung dicht nebeinander liegender Spuren möglich ist.

Folgende Bedingungen werden dann an eine Signatur im LAr–Kalorimeter gestellt, um Myonkandidaten zu definieren:

- Eine Mindestanzahl Lagen im hadronischen Teil des Kalorimeters, gleichbedeutend mit einer klar erkennbaren Spur im Kalorimeter. Dieser Schnitt verwirft einerseits einen Großteil der Pionen mit Impulsen unterhalb 4 GeV, andererseits aber auch Myonen unterhalb 1 GeV.
- Obergrenzen für die hadronische und elektromagnetische Energie innerhalb r_a und die Gesamtenergie innerhalb r_b, um weiteren pionischen Untergrund zu unterdrücken.
- Die Gesamtenergie innerhalb r_b darf nicht mehr als doppelt so groß sein wie die innerhalb r_a, damit ein gleichverteiltes Rauschen nicht als Myon fehlinterpretiert wird.

Um der Geometrie des LAr–Kalorimeters Rechnung zu tragen — vgl. Abschnitt 2.2.2 — werden die Schnitte, abgesehen vom letzten, abhängig vom Polarwinkel gewählt. Außerdem wurde eine Optimierung in Abhängigkeit des Impulses vorgenommen.

Schließlich werden drei Qualitätsstufen im Bezug auf die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen und den Untergrund fehlidentifizierter Pionen festgelegt: *gute*, *normale* und *schwache* Kalorimeter–Myonen. Die Schnitte für die verschiedenen Klassen von Kalorimeter–Myonen sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Je ein Beispiel für ein *gutes* und ein *normales* Kalorimeter–Myon ist in Abbildung 5.6 auf Seite 88 im Kapitel über myonische Zerfälle von J/ψ–Mesonen gezeigt.

In Tabelle 3.4 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen der verschiedenen Klassen sowie der Untergrund an fehlidentifizierten Pionen angegeben. Die kosmischen Myonen und K^0–Pionen, d. h. Pionen aus dem Zerfall von K^0–Mesonen, stammen aus dem Jahr 1992; die Ergebnisse für kosmische Myonen wurden 1993 und 1994 bestätigt. Wegen des

---

[2] Hier wird von der KTCF–Bank ausgegangen, die bereits ein elementares Maß an Selektion enthält; so werden Doppelzählungen eliminiert und nur Vorwärtsspuren mit einem Segment in mindestens einem planaren Modul selektiert.

$0^\circ \le \theta \le 17^\circ$		Impuls in GeV						
		0 ... 1	1 ... 2	2 ... 3	3 ... 4	4 ... 5	5 ... 6	> 6
# HAC–Lagen	$\ge$	3	3	3	4	4	4	4
HAC–Energie [GeV]	$\le$	–	2.0	2.0	2.2	2.2	2.2	2.4
EMC–Energie [GeV]	$\le$	0.9	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1
Energie in r_b [GeV]	$\le$	–	–	3.0	3.0	3.0	3.0	3.2

$17^\circ \le \theta \le 63^\circ$		Impuls in GeV						
		0 ... 1	1 ... 2	2 ... 3	3 ... 4	4 ... 5	5 ... 6	> 6
# HAC–Lagen	$\ge$	3	3	3	3	4	4	4
HAC–Energie [GeV]	$\le$	–	2.0	2.2	2.4	2.8	2.8	3.2
EMC–Energie [GeV]	$\le$	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0	1.0	1.1
Energie in r_b [GeV]	$\le$	–	–	3.0	3.4	3.8	3.8	4.2

$63^\circ \le \theta \le 115^\circ$		Impuls in GeV						
		0 ... 1	1 ... 2	2 ... 3	3 ... 4	4 ... 5	5 ... 6	> 6
# HAC–Lagen	$\ge$	3	3	3	3	3	3	3
HAC–Energie [GeV]	$\le$	–	1.8	2.1	2.1	2.3	2.4	2.4
EMC–Energie [GeV]	$\le$	0.7	0.7	0.8	0.8	0.8	0.9	0.9
Energie in r_b [GeV]	$\le$	–	–	3.0	3.0	3.0	3.2	3.2

$115^\circ \le \theta \le 126^\circ$		Impuls in GeV						
		0 ... 1	1 ... 2	2 ... 3	3 ... 4	4 ... 5	5 ... 6	> 6
# HAC–Lagen	$\ge$	3	3	3	3	3	3	3
HAC–Energie [GeV]	$\le$	–	2.0	2.3	2.3	2.6	2.6	2.6
EMC–Energie [GeV]	$\le$	0.7	0.7	0.8	0.8	0.9	0.9	0.9
Energie in r_b [GeV]	$\le$	–	–	3.0	3.0	3.6	3.6	3.6

$126^\circ \le \theta \le 150^\circ$		Impuls in GeV						
		0 ... 1	1 ... 2	2 ... 3	3 ... 4	4 ... 5	5 ... 6	> 6
# HAC–Lagen	$\ge$	2	2	2	2	2	2	2
HAC–Energie [GeV]	$\le$	–	1.8	2.1	2.1	2.3	2.4	2.4
EMC–Energie [GeV]	$\le$	0.7	0.7	0.8	0.8	0.9	0.9	0.9
Energie in r_b [GeV]	$\le$	–	–	3.0	3.0	3.0	3.2	3.2

schwache Kalorimeter–μ	# HAC–Lagen	→	# HAC–Lagen -1
	HAC–Energie	→	HAC–Energie $+0.2$ GeV
	EMC–Energie	→	EMC–Energie $+0.1$ GeV
	Energie in r_b	→	Energie in $r_b + 0.2$ GeV
gute Kalorimeter–μ	# HAC–Lagen	→	# HAC–Lagen $+1$
	HAC–Energie	→	HAC–Energie -0.2 GeV
	EMC–Energie	→	EMC–Energie -0.1 GeV
	Energie in r_b	→	Energie in $r_b - 0.2$ GeV

Tabelle 3.3: *Schnitte für die Myonerkennung im LAr–Kalorimeter ('normale' Kalorimeter–Myonen) [Sch93.2]. # HAC–Lagen ist die Anzahl hadronischer Lagen im Radius* r_a*, HAC–Energie und EMC–Energie sind die hadronische bzw. elektromagnetische Energie innerhalb* r_a*. Im unteren Teil der Tabelle sind die Änderungen für 'gute' und 'schwache' Kalorimeter–Myonen aufgeführt.*

geringen Impulses der K^0–Pionen (meist unter 2 GeV) ist deren Untergrund deutlich kleiner als der simulierter Pionen. Die Zahlen sind Mittelwerte über den gesamten Impuls– und Polarwinkelbereich; die Polarwinkelabhängigkeit war in dieser Untersuchung [Sch93.2] aber nicht so signifikant, als daß zur Abschätzung der Größenordnung eine Übertragung auf den Vorwärtsbereich unzulässig wäre. Eine Abschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im LAr–Kalorimeter im Bereich der vorderen Endkappe wird in Abschnitt 3.4.4 gegeben.
Auf den Untergrund in Vorwärtsrichtung wird in Abschnitt 4.3.1 bei der Untersuchung des Zerfalls von *charm*–Quarks in Myonen eingegangen.

Myonklasse	Daten		Simulation	
	kosmische Myonen	K^0–Pionen	Myonen	Pionen
schwach	83.5 %	4.4 %	80.2 %	8.9 %
normal	73.5 %	1.2 %	70.1 %	2.3 %
gut	46.6 %	0.3 %	47.8 %	0.9 %
instr.Eisen	75.8 %	0.9 %	76.7 %	1.0 %
θ–Bereich	$20^\circ \lesssim \theta \lesssim 130^\circ$	$14^\circ \lesssim \theta \lesssim 130^\circ$	$0^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$	$0^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$

Tabelle 3.4: *Nachweiswahrscheinlichkeiten im LAr–Kalorimeter und im instrumentierten Eisen für Myonen sowie Untergrund an fehlidentifizierten Pionen im gesamten Impuls– und Winkelbereich [Sch93.2]. In der untersten Zeile ist jeweils der betrachtete Polarwinkelbereich angegeben. Die simulierten Myonen und Pionen haben Impulse von* $0 \leq p \leq 15$ *GeV.*

Für ein Myon in Vorwärtsrichtung wird, sofern keine den Kriterien des vorigen Abschnitts genügende Spur im Myondetektor gefunden wurde, eine *gute* Myon–Signatur im LAr–Kalorimeter verlangt.

3.4 Selektion guter Spuren im Spurkammersystem

Wie bereits bei der Selektion von Eisenspuren erwähnt, sind die Anforderungen in H1REC an Spuren zugunsten einer hohen Rekonstruktionseffizienz sehr schwach gewählt, zudem können Ineffizienzen in den Spurkammern oder Fehler der Ausleseelektronik zu schlecht rekonstruierten Spuren führen. Um diese Spuren und solche von sekundären Vertices aus der Analyse auszuschließen, sind geeignete Selektionskriterien zu entwickeln. Ziel dieses Abschnittes ist die Darstellung solcher Qualitätskriterien und ihrer Auswirkungen.

Die Spurqualität wird getrennt für zentrale Spuren und Spuren im vorderen Spurkammersystem untersucht. Anschließend folgt eine kurze Diskussion von gemeinsam parametrisierten Spuren im zentralen und vorderen Spurkammersystem, sogenannten „kombinierten“ Spuren. Die Studien werden mit Daten der Ereignisklasse semimyonischer Zerfälle von *charm*–Quarks aus der Datennahmeperiode im Herbst 1993 durchgeführt. Es sind nur

Datennahmeeinheiten guter und mittlerer Qualität berücksichtigt, in denen alle relevanten Detektorteile in Betrieb waren; diese Daten werden im folgenden als „*Charm*–Klasse“ bezeichnet. Die Selektionskriterien der *Charm*–Klasse sind in Tabelle 4.2 auf Seite 65 aufgeführt. Sofern keine weiteren Angaben gemacht sind, werden jeweils 5000 Ereignisse benutzt.

3.4.1 Zentrale Spurkammern

Um die Qualität von Spuren in den zentralen Spurkammern („zentrale Spuren“) zu testen, wird auf bereits erprobte Kriterien zurückgegriffen (siehe z. B. [Kru94]). Neben Schnitten auf den kleinsten Abstand zum Ursprung in der x–y–Ebene *dca* und die zugehörige z–Koordinate z_0 sind aufgrund gerissener Drähte in der $CJC1$ der Datennahmeperiode 1993 weitere Kriterien nötig, um schlechte Spuren in den Akzeptanzlücken des Detektors zu verwerfen (s. Abb. 3.6). Benutzt werden hier der radiale Abstand R_{Start} des ersten Treffers einer Spur vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen sowie die *radiale Spurlänge*. In Tabelle 3.5 sind alle Schnitte zusammengefaßt, Abbildung 3.7 zeigt die Akzeptanz der Schnitte am Beispiel von Spuren aus 5000 Ereignissen der *Charm*–Klasse. Die Größe des Schnittes auf z_0 ist durch die longitudinale Ausdehnung der Protonstrahlpakete begründet (vgl. Tabelle 2.1).

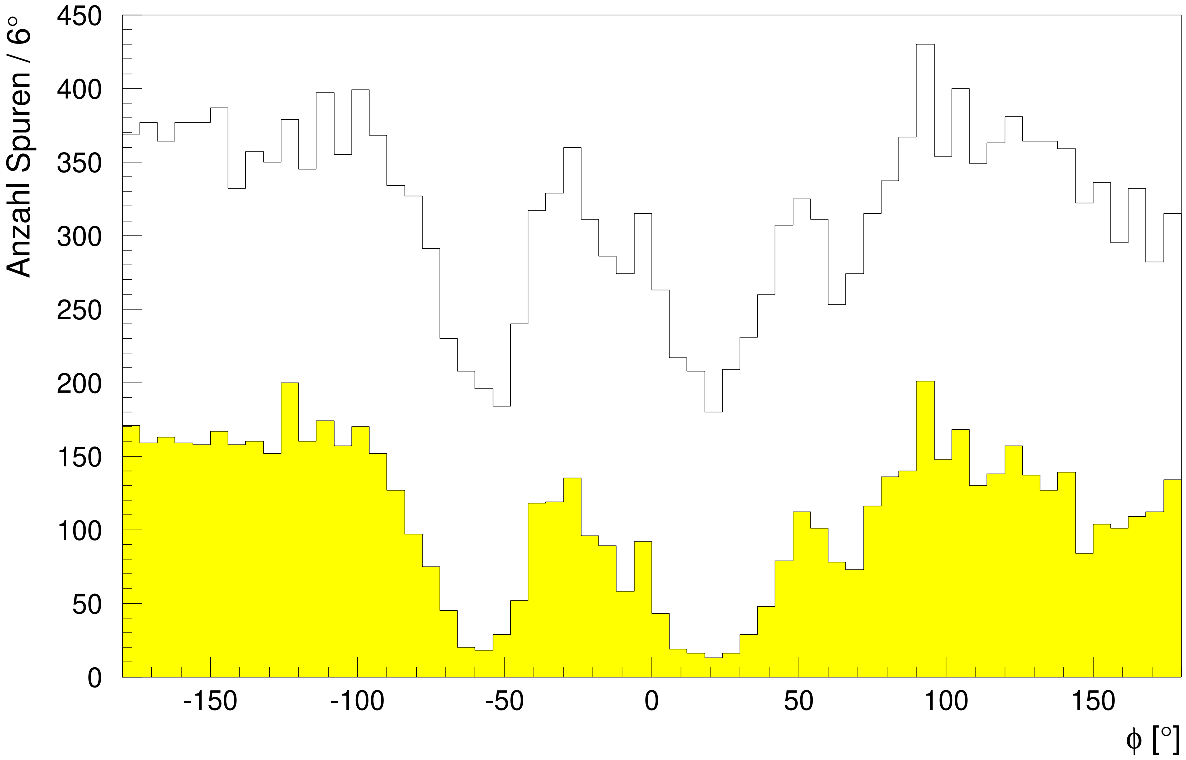


Abbildung 3.6: *ϕ–Verteilung am* dca *von Spuren in den zentralen Spurkammern. Eingetragen sind alle zentralen Spuren mit einem Polarwinkel $\theta \leq 35°$, schraffiert der nach den Schnitten in Tabelle 3.5 selektierte Anteil.*

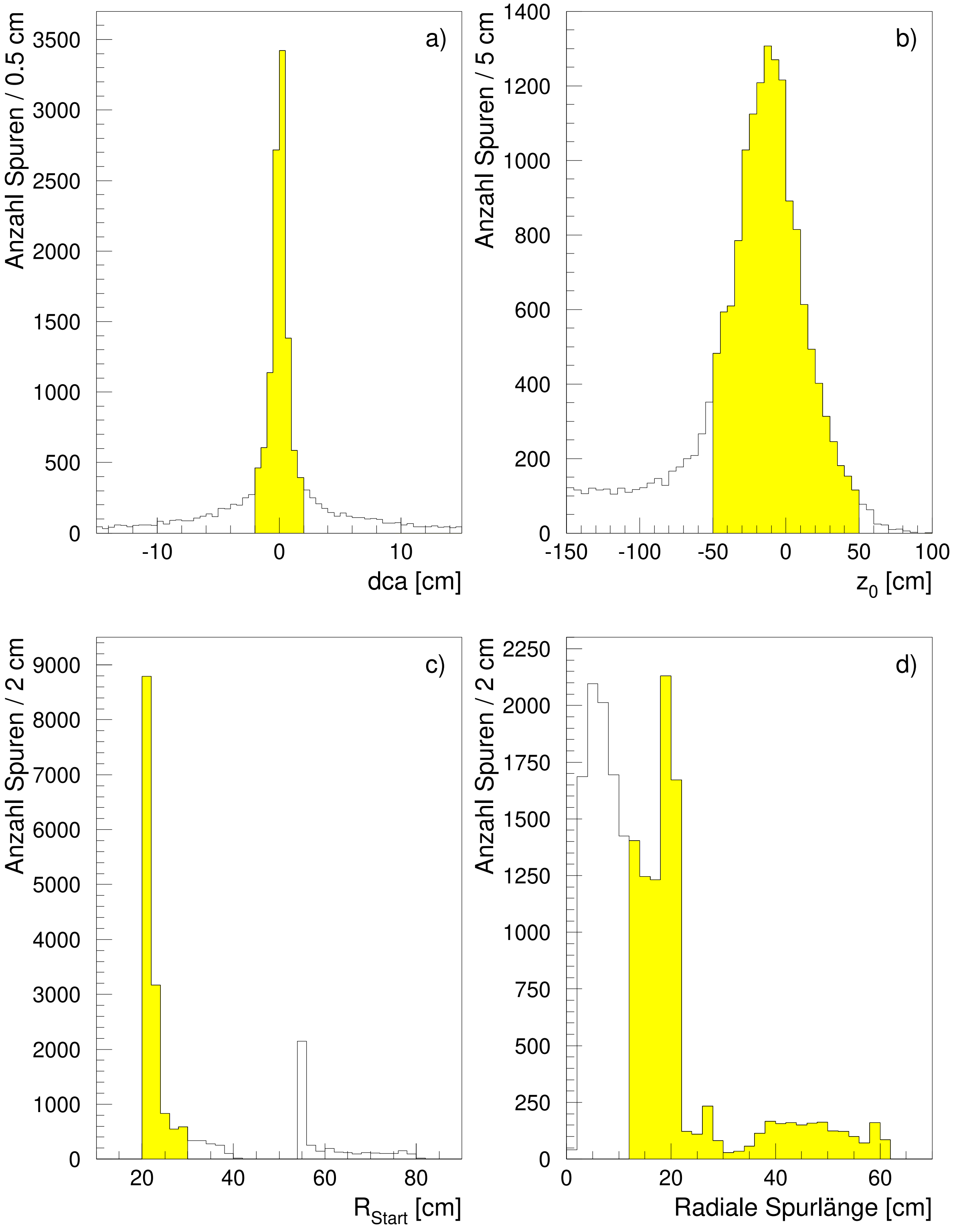


Abbildung 3.7: *Schnitte auf zentrale Spuren. Gezeigt sind für Zentralspuren mit* $\theta \leq 35^\circ$ *a) der minimale Abstand dca zwischen der Strahlachse und der Spurhelix, b) die dazugehörige z–Koordinate* z_0*, c) der Radius* R_{Start} *am Ort des ersten Treffers und d) die radiale Spurlänge. Der Akzeptanzbereich des jeweiligen Schnittes ist schraffiert gekennzeichnet.*

Schnitte		**Anzahl selektierter zentraler Spuren**		**verbunden zu guter Eisenspur**	
	keine	19038	(100 %)	445	(100 %)
1.	$\|dca\| < 2$ cm	10704	(56.2 %)	375	(84.3 %)
2.	$\|z_0\| < 50$ cm	9536	(89.1 %)	360	(96.0 %)
3.	$R_{Start} < 30$ cm	8923	(93.6 %)	351	(97.5 %)
4.	Radiale Spurlänge > 12 cm	6638	(74.4 %)	232	(66.1 %)
1.-4.	insgesamt	6638	(34.9 %)	232	(52.1 %)

Tabelle 3.5: *Selektion guter Spuren in den zentralen Spurkammern. Die Zahlen beziehen sich auf Zentralspuren mit* $\theta \leq 35°$ *in* 5000 *Ereignissen der* Charm*–Klasse.*

3.4.2 Vordere Spurkammern

Die Schnitte, die zur Gewährleistung der Qualität von Spuren in den vorderen Spurkammern eingesetzt werden, basieren auf Vorschlägen von H. Lohmander [Loh94]. Sie lassen sich grob in zwei Klassen einteilen:

1. Schnitte, die die Qualität der rekonstruierten Spurparameter garantieren (Impuls, χ^2 der Spuranpassung, Zahl getroffener Module, Polarwinkel).
2. Schnitte, die sicherstellen, daß eine Spur tatsächlich dem primären Vertex entstammt (χ^2 der Vertexanpassung, radialer Abstand R_0 der Spur vom Ereignisvertex).

Im folgenden werden die einzelnen Anforderungen an „gute“ Spuren in den vorderen Spurkammern diskutiert, wobei einerseits systematische Überlegungen eine Rolle spielen, andererseits die Charakteristika von Vorwärtsspuren betrachtet werden, die zu einer guten Spur im Myondetektor (Abschnitt 3.2) verbunden sind.

Der Impuls der rekonstruierten Spur

Insbesondere niederenergetische Teilchen werden auf ihrem Weg zu den vorderen Spurkammern durch Vielfachstreuung am Strahlrohr und der Wand der zentralen Spurkammern abgelenkt. Für Materialdicken d mit $10^{-3} \lesssim d/X_0 \lesssim 100$, wobei X_0 für die Strahlungslänge des durchquerten Materials steht, ist die mittlere Schwankung θ_0 des projizierten Streuwinkels aufgrund von *Coulomb*–Streuung an Kernen in guter Näherung gegeben durch [PDG94]:

$$\theta_0 = \frac{13.6\ \mathrm{MeV}}{\beta c p}\, Z \sqrt{\frac{d}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{d}{X_0}\right)\right] .$$

Dabei bedeuten p, βc und Z Impuls, Geschwindigkeit und Ladung des gestreuten Teilchens.

Ein Teilchen muß im H1–Detektor vor Erreichen der vorderen Spurkammern Material entsprechend einer halben bis einer Strahlungslänge durchqueren [Dai94]; konservativ abgeschätzt ergibt sich ausgehend von einer Materialdicke von einer Strahlungslänge für den Teilchenimpuls $p = 0.5$ GeV eine mittlere Schwankung $\theta_0 \approx 1.56°$, für $p = 1.0$ GeV ist $\theta_0 \approx 0.78°$. Für gute Spuren wird daraufhin ein Mindestimpuls $p \geq 1.0\,\mathrm{GeV}$ gefordert.

Dieser Schnitt hat kaum Auswirkungen auf die endgültige Myonselektion, da Teilchen mit einem Impuls unter 1 GeV entweder bereits im Spurkammersystem oder im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters steckenbleiben, so daß keine Myonidentifikation möglich ist.

Vertexanpassung

Ein Großteil der Spuren aus sekundären Wechselwirkungen läßt sich durch die Forderung nach einer Anpassung der Spur an den primären Vertex verwerfen. Da die Anforderungen an diese Anpassung, bei der der Vertex als zusätzlicher Meßpunkt der Spur zugeordnet wird, in der Rekonstruktion durch H1REC sehr schwach sind, müssen im folgenden noch weitere Schnitte angewandt werden, um sicherzustellen, daß die Spur ihren Ursprung tatsächlich am primären Vertex hat. In dieser Arbeit werden das χ^2 der Vertexanpassung und der Abstand R_0 in der x–y–Ebene zwischen extrapolierter Spur und Vertex angewandt:

$$R_0 = \sqrt{(x - x_{Vertex})^2 + (y - y_{Vertex})^2}\ .$$

Dabei sind x und y die Koordinaten der im FTD rekonstruierten Spur an der z–Koordinate des Ereignisvertices, x_{Vertex} und y_{Vertex} sind dessen x– und y–Koordinate.

Als Maß für die Kompatibilität einer Spur mit dem Vertex wird das χ^2 der Vertexanpassung benutzt. Die Zahl der Freiheitsgrade NDF ist hier immer gleich 2, der Schnitt lautet (vgl. Abb. 3.8) $\chi^2_{Vertexanpassung}/NDF \leq 10$.

Um sicherzustellen, daß die Extrapolation einer Spur hinreichend nah am Vertex liegt, wird $R_0 \leq 5$ cm verlangt (vgl. Abb. 3.9).

Die Anzahl angesprochener Module

Von H1REC werden einzelne Spursegmente in den Vorwärtsspurkammern, die nicht mit anderen Segmenten verbunden werden konnten, gespeichert. Es ist aber offensichtlich, daß eine größere Zahl von Modulen, in denen Segmente einer Spur gefunden werden, zu einer genaueren Bestimmung der Spurparameter und des Impulses führt. Die radialen Module können konstruktionsbedingt nur einen sehr ungenauen Wert für den Polarwinkel θ liefern, so daß bereits in einer frühen Stufe der Datenselektion Spuren ohne ein Segment in mindestens einem planaren Modul verworfen werden. So werden derartige Spuren z. B. nicht an den Vertex angepaßt oder mit dem Myonsystem verbunden.

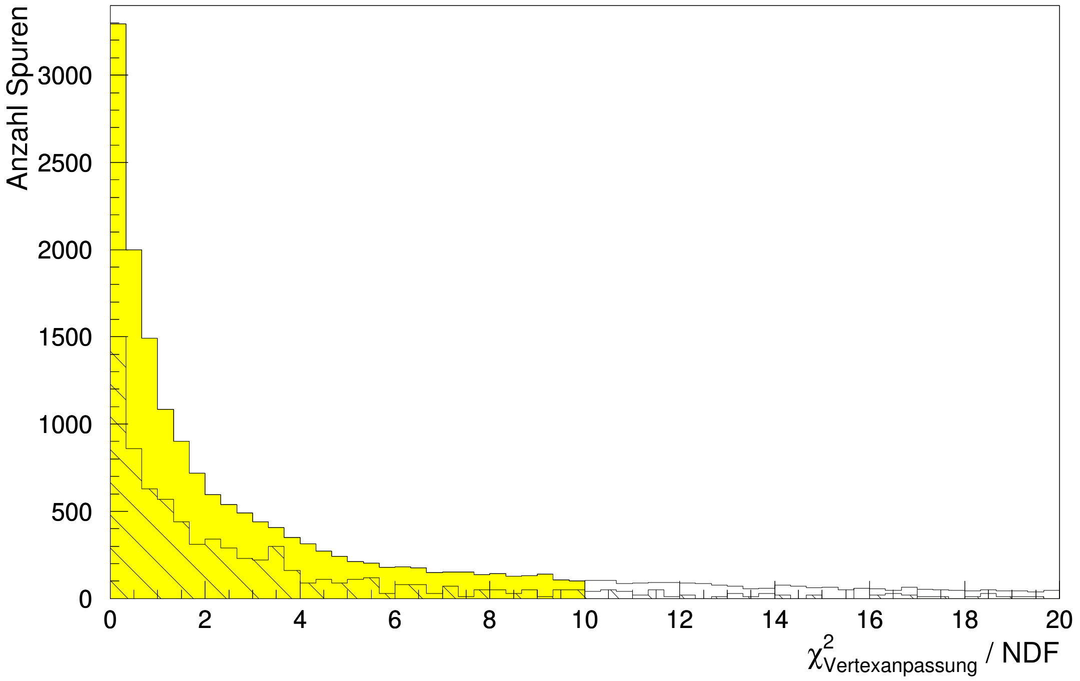


Abbildung 3.8: *$\chi^2_{Vertexanpassung}/NDF$ für Spuren in den vorderen Spurkammern, die mindestens ein planares Segment aufweisen und an den Vertex angepaßt wurden. Der Akzeptanzbereich des gewählten Schnittes ist grau unterlegt. Schraffiert eingezeichnet ist der mit einem Faktor 10 multiplizierte Anteil an Vorwärtsspuren, bei denen eine Verbindung zu einer guten Eisenspur gefunden werden kann.*

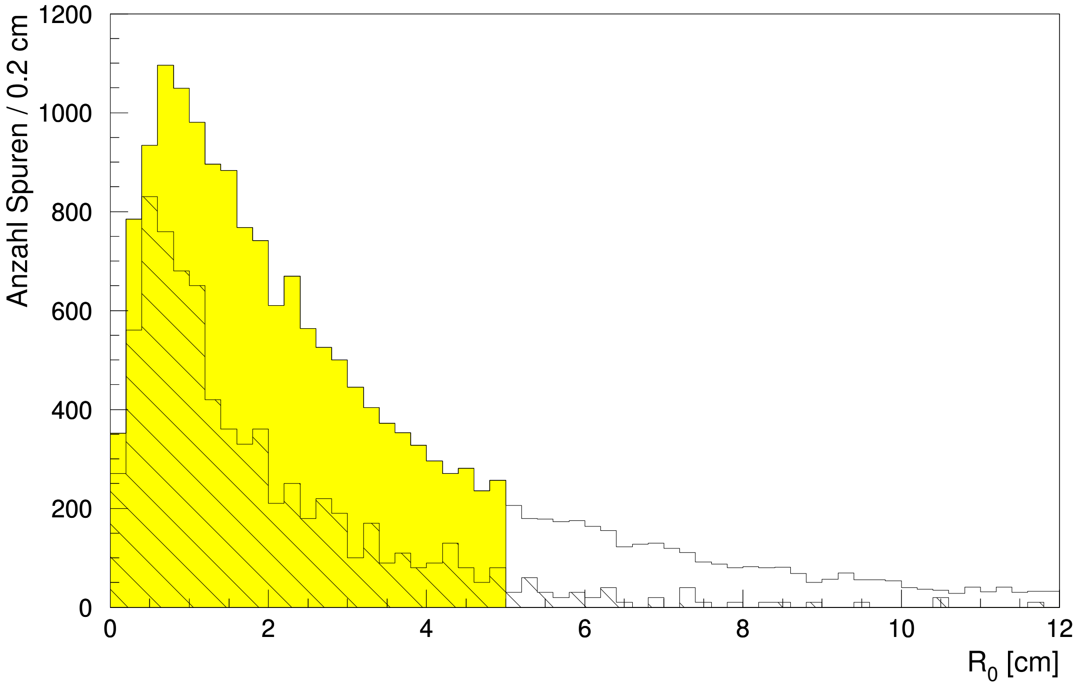


Abbildung 3.9: *Der Abstand R_0 in der x–y–Ebene zwischen extrapolierter Spur und Vertex für Vorwärtsspuren, die mindestens ein planares Modul aufweisen und an den Vertex angepaßt wurden. Der Akzeptanzbereich des gewählten Schnittes ist grau unterlegt, schraffiert der mit einem Faktor 10 multiplizierte Anteil an Vorwärtsspuren, bei denen eine Verbindung zu einer guten Eisenspur gefunden werden kann.*

Da die planaren Module durch Ladungsteilung nur eine ungenaue Bestimmung des Azimuts ϕ und damit des Impulses erlauben (s. Abschnitt 2.2.1), andererseits aber die Impulsauflösung quadratisch von der Länge der Spur abhängt und nur proportional der Wurzel der Anzahl der Meßpunkte ist[3] [Bur93], ist zu untersuchen, inwieweit Spuren mit Segmenten in zwei planaren Modulen eine brauchbare Impulsauflösung ergeben.

In Abbildung 3.10 ist der relative Impulsfehler σ_p/p in Abhängigkeit des Impulses p für Spuren in den vorderen Spurkammern mit verschiedenen Segmentzusammensetzungen gezeigt, die bis auf einen Schnitt auf die Zahl der Module alle anderen Kriterien für gute Vorwärtsspuren (s. Tabelle 3.6) erfüllen. Aus den Verteilungen sieht man, daß auch mit zwei planaren Moduln eine ausreichende Impulsauflösung erreicht wird, so daß als Schnitt $N_{Module} \geq 2$ gewählt wird.

Wegen der geometrischen Akzeptanz des vorderen Spurkammersystems wird dieses Kriterium nur für Polarwinkel $\theta \leq 20°$ eingesetzt.

Das χ^2 der Spuranpassung

Liegt auf einer Spur eine hinreichende Zahl schlechter Treffer, so wird das χ^2 der Spuranpassung groß. Andererseits führen auch lange Spuren mit einer großen Zahl von Treffern zu einem großen χ^2, so daß als Qualitätskriterium χ^2 dividiert durch die zugehörige Zahl der Freiheitsgrade NDF geeigneter ist[4].
Als Schnitt wird $\chi^2_{Spuranpassung}/NDF \leq 10$ gewählt (vgl. Abb. 3.11).

Der Polarwinkel θ_{Vertex} der vertexangepaßten Spur

Unter sehr kleinen Polarwinkeln wird die Impulsauflösung wegen des kleinen mit dem Magnetfeld eingeschlossenen Winkels schlechter, außerdem sinkt die Rekonstruktionseffizienz. Da weiterhin Untergrundereignisse aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen der Protonen mit den Molekülen des Restgases unter kleinen Polarwinkeln große Aktivität aufweisen, wird in dieser Arbeit ein Schnitt $\theta_{Vertex} \geq 8°$ (vgl. Abb. 3.12) angewandt. Der Großteil der hierdurch verworfenen Myonen liegt im Bereich $6° \leq \theta_{Vertex} \leq 8°$; es bedarf weiterer Untersuchungen, um die Brauchbarkeit von Spuren in diesem Polarwinkelbereich für Analysen mit Myonen zu testen.

---

[3] Dieser Sachverhalt wird für äquidistante Treffer durch die *Glucksternformel* [Glu63]

$$\sigma_\kappa = \frac{\epsilon}{L^2}\sqrt{\frac{720}{N+5}}$$

beschrieben, wobei σ_κ der mittlere Fehler der Krümmung κ, ϵ der mittlere Fehler im Ort eines Treffers, L der Abstand zwischen erstem und letztem Treffer und N die Anzahl der Treffer der Spur sind.

[4] Die Zahl der Freiheitsgrade ist hier nicht auf einfache Art mit der Zahl der Treffer verknüpft.

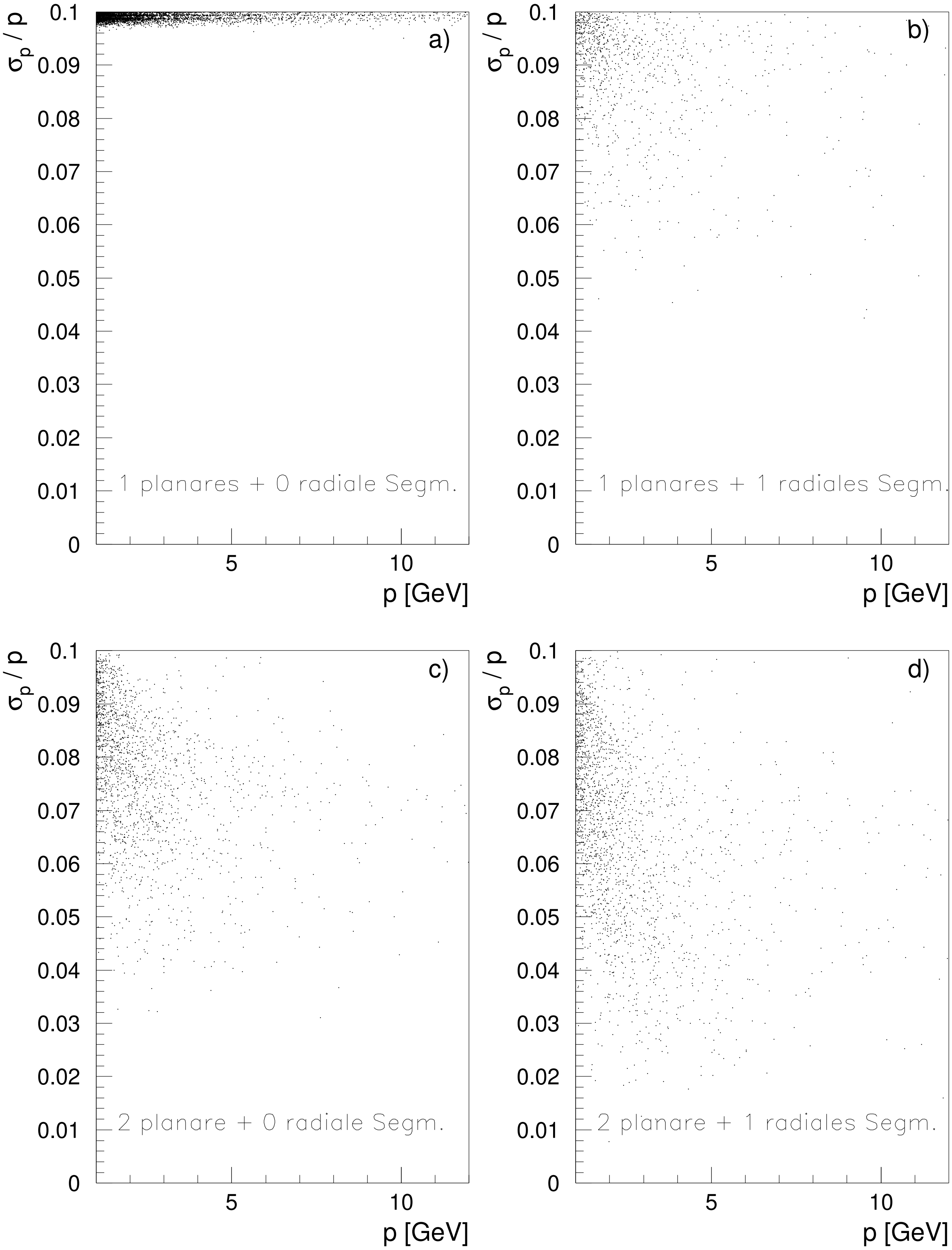


Abbildung 3.10: *Relativer Impulsfehler σ_p/p in Abhängigkeit des Impulses p für Spuren in den vorderen Spurkammern. a) Spuren mit genau einem Segment in einem planaren Modul; b) Spuren mit jeweils einem Segment in einem planaren und einem radialen Modul; c) Spuren mit Segmenten in zwei planaren Moduln; d) Spuren mit Segmenten in zwei planaren Moduln und einem radialen Modul. Die Zahl der benutzten Ereignisse wurde zwischen den Diagrammen variiert, um eine vergleichbare Zahl von Einträgen zu erreichen.*

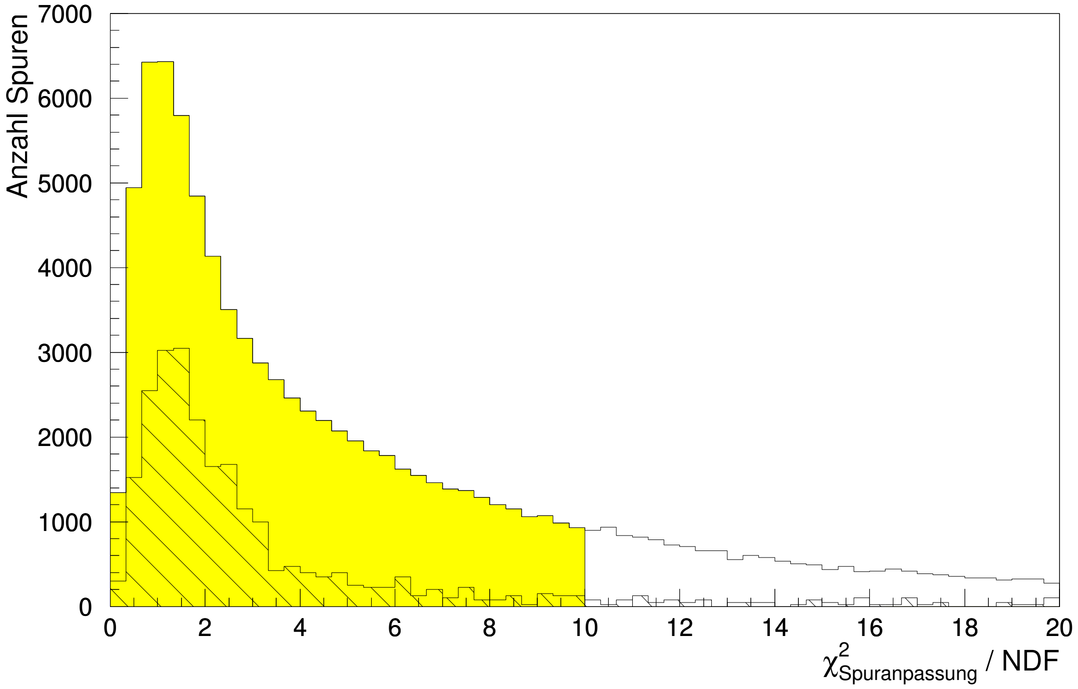


Abbildung 3.11: *$\chi^2_{Spuranpassung}/NDF$ für Spuren in den vorderen Spurkammern. Der Akzeptanzbereich des angewandten Schnittes ist grau unterlegt dargestellt. Das schraffierte Histogramm zeigt mit einem Faktor 25 multipliziert den Anteil an Vorwärtsspuren, bei denen eine Verbindung zu einer guten Eisenspur gefunden werden kann.*

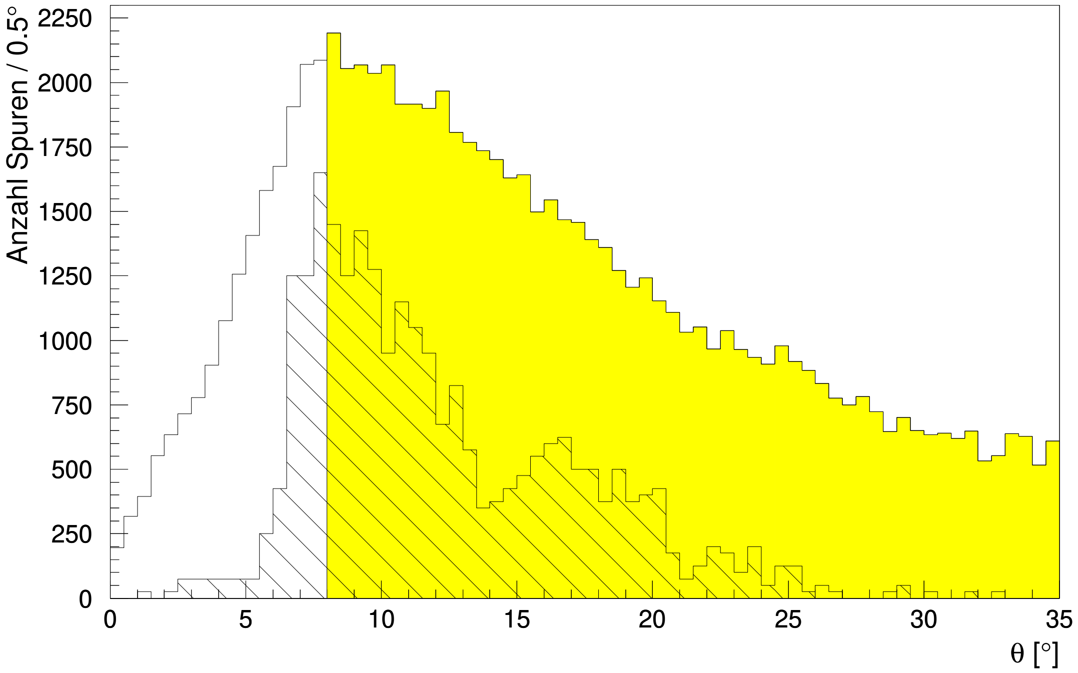


Abbildung 3.12: *Der Polarwinkel θ von vertexangepaßten Spuren in den vorderen Spurkammern, die mindestens ein planares Segment aufweisen. Der Akzeptanzbereich des gewählten Schnittes ist grau unterlegt, schraffiert der mit einem Faktor 25 multiplizierte Anteil an Vorwärtsspuren, bei denen eine Verbindung zu einer guten Eisenspur gefunden werden kann.*

Mögliche weitere Schnitte und Alternativen

Wegen der schwierigen Situation im vorderen Spurkammersystem (vgl. Abschnitt 2.2.1) kann es nötig sein, weitere Schnitte anzuwenden; Möglichkeiten hierfür sowie Alternativen zu den benutzten Schnitten werden im folgenden summarisch aufgeführt.

- Für Analysen, in denen eine gute Impulsauflösung — z. B. zur Berechnung invarianter Massen — von Bedeutung ist, kann eine Anforderung an den *relativen Impulsfehler* σ_p/p sinnvoll sein.

- Als Alternativen zur Anzahl angesprochener Module bieten sich die *Zahl getroffener Drähte* und/oder die *Spurlänge* an.
  Die Zahl getroffener Drähte ist stark korreliert mit der Zahl der Module, da planare Spursegmente mindestens 9 von 12 möglichen Treffern und radiale Spursegmente mindestens 4 aus 12 möglichen Treffern aufweisen müssen; u.U. sollten für den Schnitt auf die Zahl angesprochener Module von den radialen Segmenten nur solche mit mehr als 7 oder 8 Treffern gezählt werden[5].
  Die Spurlänge ist *keine* geeignete Schnittgröße [Bur93], da durch Ineffizienzen einerseits der Kammern, andererseits der Rekonstruktionsprogramme, zwischen „erstem“ und „letztem“ Spursegment ein oder mehrere Module ohne zur Spur gehöriges Segment liegen können. Etwa 56 % der Spuren im vorderen Spurkammersystem mit Segmenten in mindestens einem planaren Modul und insgesamt mindestens zwei Moduln weisen solche „Löcher“ auf.

- Ähnlich wie in den zentralen Spurkammern könnten Schnitte auf *dca* und z_0 benutzt werden. Da nur vertexangepaßte Spuren in Betracht gezogen werden, ist ein Schnitt auf R_0 allerdings einem auf *dca* vorzuziehen; die Forderung eines kleinen *dca* würde nicht sicherstellen, daß die Spur nahe zum primären Vertex extrapoliert wird. Ein zusätzlicher Schnitt auf z_0 oder $|z_0 - z_{Vertex}|$ darf andererseits wegen der prinzipiell in Vorwärtsrichtung größeren Fehler des z_0 nur schwach gewählt werden und ist daher nicht sehr wirksam.

- Es könnte sein, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen geringer ist, wenn eine große Zahl von Spuren in die gleiche Richtung weist. Um dies zu untersuchen, wurde um gute Spuren im Myonsystem ein Konus gelegt und die Nachweiswahrscheinlichkeit für dazugehörige Spuren im vorderen Spurkammersystem in Abhängigkeit des Radius R des Konus und der Zahl der Vorwärtsspuren, die maximal innerhalb des Konus liegen darf, betrachtet. Der Radius des Konus ist dabei definiert durch $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, wobei $\eta := -\ln\tan\theta/2$ und ϕ Pseudorapidität und Azimut der Spur im instrumentierten Eisen sind.
  Es konnte nur eine geringe Abhängigkeit gefunden werden, so daß ein Schnitt auf die Zahl der Spuren innerhalb eines derartigen Konus verworfen wurde. Dennoch kann ein solcher Schnitt sinnvoll sein, um Ereignisse mit Mehrfachverbindungen zwischen

---

[5] Aufgrund wesentlicher Änderungen im für die Rekonstruktion von Vorwärtsspuren zuständigen H1REC–Modul FTREC, verbunden mit der Einführung verschiedener Qualitätsstufen von Spursegmenten, ist die Situation in der Datennahmeperiode 1994 komplizierter

einer Spur im instrumentierten Eisen und mehreren Spuren in den Spurkammern zu unterdrücken; in der vorliegenden Arbeit wird in solchen Fällen die Verbindung mit der größeren Spurverbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ gewählt (s. auch [Sch93.1] und Abschnitt 3.5.1).

Zusammenfassung

In Tabelle 3.6 sind die benutzten Schnitte und ihre Akzeptanz am Beispiel von Spuren aus 5000 Ereignissen der *Charm*–Klasse zusammengefaßt.

Schnitte		**Anzahl verbleibender Vorwärtsspuren nach Selektion**		**verbunden zu guter Spur im Myonsystem**	
	keine	103618	(100 %)		
1.	$N_{planare\,Module} \geq 1$	46571	(44.0 %)	999	(100 %)
2.	Vertexanpassung	17966	(38.6 %)	765	(76.6 %)
3.	$p \geq 1.0$ GeV	13696	(76.2 %)	765	(100 %)
4.	$N_{Module} \geq 2$ für $\theta_{Vertex} \leq 20°$	8475	(61.9 %)	674	(88.1 %)
5.	$\chi^2_{Spuranpassung}/\mathrm{NDF} \leq 10$	7863	(92.8 %)	636	(94.4 %)
6.	$\chi^2_{Vertexanpassung}/\mathrm{NDF} \leq 10$	7153	(91.0 %)	590	(92.8 %)
7.	$R_0 \leq 5.0$ cm	6983	(97.6 %)	588	(99.7 %)
8.	$\theta_{Vertex} \geq 8°$	5410	(77.5 %)	477	(81.1 %)
1.-8.	insgesamt	5410	(5.2 %)	477	(47.7 %)

Tabelle 3.6: *Selektion guter Spuren in den vorderen Spurkammern. Die Zahlen beziehen sich auf* 5000 *Ereignisse der* Charm*–Klasse.*

Die Qualität der Spurselektion kann durch die Ansprechhäufigkeit der einzelnen Module des vorderen Spurkammersystems verdeutlicht werden. In Abbildung 3.13 ist aufgetragen, wie oft jedes Modul durchschnittlich zur Rekonstruktion einer Spur im vorderen Spurkammersystem genutzt werden konnte, d. h. wie oft ein Spursegment gefunden werden konnte. Aus geometrischen — Topologie des Detektors — und physikalischen — Energieverlust niederenergetischer Teilchen — Gründen sollte diese Verteilung für Spuren, die vom Vertex stammen, mit positiver z–Richtung abfallen; außerdem sollten radiale Module weniger Einträge als planare liefern, da sie mit geringerer Effizienz arbeiten (80 % gegenüber 95 % in der Datennahmeperiode 1993 [Dai94]). Für Spuren *vor* der Selektion sind beide Punkte nicht erfüllt, die Zahl der Einträge steigt mit positiver z–Richtung an, offenbar bedingt durch den großen Untergrund niederenergetischer Sekundärteilchen. Im Gegensatz dazu zeigt die Verteilung *nach* Anwendung der Schnitte das für primäre Teilchen erwartete Verhalten.

3.4.3 „Kombinierte“ Spuren

Im Übergangsbereich zwischen zentralen und vorderen Spurkammern, $10^\circ \lesssim \theta \lesssim 27^\circ$, können von *einem* Teilchen in *beiden* Spurkammersystemen Spuren rekonstruiert werden. Zur Verbesserung der Spurparameter wird daher versucht, Spuren aus zentralen und vorderen Spurkammern zu sogenannten „kombinierten“ Spuren zu verbinden und eine neue Parametrisierung zu finden.

Das Verfahren der Spurverbindung

Die Spurverbindung wird vom H1REC–Modul KTREC vorgenommen. Es werden nur Verbindungen zwischen Spuren gesucht, die die Bedingungen $|dca| \leq 20$ cm und $|z_0| \leq 100$ cm erfüllen.

1. Zunächst werden zentrale und vordere Spuren zur Innenseite der CTD–Begrenzungswand extrapoliert, wobei eine Verschiebung und Rotation des FTD gegenüber dem CTD (vgl. Abschnitt 2.2.6) und Vielfachstreuung berücksichtigt werden. Es werden weiterhin nur Zentralspuren mit $\theta \leq 60^\circ$ und einem radialen Abstand R von der Strahlachse am extrapolierten Ort mit $R^2 \leq 20000$ cm^2 berücksichtigt.

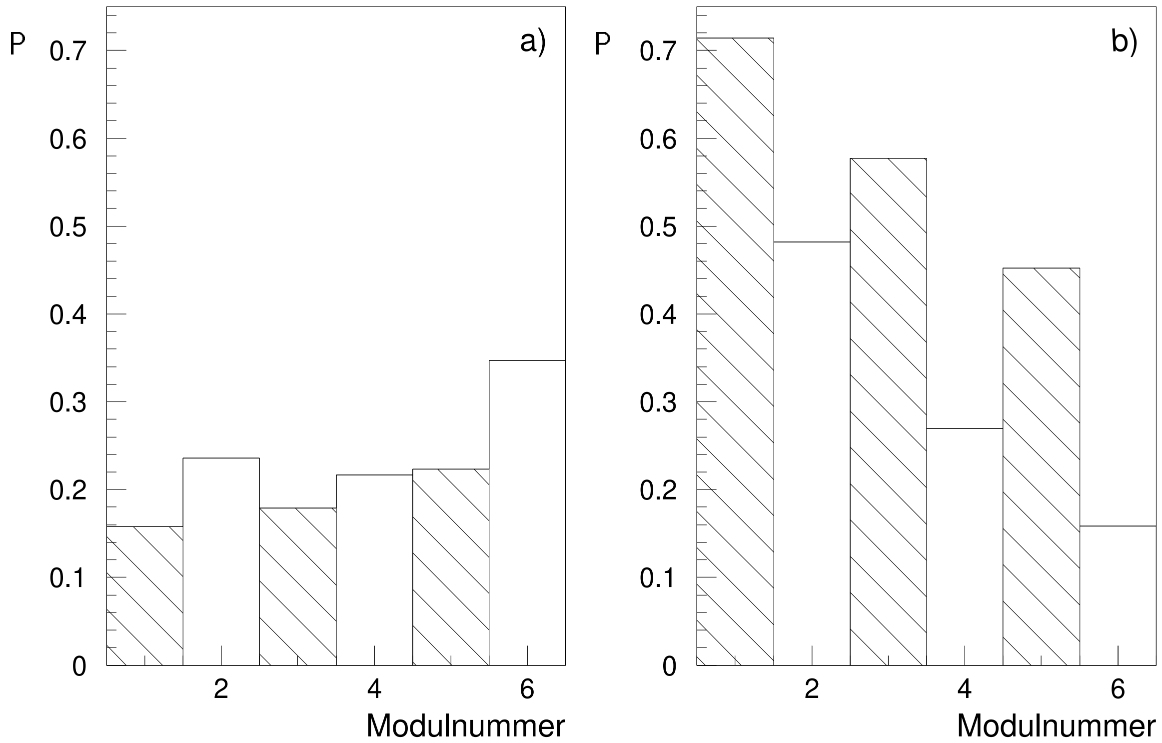


Abbildung 3.13: *Relative Häufigkeit P der Segmentrekonstruktion in den Modulen der vorderen Spurkammern; a) Spuren vor der Selektion, b) Spuren, die alle Kriterien gemäß Tabelle 3.6 passiert haben. Planare Module sind schraffiert gekennzeichnet. Modul ‘1’ ist das dem Wechselwirkungspunkt nächstliegende.*

2. Spurkombinationen, bei denen der Abstand der extrapolierten Punkte größer als 3 cm ist, werden verworfen.

3. Ausgehend von zentralen Spuren werden mit Hilfe eines vereinfachten χ^2 gemäß

$$\chi^2_{ass} = \frac{(\kappa_1 - \kappa_2)^2}{\sigma^2_{\kappa_1} + \sigma^2_{\kappa_2}} + \frac{(x_1 - x_2)^2}{\sigma^2_{x_1} + \sigma^2_{x_2}} + \frac{(y_1 - y_2)^2}{\sigma^2_{y_1} + \sigma^2_{y_2}}$$

   assoziierte Spuren im FTD gesucht. Alle Kombinationen mit $\chi^2_{ass} < 3$ werden zwischengespeichert. Kann mit dieser Bedingung keine passende Spur gefunden werden, so wird die Kombination mit dem kleinsten χ^2_{ass} zwischengespeichert, wenn dieses kleiner als 10 ist.

4. Im letzten Schritt wird zu jeder Spur im FTD diejenige assoziierte zentrale Spur selektiert und gespeichert, mit der das vollständige, d. h. mit allen Spurparametern und Korrelationen berechnete χ^2 den kleinsten Wert ergibt. Alle anderen Verbindungen dieser zentralen Spur werden gelöscht, so daß eine bijektive Zuordnung erreicht wird. Andererseits kann ein solches Verfahren in ungünstigen Fällen dazu führen, daß die Zuordnung von der Reihenfolge abhängt, in der die CTD– und FTD–Spuren in den entsprechenden BOS–Bänken abgelegt sind.

Die Spurparameter kombinierter Spuren sind das gewichtete Mittel der Parameter von zentraler und Vorwärtsspur und werden in einer BOS–Bank abgespeichert.

An kombinierte Spuren werden in dieser Arbeit folgende zusätzliche Anforderungen gestellt:

- Mindestens eines der beiden ursprünglichen Spurstücke muß die in den beiden vorangegangenen Abschnitten dargestellten Kriterien erfüllen.
- Erfüllt nur der Teil der Spur im Vorwärtsspurkammersystem die Kriterien, so muß dieser aus *mindestens* 2 *Modulen* bestehen.

3.4.4 Effizienz der Spurselektion

Eine Abschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ der Selektion für Spuren in den Spurkammern in Abhängigkeit des Polarwinkels θ läßt sich als

$$\varepsilon = \frac{N_{verbunden}}{N_{gesamt}}$$

angeben, wobei N_{gesamt} die Gesamtzahl guter Spuren im Myondetektor im jeweiligen Polarwinkelbereich und $N_{verbunden}$ der Anteil von N_{gesamt} ist, der zu einer guten Spur im Spurkammersystem verbunden werden kann.
Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.14 gezeigt, sowohl separiert in Spurverbindungen zu

ausschließlich zentralen, vorderen und kombinierten Spuren, als auch für Spurverbindungen zu einer beliebigen guten Spur. Als Daten wurden hierfür die Ereignisse der *Charm*–Klasse zugrundegelegt; die derart bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit wird damit, da sie abhängig von der vorangegangenen Ereignisklassifikation ist (vgl. Abschnitt 4.2 und Tabelle 4.2), in der bereits Spuren im Spurkammersystem verlangt werden, etwas zu hoch abgeschätzt. Eine Abschätzung unter Verwendung eines unabhängigen Datensatzes, z. B. mit Hilfe der durch den Elektron–*Tagger* ausgelösten Ereignisse, wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Für zentrale, vordere und kombinierte Spuren liegt die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit bei etwa 50 % , und zwar jeweils im Polarwinkelbereich oberhalb 27°, zwischen 9° und 15° bzw. zwischen 15° und 25°. Das logische Oder der Einträge dieser drei Grafiken ergibt zwischen 15° und 27° eine Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen 80 und 90 % (Abb. 3.14 d)).

Der Abfall der totalen Nachweiswahrscheinlichkeit für Polarwinkel $\theta \gtrsim 27°$ läßt sich folgendermaßen erklären. Aufgrund gerissener Drähte in den zentralen Spurkammern der Datennahmeperiode 1993 wies das Spurkammersystem große Bereiche mit schlechter Akzeptanz auf (s. Abb. 3.6). Dies resultiert darin, daß viele Spuren entweder gar nicht rekonstruiert werden können, oder nur so schlecht, daß sie die Qualitätsschnitte aus Abschnitt 3.4.1 nicht passieren. Sichtbar wird dieser Effekt erst für Polarwinkel $\theta \gtrsim 27°$, da für Polarwinkel $\theta \lesssim 27°$ — je nach Lage des Vertices — noch die Möglichkeit besteht, daß im vorderen Spurkammersystem eine gute Spur rekonstruiert werden konnte, die zu einer guten vorderen oder einer guten „kombinierten“ Spur führte.

Diese These wird gestützt durch Abbildung 3.15, wo Abbildung 3.14 d) unter Auschluß der ineffizienten Bereiche der $CJC1$ wiederholt ist. Der verbleibende geringfügige Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit kann durch folgende Punkte verursacht sein:

- statistische Unsicherheit;
- nicht vollständige Unterdrückung der ineffizienten Bereiche in den zentralen Spurkammern, da nur grob anhand des im Eisen rekonstruierten Azimuts ϕ geschnitten wird; der im Eisen rekonstruierte Azimut wird wegen der Normierung auf die Zahl guter Eisenspuren gewählt;
- Abnahme der Effizienz der Spurverbindung zwischen instrumentiertem Eisen und Spurkammern durch die längere Flugstrecke der Teilchen im H1–Detektor zwischen Spurkammern und Myondetektor.

In Abbildung 3.14 e) ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Fall aufgetragen, daß zusätzlich zu einer Verbindung zu einer guten Spur in den Spurkammern eine Myonsignatur im LAr–Kalorimeter beliebiger Qualität verlangt wird. Für die Zuordnung von Myonsignaturen im Myondetektor und im LAr–Kalorimeter wird dabei das in Abschnitt 3.5.1 beschriebene Verfahren benutzt. Insbesondere unter kleinen Polarwinkeln $\theta \lesssim 15°$ würde die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonkandidaten durch die Forderung einer

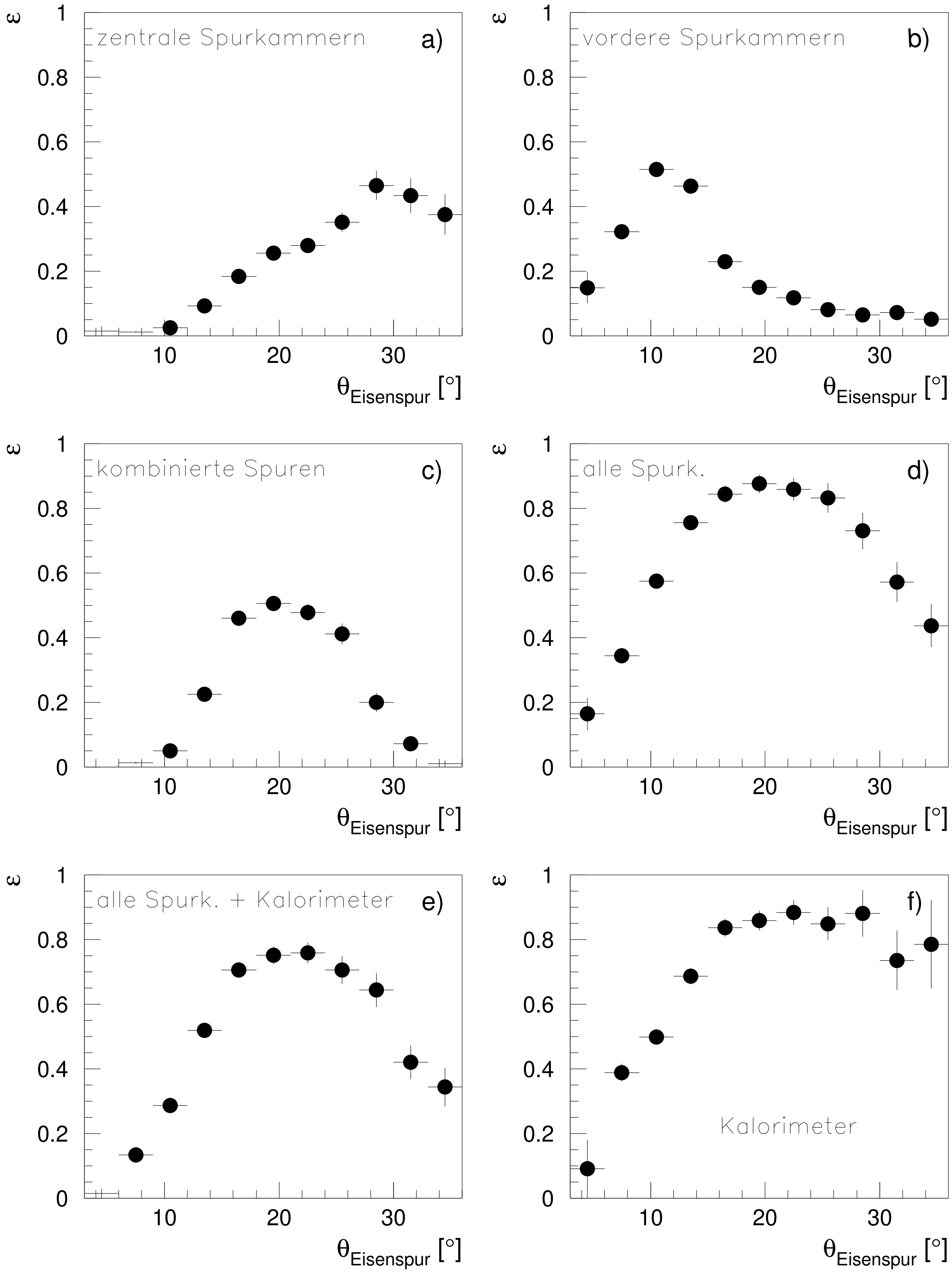


Abbildung 3.14: *Nachweiswahrscheinlichkeit ε der Selektion für gute Spuren in den Spurkammern und im LAr–Kalorimeter in Abhängigkeit des Polarwinkels $\theta_{Eisenspur}$ guter Spuren im instrumentierten Eisen, aus Ereignissen der* Charm*–Klasse.*

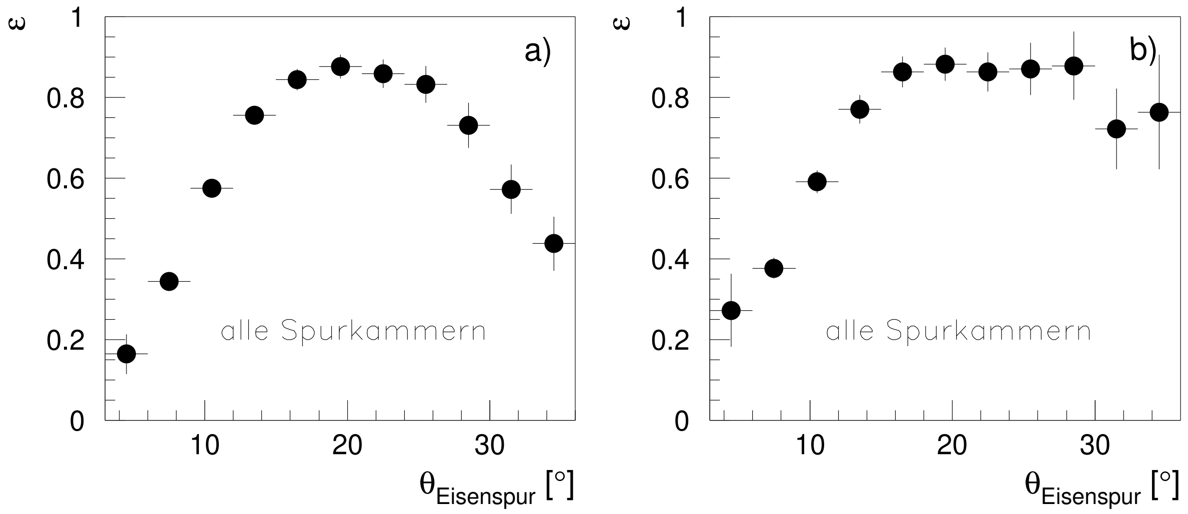


Abbildung 3.15: *Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeit ε für gute Spuren in den Spurkammern. a) Einschließlich ineffizienter Bereiche der zentralen Spurkammern (identisch Abb. 3.14 d)), b) nach Ausschluß der ineffizienten ϕ–Intervalle.*

Myonsignatur im LAr–Kalorimeter *zusätzlich* zu der im instrumentierten Eisen stark abfallen. Dies ist auch zu erkennen in 3.14 f), wo die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonsignaturen im LAr–Kalorimeter separat dargestellt ist. Der Nachweis von Myonen im LAr–Kalorimeter in extremer Vorwärtsrichtung ist durch die dortige starke hadronische Aktivität erschwert. Mit einem Schnitt auf die Zahl der Spuren innerhalb eines Konus um den Myonkandidaten wie in Abschnitt 3.4.2 diskutiert ließe sich die Nachweiswahrscheinlichkeit hier verbessern.

3.5 Myonkandidaten in Vorwärtsrichtung

Mit den in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Kriterien wird ein *gutes* Myon in Vorwärtsrichtung definiert; es besteht im einzelnen aus:

- einer *guten Spur* in einem der Spurkammersysteme resp. einer guten „kombinierten“ Spur (Tabellen 3.5 und 3.6 sowie Abschnitt 3.4.3);
- einer *guten Spur im Myonsystem* (Tabelle 3.2) und/oder einer *guten Myon–Signatur im LAr–Kalorimeter* (Tabelle 3.3);
- einer Spurverbindungswahrscheinlichkeit zwischen den Spuren im Myon– und Spurkammersystem von

  $$P(\chi^2) \geq 10^{-4}.$$

  Bei mehreren möglichen Spurverbindungen *einer* Eisenspur wird diejenige mit dem größten $P(\chi^2)$ gewählt, bei mehreren *Myonkandidaten*, d. h. mehreren Eisenspuren und/oder Myonsignaturen im LAr–Kalorimeter, wird die im nächsten Abschnitt beschriebene Methode eingesetzt.

3.5.1 Die Zuordnung von Myon–Signaturen im LAr–Kalorimeter und im Myondetektor

Die Myonerkennung im LAr–Kalorimeter unterscheidet sich insofern grundsätzlich von der im Myonsystem, als daß keine *Spuren* im Sinne eines Satzes von Parametern erzeugt werden. Es ist daher zunächst nicht möglich, wie bei der Verbindung zwischen Spurkammer– und Myonsystem eine χ^2–Wahrscheinlichkeit für die Zuordnung der Myonsignaturen in LAr–Kalorimeter und Myonsystem anzugeben. Andererseits ist diese Zuordnung nötig, um nicht *ein* Teilchen im Detektor als *zwei* oder gar mehr Myonkandidaten fehlzuinterpretieren. Solche Mehrdeutigkeiten können verschiedene Ursachen haben:

- Ein Teilchen wird in *einem* Spurkammersystem zu *zwei* Spuren rekonstruiert.
- Die Verbindung von Spuren, die das zentrale *und* vordere Spurkammersystem durchqueren, zu einer „kombinierten“ Spur gelingt nicht.
- Durch die große Spurmultiplizität in Vorwärtsrichtung aus Fragmentationsprozessen treten zusätzliche Falschverbindungen auf (kombinatorischer Untergrund).

Um diese Fälle zu kontrollieren, wird folgendermaßen vorgegangen.

1. Gibt es eine gute Eisenspur, so wird zunächst diejenige gute Spur in den Spurkammern mit der höchsten Spurverbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ gesucht. Verbindungen mit $P(\chi^2) < 10^{-4}$ werden verworfen. Kann keine gute Eisenspur oder keine passende Verbindung gefunden werden, s. Punkt 4.
2. Wird der *gleichen* Spur im Spurkammersystem eine gute Signatur im Kalorimeter zugeordnet, so wird die Folge „Spurkammer — Kalorimeter — Myonsystem“ als ein Myonkandidat angenommen.
3. Kann zu einer *anderen* guten Spur im Spurkammersystem als der in 1. gefundenen eine Signatur im Kalorimeter gefunden werden, so wird die Folge „Spurkammer — Kalorimeter — Myonsystem“ dann als *ein* Myonkandidat angesehen, wenn die beiden Spuren in den Spurkammern im Polarwinkel θ um höchstens 8° und im Azimut ϕ um höchstens 40° differieren; als Spur in den Spurkammern wird diejenige mit der größeren Verbindungswahrscheinlichkeit zum Myonsystem gewählt.
4. Wird *nur* eine gute Myonsignatur im LAr–Kalorimeter mit einer dazugehörigen guten Spur in den Spurkammern gefunden, so wird diese als Myonkandidat angenommen. Um gegebenenfalls Parameter der Rekonstruktion im instrumentierten Eisen nutzen zu können, wird versucht — wieder über die Verbindungswahrscheinlichkeit und einen Schnitt in (θ, ϕ) —, eine dazugehörige Spur geringerer Qualität im Myonsystem zu finden.

Kalorimeter Myondetektor	kein Kalorimeter–μ	schwaches oder normales Kalorimeter–μ	gutes Kalorimeter–μ	
kein Eisen–μ			409	
schwaches Eisen–μ			2657	
gutes Eisen–μ	1548	1949	2411	Σ 5908
			Σ 5477	8974

Tabelle 3.7: *Myonkandidaten in Ereignissen der* Charm*–Klasse. Als „schwaches Eisen–Myon“ wird eine Eisenspur bezeichnet, die die Selektion guter Eisenspuren aus Tabelle 3.2 nicht erfüllt.*

Die Anwendung der Kriterien auf die Daten der Datennahmeperiode im Herbst 1993 ergibt in Datennahmeeinheiten „guter“ und „mittlerer“ Qualität 8974 Ereignisse der *Charm*–Klasse mit mindestens einem guten Myon in Vorwärtsrichtung. Die Art der Myonsignaturen im Myondetektor und LAr–Kalorimeter ist in Tabelle 3.7 aufgeführt. Zu beachten ist, daß pro Ereignis *ein* gutes Myon in Vorwärtsrichtung ausgewählt wird. Bei der Selektion wird — relativ willkürlich — mit folgender Priorität vorgegangen:

1. Myonkandidaten mit guter Eisenspur; bei mehreren solcher Spuren wird der Myonkandidat mit der größten Verbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ zum Spurkammersystem gewählt.
2. Myonkandidaten mit guter Myonsignatur im LAr–Kalorimeter; hier wird bei mehreren Signaturen ein beliebiger ausgewählt.

5908 Ereignissen mit gutem Vorwärtsmyon werden aufgrund einer guten Eisenspur selektiert. In 332 dieser Ereignisse wird die Eisenspur zu zwei guten Spuren im Spurkammersystem verbunden, in 19 zu drei und in zwei Ereignissen zu vier Spuren. Hier muß eine Zuordnung mit Hilfe der größeren Spurverbindungswahrscheinlichkeit vorgenommen werden.

In Abbildung 3.16 ist eines der selektierten Ereignisse dargestellt.

In den nächsten Kapiteln wird die Myonidentifikation in Vorwärtsrichtung auf ihre Brauchbarkeit zur Untersuchung physikalischer Prozesse getestet.

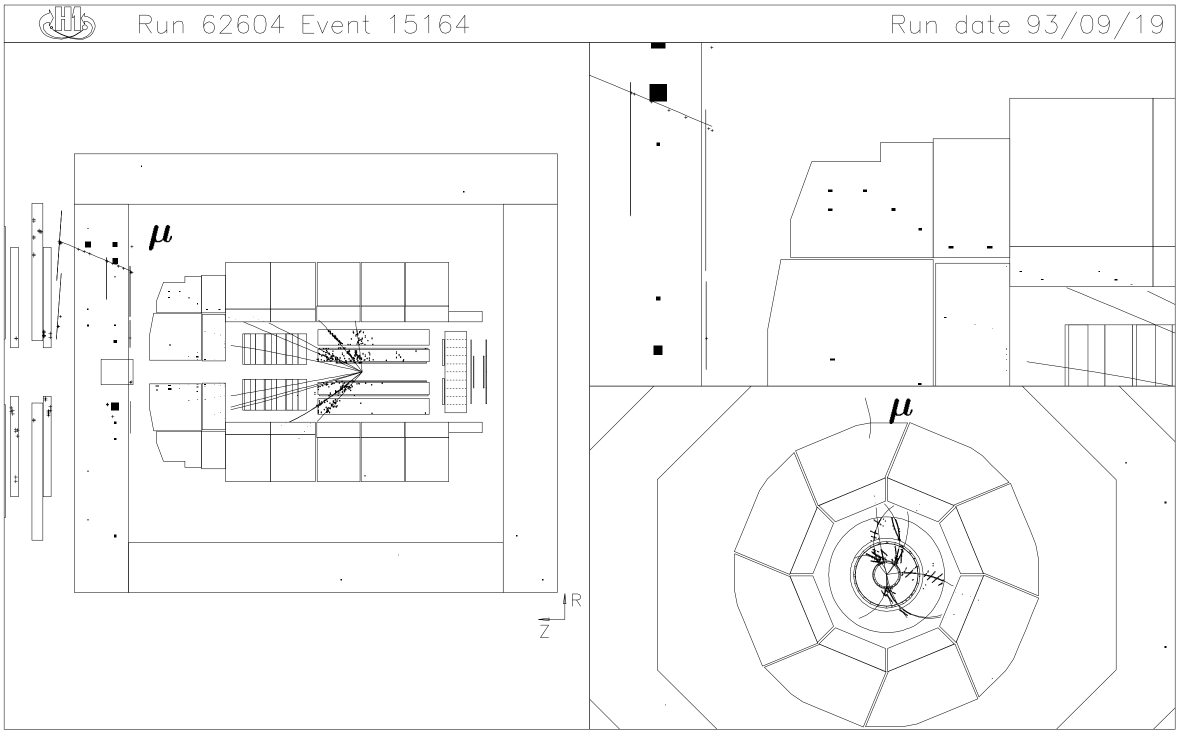


Abbildung 3.16: *Graphische Darstellung eines typischen Ereignisses mit Myon in Vorwärtsrichtung. Das Ereignis wird später als Untergrundereignis (Protonstrahl–Restgas–Wechselwirkung) identifiziert (Abschnitt 4.3.2). Der Myonkandidat wurde sowohl im Myondetektor als auch im LAr–Kalorimeter als 'gut' klassifiziert.*

Kapitel 4

Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks

Eines der zentralen Forschungsgebiete bei HERA ist die Physik schwerer Quarks, wobei insbesondere der *Charm*–Sektor wegen der hohen Produktionsraten von Interesse ist. Mit einer integrierten Luminosität von einigen 10 pb^{-1} wird es in Zukunft möglich sein, verschiedene Parametrisierungen der Gluondichteverteilung im Proton zu testen [Oul91]. *Charm*–Quarks werden bei HERA zum größten Teil in Ereignissen der Photoproduktion als *Charm–Anticharm*–Paare erzeugt, die im anschließenden Fragmentationsprozeß entweder *Charm*–Mesonen und –Baryonen (*Open Charm*) oder *Charmonium*–Zustände (J/ψ–Mesonen) bilden. Eine Möglichkeit, *Charm*–Quarks zu identifizieren, ist der semileptonische Zerfallskanal.

Gegenstand dieses Kapitels sind Vorstudien zu den Möglichkeiten, im Vorwärtsbereich des H1–Detektors *Charm*–Quarks über ihren Zerfall in Myonen nachzuweisen; in einer früheren Arbeit [Kru94] wurde eine Analyse inklusiver Myonen im Zentralbereich durchgeführt, die aufgrund zu geringer Statistik mit den Daten von 1993 im Vorwärtsbereich nicht möglich ist.

4.1 Produktion und Zerfall schwerer Quarks bei HERA

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von *Bottom*–Quarks ist bei HERA etwa zwei Größenordnungen kleiner als der *Charm*–Wirkungsquerschnitt. Wegen der 1993 noch verhältnismäßig geringen integrierten Luminosität war daher bisher keine b–Physik bei HERA möglich. Im folgenden wird deshalb primär auf Produktion und Zerfall von *Charm*–Quarks eingegangen.

4.1.1 Tiefinelastische Streuung

In der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung (*Deep Inelastic Scattering* DIS, $Q^2 \gg 0$) kann die Erzeugung von *Charm* durch das Quark–Parton–Modell erklärt werden. Ein vom einlaufenden Elektron abgestrahltes Eichboson wechselwirkt mit einem *Charm*–Quark im Proton, in der anschließenden Fragmentation entsteht ein hadronischer Endzustand X (Abbildung 4.1). Der Wirkungsquerschnitt dieser rein elektroschwachen Prozesse ist generell klein.

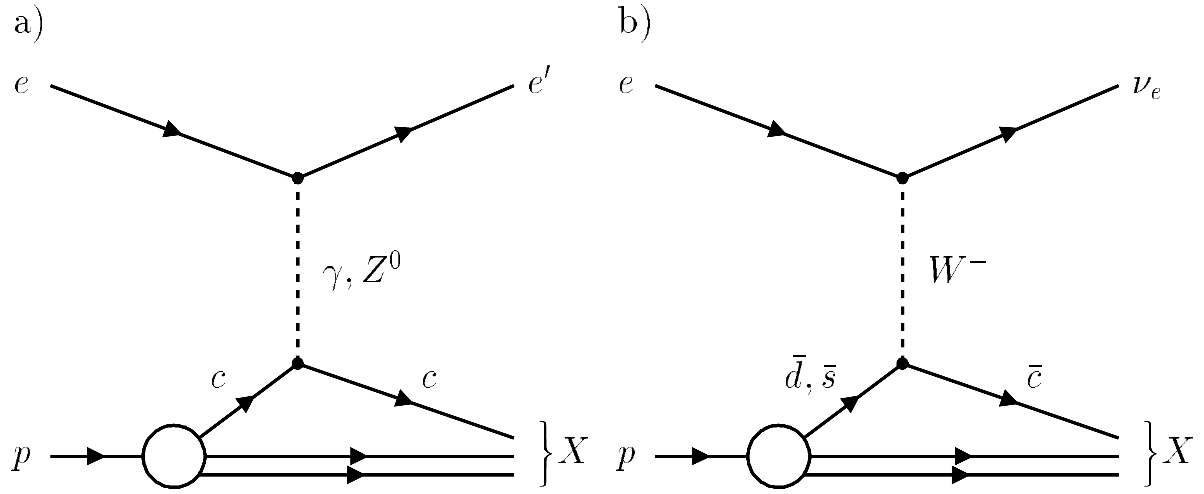


Abbildung 4.1: *Diagramme der Erzeugung von* Charm*–Quarks in der tiefinelastischen Streuung bei HERA.*

Der Beitrag des in Abbildung 4.1 a) gezeigten Prozesses des neutralen Stroms mit intrinsischem *Charm* kann bei HERA vernachlässigt werden, da der *Charm*–Inhalt des Protons sehr klein ist.

In Ereignissen des geladenen Stroms (Abb. 4.1 b)) kann ein $\bar{d}$– oder $\bar{s}$–Quark durch schwache Wechselwirkung in ein $\bar{c}$ übergehen, der Wirkungsquerschnitt hängt von den entsprechenden Elementen der Kobayashi–Maskawa–Matrix ab. Der totale Wirkungsquerschnitt für *Charm*–Produktion in tiefinelastischer ep–Streuung bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 314$ GeV wurde zu $\sigma^{DIS} \approx 3.6$ pb abgeschätzt [Ali87].

4.1.2 Photoproduktion

Schwere Quarks werden bei HERA hauptsächlich durch Boson–Gluon–Fusion (Abbildung 4.2) erzeugt. Dabei fusioniert ein vom Elektron abgestrahltes Eichboson mit einem Gluon des Protons und bildet ein schweres Quark–Antiquark–Paar. Da die ep–Streuung bei HERA vom Austausch quasireeller Photonen ($Q^2 \approx 0$) dominiert wird, entsteht der Großteil schwerer Quarks in Photoproduktionsereignissen. In diesem kinematischen Bereich sind die Beiträge durch den Austausch von Z^0 und W–Bosonen (in Abb. 4.2 nicht gezeigt) zu vernachlässigen, da der entsprechende Propagator aufgrund der großen Masse von Z^0 und W klein gegenüber dem des Photons ist.

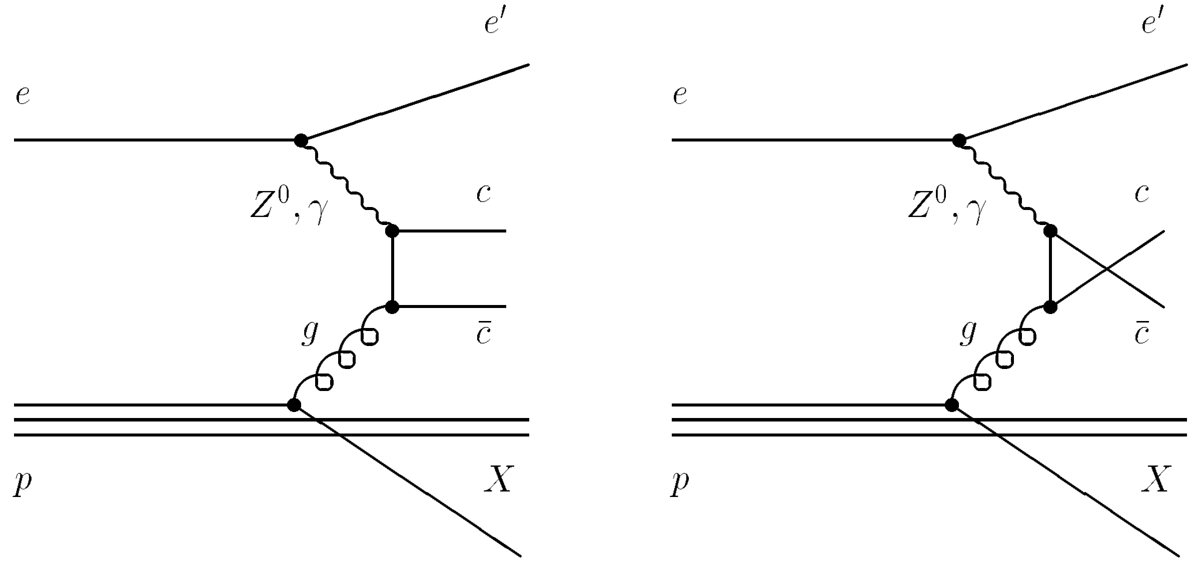


Abbildung 4.2: *Feynmandiagramme zur Produktion von* Charm*–Quarks durch Boson–Gluon–Fusion.*

Neben der Photon–Gluon–Fusion mit direktem Photon in der Ordnung (α, α_s) tragen weitere Prozesse zum totalen ep–Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von *Charm*–Quarks bei:

Prozesse höherer Ordnung in α_s mit direktem Photon Hierunter fallen Prozesse, bei denen im harten Subprozeß ein zusätzliches Gluon oder leichtes Quark entsteht. Zum totalen γp–Wirkungsquerschnitt mit direktem Photon für die Erzeugung schwerer Quarks tragen Prozesse höherer Ordnung in α_s zu etwa einem Drittel bei [Kru94].

Prozesse höherer Ordnung in α_s mit aufgelöstem Photon Die hadronische Komponente des Photons kann in Prozessen höherer Ordnung in α_s aufgelöst werden. Der Beitrag zum Wirkungsquerschnitt ist etwa einen Faktor drei bis fünf kleiner als der von Prozessen mit direkt wechselwirkendem Photon [Kru94].

Um eine Beziehung zwischen ep– und γp–Wirkungsquerschnitt in Ereignissen der Photoproduktion herzustellen, wird die ep–Streuung in zwei unabhängige Prozesse unterteilt, die Emission des Photons vom einlaufenden Elektron und die γp–Wechselwirkung. Die Photonemission wird im Rahmen der Weizsäcker–Williams–Approximation [Wei34, Wil34] beschrieben, in der das elektromagnetische Feld eines sich schnell an einem Nukleon vorbeibewegenden Elektrons als Fluß virtueller Photonen betrachtet wird. Der ep–Wirkungsquerschnitt läßt sich dann faktorisieren in den Streuquerschnitt $\hat{\sigma}$ der Photoproduktion schwerer Quarks und einen Ausdruck $F_{\gamma/e}(y, Q^2)$, der das äquivalente Photonspektrum beschreibt:

$$\sigma(e\,p \longrightarrow Q\bar{Q}\,X) \;=\; \int\!\!\int dy\, dQ^2\, F_{\gamma/e}(y, Q^2)\, \hat{\sigma}(\gamma\, p \longrightarrow Q\bar{Q}\,X)\,.$$

Der theoretisch errechnete Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung schwerer Quarkpaare hängt von der zugrundegelegten Quarkmasse und der Gluondichteverteilung im Proton ab. Unter der Annahme einer *Charm*–Quarkmasse $m_c = 1.5$ GeV, einer *Bottom*–Quarkmasse $m_b = (4.75 \pm 0.25)$ GeV und einer Gluondichteverteilung $x_{Gluon} G(x_{Gluon}) = 3 \cdot (1 - x_{Gluon})^5$ (*simple scaling* [Far74, Gun74]) ergibt sich bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 314$ GeV bis zur Ordnung (α, α_s^2) [Eli89]

$$\begin{aligned} \sigma(e\,p \longrightarrow c\bar{c}\,X) &= 680\,^{+260}_{-180}\,\text{nb} \\ \sigma(e\,p \longrightarrow b\bar{b}\,X) &= 6.0 \pm 1.1\,\text{nb}\;. \end{aligned}$$

Im Rahmen der H1–Kollaboration wurde der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung schwerer Quarkpaare $Q\bar{Q}$ aus der Analyse inklusiver Myonen im Barrelbereich des Detektors bestimmt [Kru94]. Mit den Daten des Jahres 1993 ergab sich

$$\sigma(e\,p \longrightarrow Q\bar{Q}\,X) \;=\; (1.21 \pm 0.55)\,\mu\text{b} \;\simeq\; \sigma(e\,p \longrightarrow c\bar{c}\,X)\;.$$

4.1.3 Zerfall von Teilchen mit *Charm*

Der Zerfall schwerer Quarks wird im Standardmodell durch schwache geladene Ströme beschrieben. Das schwere Quark geht unter Emission eines virtuellen W–Bosons in ein leichtes Quark über, wobei die Übergangswahrscheinlichkeit durch das Quadrat des entsprechenden Elementes der Kobayashi–Maskawa–Matrix gegeben ist. Die dominierenden Zerfälle sind demnach

$$c \longrightarrow s\,W^+ \qquad \text{und} \qquad b \longrightarrow c\,W^-\;.$$

Im *Zuschauer–Modell* wird das schwere Quark dabei als freies Teilchen unter Vernachlässigung des Einflusses anderer Quarks und Gluonen betrachtet.

Das W–Boson zerfällt entweder im hadronischen Kanal in ein leichtes Quarkpaar (z. B. $W^+ \longrightarrow u\bar{d}$) oder im semileptonischen Kanal in ein Leptonpaar (z. B. $W^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$ und $W^+ \longrightarrow e^+\nu_e$).

Der semileptonische Zerfallskanal (Abbildung 4.3) wird im Zuschauermodell richtig beschrieben, bei hadronischen Zerfällen müssen die Wechselwirkungen der Quarks im Endzustand berücksichtigt werden.

Das theoretisch berechnete Verzweigungsverhältnis für den semielektronischen und den semimyonischen Zerfall sowohl von *Charm*– als auch von *Bottom*–Quarks beträgt jeweils 11 % [Eic88]; außerdem zerfallen 2.6 % der b–Quarks in τ–Leptonen, was aufgrund der großen Masse des τ–Leptons für c–Quarks nicht möglich ist.

Das experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnis für den Zerfallskanal $c \longrightarrow \mu^+\nu_\mu X$ ist $8.1\,^{+1.0}_{-0.9}$ % [PDG94], eine neue Messung der OPAL–Kollaboration ergab 9.6 ± 1.1 % [Opa93]. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfallskanal $\bar{b} \longrightarrow l^+\nu_l X$ wurde an den vier LEP–Experimenten bestimmt, der Mittelwert ist (11.0 ± 0.5) % [PDG94].

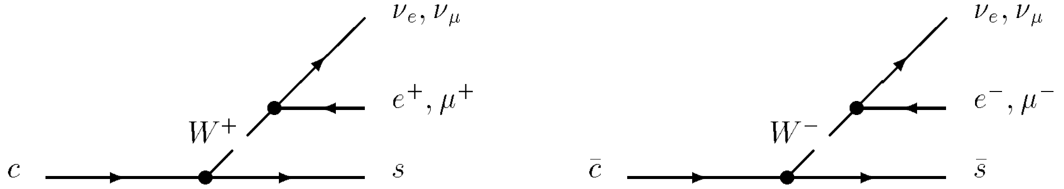


Abbildung 4.3: *Diagramme des semileptonischen Zerfalls von* Charm–*Quarks.*

4.1.4 Charakteristik von Ereignissen mit semimyonischen Zerfällen von *Charm*–Quarks

In diesem Abschnitt werden die kinematischen und topologischen Eigenschaften von Ereignissen mit Myonen aus semileptonischen Zerfällen von *Charm*–Quarks anhand simulierter Ereignisse untersucht. Als Generator diente PYTHIA in der Version 5.64 [Ben87, Sjo92], wobei die Subprozesse $\gamma g \to c\bar{c}$ mit 605 nb, $gg \to c\bar{c}$ mit 133 nb und $q\bar{q} \to c\bar{c}$ mit 11.7 nb berechnet wurden, so daß sich ein Wirkungsquerschnitt von 750 nb bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296$ GeV ergibt. Als Parametrisierungen der Strukturfunktionen dienten GRV–G LO von Glück, Reya und Vogt [Glu92] für die Photonstrukturfunktion und MRS D– von Martin, Roberts und Stirling [Mar92] für die Protonstrukturfunktion. Für die Masse des *Charm*–Quarks wurde $m_c = 1.5$ GeV angesetzt. Die zur Verfügung stehende Ereigniszahl entspricht einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}\, dt \simeq 77.1\ \mathrm{nb}^{-1}$.

Die Hadronisierung der Quarks im Endzustand geschieht mit Hilfe des Programms JETSET 7.36 [Sjo92], das das Modell der *Lund–String–Fragmentation* benutzt.

Der Transversalimpuls p_t der generierten Myonen relativ zur Strahlachse ist generell klein, oberhalb der Masse des *Charm*–Quarks fällt der Anteil schnell auf Null (Abbildung 4.4 a)). Da ein Großteil der Ereignisse bei kleinen Q^2 erzeugt wird, ist die obere Grenze des Transversalimpulsspektrums mit der Masse der erzeugten Quarks korreliert. Dadurch bietet sich die Möglichkeit, mit einem Schnitt auf p_t einerseits den Untergrund aus dem Zerfall leichter Quarks zu unterdrücken, andererseits eine Anreicherung mit Myonen aus dem Zerfall von b–Quarks zu erzielen.

In Abbildung 4.4 b) ist die Abhängigkeit des Impulses p der Myonen vom Polarwinkel θ gezeigt, unter dem sie den Wechselwirkungspunkt verlassen. Der Großteil der Myonen entsteht unter kleinen Polarwinkeln, außerdem sind dort die Impulse im Mittel größer.

HERA produziert bei einem Wirkungsquerschnitt $\sigma(e\,p \to c\bar{c}) = 750$ nb in der H1–Wechselwirkungszone $7.5 \cdot 10^5$ $c\bar{c}$–Paare pro pb^{-1} integrierter Luminosität, wovon in $1.4 \cdot 10^5$ Ereignissen mindestens eines der *Charm*–Quarks in ein Myon zerfällt. In Tabelle 4.1 ist zusammengefaßt, wie viele dieser Ereignisse im Akzeptanzbereich des H1–Detektors, wenn auch mit geringer Nachweiswahrscheinlichkeit, liegen. Dabei ist einerseits der den Spurkammern zugängliche Winkelbereich zu berücksichtigen ($4° \leq \theta \leq 175°$), andererseits die Tatsache, daß eine Myonidentifikation für Myonimpulse unterhalb 1 GeV nicht möglich ist. Es zeigt sich, daß in 72.5 % der nachweisbaren Ereignisse ein identifizierbares Myon den Bereich der vorderen Endkappe durchquert, so daß eine Untersuchung hier vielversprechend scheint. Die Zahl der tatsächlich nutzbaren Ereignisse verringert sich allerdings noch einmal drastisch durch Schnitte, die der Unterdrückung von Untergrund aus dem Zerfall leichter Quarks dienen; $p_\mu \geq 3$ GeV wird später in dieser Arbeit benutzt, $p_{\perp,\mu} \geq 1.5$ GeV wurde in der Analyse inklusiver Myonen im Barrelbereich [Kru94] eingesetzt.

Zur Beschreibung der Kinematik werden verschiedene Variablen benutzt, z. B. die folgenden lorentzinvarianten Größen:

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des ep–Systems:

$$s = (p_p + p_e)^2 \simeq 4E_eE_p$$

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrages vom Elektron auf das Photon:

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_e')^2 \simeq 4E_eE_e' \cos^2\frac{\theta}{2}$$

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des $\gamma\, p$–Systems, entsprechend der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes:

$$W_{\gamma p}^2 = (q + p_p)^2 = m_p^2 + 2m_p\nu - Q^2 \quad \text{mit} \quad \nu = \frac{q \cdot p_p}{m_p}$$

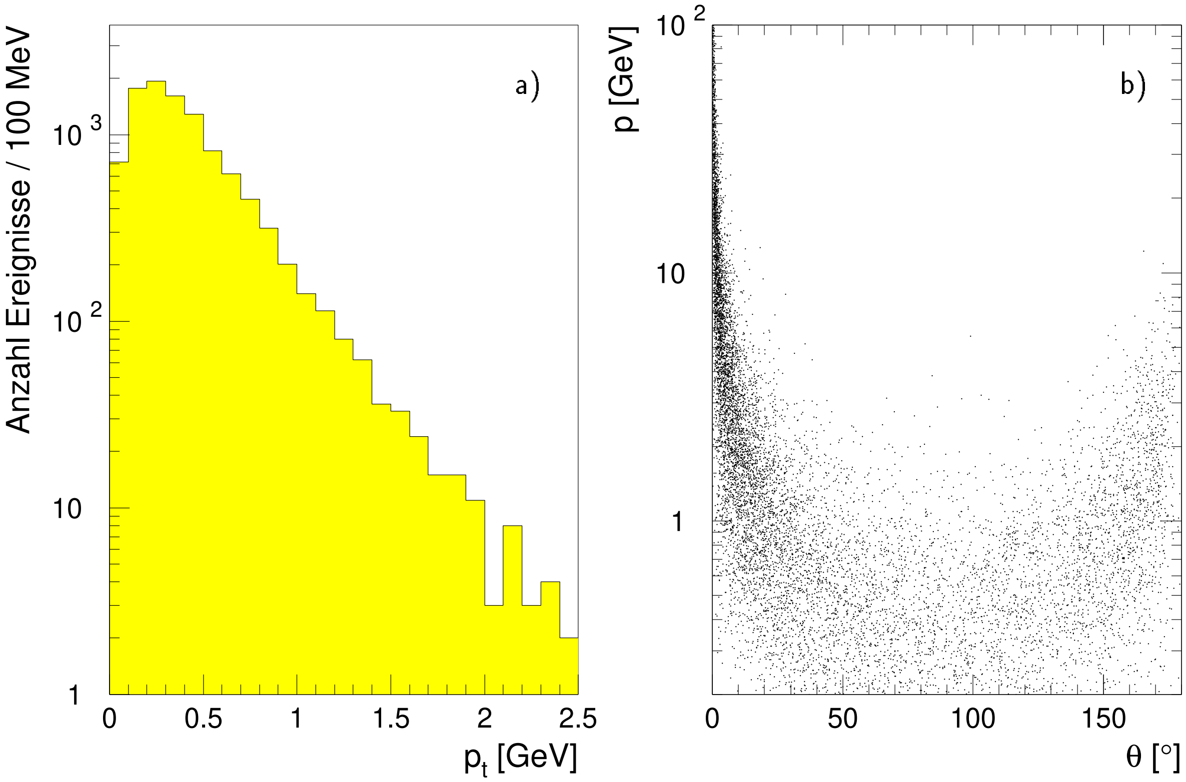


Abbildung 4.4: *a) Transversalimpuls p_t sowie b) Korrelation von Impuls p und Polarwinkel θ für Myonen aus dem Zerfall eines* Charm*–Quarks in simulierten Ereignissen.*

Akzeptanzschnitt	**Anzahl Ereignisse insgesamt**	**Anteil in der vorderen Endkappe**
kein Schnitt	$7.5 \cdot 10^5$	
$\geq 1\mu$ aus *Charm*–Zerfall	$1.4 \cdot 10^5$	
$\geq 1\mu$ aus *Charm*–Zerfall im polaren Akzeptanzbereich	$1.1 \cdot 10^5$	47.8 %
zusätzlich $p_\mu \geq 1$ GeV	$5.1 \cdot 10^4$	72.5 %
zusätzlich $p_\mu \geq 3$ GeV	$1.5 \cdot 10^4$	89.1 %
alternativ $p_{\perp,\mu} \geq 1.5$ GeV	$1.8 \cdot 10^3$	36.9 %

Tabelle 4.1: *Erwartete Ereigniszahlen für* Charm*–Ereignisse aus Monte–Carlo–Studien pro* pb^{-1} *integrierter Luminosität. Mit dem 'Anteil in der vorderen Endkappe' sind diejenigen Ereignisse gemeint, in denen mindestens ein Myon in der vorderen Endkappe die Akzeptanzschnitte erfüllt.*

- Als abgeleitete Größen die Bjørkensche Skalenvariable x und die Inelastizität y:

$$x = \frac{Q^2}{2(q \cdot p_p)} = \frac{Q^2}{2m_p\nu} \qquad y = \frac{q \cdot p_p}{p_e \cdot p_p} = \frac{\nu}{\nu_{max}}$$

Dabei sind p_e und p'_e die Viererimpulse des einlaufenden und des auslaufenden Elektrons bzw. Leptons sowie E_e und E'_e die zugehörigen Energien; m_p, p_p und E_p sind Masse, Viererimpuls und Energie des einlaufenden Protons und q ist der Viererimpuls des ausgetauschten Photons. y läßt sich interpretieren als das Verhältnis des tatsächlichen zum maximal möglichen Energieübertrag im Ruhesystem des Protons.

Zur Beschreibung von Prozessen der Boson–Gluon–Fusion sind weitere Variablen nötig: der Impulsanteil x_{Gluon} des Gluons am Protonimpuls, das Verhältnis z des tatsächlichen zum maximal möglichen Impuls eines schweren Quarks senkrecht zur Protonrichtung und der azimutale Winkel zwischen Lepton– und Hadronebene.
Für das Quadrat der invarianten Masse des erzeugten Quarkpaares gilt

$$s_{Q\bar{Q}} = (p_Q + p_{\bar{Q}})^2 = y \cdot x_{Gluon} \cdot s - Q^2 \ .$$

In Abbildung 4.5 sind die Größen $W_{\gamma p}$, $s_{c\bar{c}}$, y und x_{Gluon} für generierte und simulierte Ereignisse gezeigt. In weiß dargestellt sind alle generierten Ereignisse, grau derjenige Anteil, der bzgl. Myonidentifikation im Akzeptanzbereich der vorderen Endkappe liegt, d. h. ein Myon muß die Bedingungen

$$p \geq 1 \text{ GeV} \qquad \text{und} \qquad 4° \leq \theta \leq 35°$$

erfüllen. Schraffiert sind die Einträge von simulierten Ereignissen, in denen nach den Kriterien des nächsten Abschnittes 4.2 ein Myon identifiziert wird, schwarz schließlich der

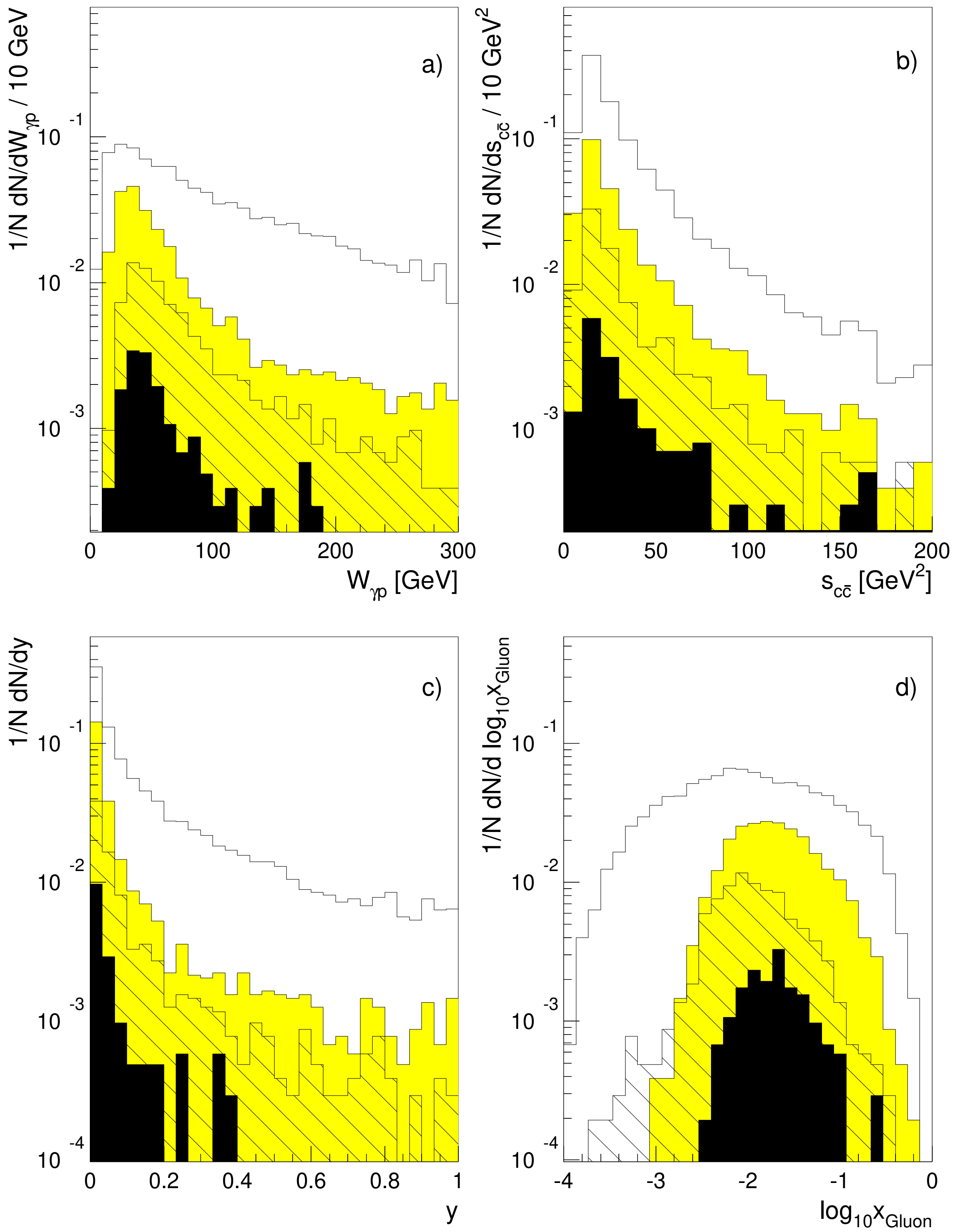


Abbildung 4.5: *Kinematische Eigenschaften von simulierten Ereignissen mit semileptonischen Zerfällen von* Charm*–Quarks in Myonen. a) Die Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *des* γ*–*p*–Systems, b) das Quadrat* $s_{c\bar{c}}$ *der Schwerpunktsenergie des* $c\bar{c}$*–Systems, c) Inelastizität* y *und d)* x_{Gluon}*, der Impulsanteil des abgestrahlten Gluons am Gesamtimpuls des einfallenden Protons. Weiß dargestellt sind alle generierten Ereignisse, grau die Ereignisse im polaren Akzeptanzbereich der vorderen Endkappe mit* $p > 1$ *GeV, schraffiert der die Selektion aus dem folgenden Abschnitt 4.2 erfüllende Anteil aller Ereignisse und schwarz schließlich der bei der zusätzlichen Bedingung* $p > 3$ *GeV verbleibende Anteil.*

verbleibende Anteil, wenn eine zusätzliche Bedingung zur Unterdrückung von Myonen aus Zerfällen leichter Quarks, $p > 3$ GeV, verlangt wird.

Die untere Grenze der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des γ–p–Systems ist festgelegt durch die Mindestenergie von 10 GeV, die zur Generierung eines $c\bar{c}$–Paares notwendig ist. Die Selektion wählt bevorzugt Ereignisse mit kleinem $W_{\gamma p}$ aus, im Gegensatz zur Analyse mit Myonen im Barrelbereich, wo die untere Akzeptanzgrenze $W_{\gamma p}^{min} = 40\,\text{GeV}$ bei einem Mittelwert von $\langle W_{\gamma p} \rangle = 173$ GeV war [Kru94]. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, den Anschluß zu Messungen des $c\bar{c}$–Wirkungsquerschnittes an *Fixed–Target*–Experimenten herzustellen.

Die Verteilung des Quadrats $s_{c\bar{c}}$ der Schwerpunktsenergie des $c\bar{c}$–Systems wird durch die Selektion kaum verändert; ein Schnitt auf den Transversalimpuls des Myons würde hier eine Anreicherung von Ereignissen mit größerem $s_{c\bar{c}}$ bewirken.

Das Maximum der y–Verteilungen liegt generell bei kleinen Werten. Die untere Akzeptanzgrenze für x_{Gluon} ist unter der zusätzlichen Bedingung $p > 3\,\text{GeV}$ bei $x_{Gluon}^{min} = 10^{-2.5}$.

4.2 Datenselektion

Zur Selektion der Myonen werden die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Kriterien auf die Daten der Ereignisklasse semimyonischer Zerfälle in *charm*–Quarks aus der Datennahmeperiode im Herbst 1993 angewandt. Für die Untersuchung werden nur Datennahmeeinheiten „guter“ und „mittlerer“ Qualität berücksichtigt, die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität[1] von $\int \mathcal{L}\,dt \simeq 314\,\text{nb}^{-1}$.

Die Kriterien der zugrundeliegenden POT– und DST–Selektion sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Erfüllt ein Ereignis die Kriterien im Bereich des Barrels oder der Endkappen, so wird es der FPACK–Klasse 16, HEAD–Bank Bit 21, zugeordnet und abgespeichert.

Der Schnitt auf den Transversalimpuls p_t des Myons im Barrelbereich dient der Unterdrückung von Myonen aus Zerfällen leichter Quarks. Gegen kosmische Myonen werden mindestens 25 Treffer im vorderen Spurkammersystem verlangt, da kosmische Myonen, die die zentralen Spurkammern durchfliegen, keine Signatur in den anderen Spurkammern hinterlassen. Der Filter gegen kosmische Myonen nach J. Harjes wird im nächsten Abschnitt erläutert.

In der vorderen Endkappe werden Schnitte gegen protonstrahlinduzierten Untergrund eingesetzt. Es dürfen nicht zu viele Streamerrohrkammern getroffen werden, ohne daß sie zu einer Spur rekonstruiert werden können. Außerdem darf die Summe der Ladungen aller sichtbaren Teilchen im Ereignis das sechsfache der Elementarladung nicht überschreiten.

39013 Ereignisse erfüllten die POT– und DST–Selektion der *Charm*–Klasse; etwa 70 % davon wurden durch die Selektionskriterien für die vordere Endkappe ausgewählt. Die Kriterien für Ereignisse mit mindestens einem guten Myon in Vorwärtsrichtung aus Kapitel 3 erfüllen 8974 Ereignisse.

---

[1] Die Genauigkeit der Luminositätsmessung erreichte 1993 etwa 4 % [Lev94].

Als erster Schritt einer weiteren Reduktion werden nur Myonkandidaten angenommen, die an den primären Ereignisvertex angepaßt werden konnten; dies reduziert die Zahl der Ereignisse auf 8406. Im folgenden Abschnitt wird der Untergrund an Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung untersucht.

4.2.1 Kosmische Myonen

Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung durchqueren den H1–Detektor mit einer Rate von etwa 2 kHz [Kru94], ihre Reduktion ist ein wichtiger Punkt der Datenselektion.
In der POT– und DST–Selektion wird als Filter gegen kosmische Myonen ein Programm von J. Harjes benutzt, das kosmische Myonen in den zentralen Spurkammern identifiziert. Betrachtet werden Ereignisse mit 2 bis 12 Spuren in den CJC. In ihnen werden alle Kombinationen zweier Spuren i, j mit

$$\begin{aligned} |\kappa_i + \kappa_j| &\leq 0.005\,\mathrm{cm}^{-1} \\ |\phi_i - \phi_j| &\,\epsilon\, [\pi - 0.2, \pi + 0.2] \\ |dca_i + dca_j| &\leq 5.0\,\mathrm{cm} \end{aligned}$$

Barrel	**Endkappen**
• ≥ 2 CJC–Spuren • ≥ 1 gute CJC–Spur • ≥ 1 CJC–Spur mit $p_t \geq 1.5$ GeV	• ≥ 1 Vorwärtsspur oder „gute“ CJC–Spur mit $p > 1$ GeV (vordere Endkappe) bzw. $p > 0.8$ GeV (hintere Endkappe) • ≥ 1 negativ geladenes Teilchen in den CJC
• ≥ 1 Eisenspur im Barrel	• ≥ 1 Eisenspur in einer der Endkappen mit $\rho = \left|(y - z \cdot \tan\theta \sin\phi)/\sqrt{1 + \tan^2\theta \sin^2\phi}\right| \leq 150$ cm • Spur in FEC mit $R \leq 120$ cm: ≥ 5 Drahtlagen (ohne Myonboxen) auf der Eisenspur oder $\geq 1/4$ aller angesprochenen Drähte sind zu Spuren rekonstruiert
• ≥ 25 Treffer im vorderen Spurkammersystem	• Summe der Ladungen aller Spuren in den Spurkammern $\leq 6\ |e|$ (vordere Endkappe)
Filter gegen kosmische Myonen nach J. Harjes	

Tabelle 4.2: *POT– und DST–Selektion der* Charm*–Klasse. p und p_t sind Impuls und Transversalimpuls, ρ und R wurden in Abschnitt 3.2 definiert. Die Schnitte für gute CJC–Spuren sind identisch mit denen aus Tabelle 3.5.*

zu einer einzigen Spur angepaßt.

Als Ereignis mit kosmischem Myon werden Ereignisse verworfen, in denen eine Anpassung mit einem zugehörigen $\chi^2 \leq 100$ und $\kappa \leq 0.025\mathrm{cm}^{-1}$ gefunden wird, und sich keine weitere Spur mit mehr als 19 Treffern in einem Abstand von mehr als 5 cm sowie keine Spur mit mehr als 35 Treffern in einem Abstand größer als 2 cm von der angepaßten Spur befindet.

Um den Untergrund kosmischer Myonen weiter zu reduzieren, werden in dieser Untersuchung weitere Methoden angewandt. Insbesondere werden durch obigen Schnitt keine kosmischen Myonen erkannt, die statt der zentralen Spurkammern die Vorwärtsspurkammern des H1–Detektors durchqueren. Ein Großteil der Myonen fällt zwar senkrecht in den Detektor ein, dennoch bilden kosmische Myonen auch unter kleinen Polarwinkeln einen beträchtlichen Untergrund, insbesondere bei Ereignistypen mit geringer Multiplizität.

Zunächst wird die Information über Spuren im Myondetektor ausgenutzt. Ein Programm von L. Büngener verwirft Ereignisse mit zueinander parallelen Spuren im instrumentierten Eisen. Die Zahl der Ereignisse reduziert sich damit um 211.

Weiterhin wird die Information der vorderen Spurkammern mitberücksichtigt, indem aus allen Ereignissen mit genau zwei Spuren in den Spurkammern — dabei sind beliebige Kombinationen aus Spuren in den vorderen und zentralen Spurkammern zugelassen — diejenigen herausgefiltert werden, die die Kollinearitätsbedingungen

$$\theta_1 + \theta_2 \,\epsilon\, [\pi - 0.04, \pi + 0.04] \quad \text{und} \quad |\phi_1 - \phi_2| \,\epsilon\, [\pi - 0.15, \pi + 0.15]$$

erfüllen. 56 Ereignisse werden mit diesem „θ–ϕ–Schnitt“ verworfen, so daß 8139 verbleiben.

	Selektionskriterium	**Anzahl verbleibender Ereignisse**	**Reduktion**
1.	POT– und DST–Selektion	39013	—
2.	≥ 1 gute Eisenspur oder gute Myonsignatur im LAr–Kalorimeter in Vorwärtsrichtung	11290	71.1 %
3.	≥ 1 gutes Myon in Vorwärtsrichtung	8974	20.5 %
4.	Vertexanpassung des Myons	8406	6.3 %
5.	Schnitt gegen kosmische Myonen (L. Büngener)	8195	2.5 %
6.	θ–ϕ–Schnitt gegen kosmische Myonen	8139	0.7 %
7.	$p_\mu \geq 3$ GeV	3818	53.1 %

Tabelle 4.3: *Selektion von Myonen in Vorwärtsrichtung.*

Die Datenselektion bis zu diesem Schritt ist in Tabelle 4.3 zusammengefaßt, die Eigenschaften der Ereignisse und des selektierten Myons sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die

Spurmultiplizität in 4.6 e) wird als die Anzahl Spuren, die vom Rekonstruktionsprogramm an den primären Ereignisvertex angepaßt wurden, bestimmt.

Das Maximum des Impulsspektrums (a)) liegt bei $p_\mu \simeq 2.5$ GeV und fällt rasch ab; die rekonstruierten Transversalimpulse der Myonen (b)) sind in der Regel klein, die Verteilung hat ihr Maximum bei $p_{t,\mu} \simeq 0.7$ GeV.

Das anisotrope ϕ–Spektrum (c)) hat seine Ursache in den Akzeptanzlücken der verschiedenen Subdetektoren. Die Minima bei $\phi \approx -80^\circ$ und $\phi \approx 20^\circ$ sind auf defekte Bereiche der zentralen Spurkammer $CJC\,1$ zurückzuführen (vgl. Abschnitt 3.4.1), hinzu kommen Probleme mit den vorderen Spurkammern sowie Effekte der Modularisierung des Myondetektors (s. Abschnitt 2.2.3).

Die Akzeptanzlücken der inneren zentralen Spurkammer sind auch für das Minimum der θ–Verteilung (d)) bei $\theta \approx 14^\circ$ mitverantwortlich, da im Übergangsbereich zwischen zentralem und vorderem Spurkammersystem viele Teilchen die äußere zentrale Spurkammer $CJC\,2$ nicht durchqueren. Das führt in diesem Winkelbereich oft dazu, daß einerseits Spuren im zentralen Spurkammersystem überhaupt nicht oder schlecht rekonstruiert werden, andererseits die Qualität der Spuren in den vorderen Spurkammern die Selektionskriterien nicht erfüllt. Für eine vollständige Erklärung des θ–Spektrums wären weitere Untersuchungen nötig gewesen.

Die mittlere Spurmultiplizität der Ereignisse beträgt $N_{Spuren} = 7.7$, wobei der weitaus größte Teil der Spuren unter kleinen Polarwinkeln rekonstruiert wird (e), f)).

4.3 Untergrundprozesse

In den selektierten Daten befindet sich Untergrund verschiedener Herkunft. Die Genauigkeit, die bei der Abschätzung des Untergrundes erreicht wird, bildet einen wesentlichen Beitrag zum Fehler eines z. B. zu berechnenden Wirkungsquerschnittes für die Produktion von *Charm*–Quarks. Eine genaue Bestimmung des Untergrundes wird in dieser Arbeit nicht gegeben; im folgenden werden die wichtigsten Untergrundquellen angegeben und teilweise ihre Größenordnung abgeschätzt. Dabei wird sich zeigen, daß Ereignisse der Strahl–Gas–Wechselwirkung den größten Anteil haben.

4.3.1 Untergrund aus *ep*–Wechselwirkungen

Bei der Analyse von Zerfällen schwerer Quarks in Myonen für den Zentralbereich des H1–Detektors [Kru94] waren Myonen aus Zerfällen leichter Quarks und fehlidentifizierte Pionen die dominierenden Untergrundquellen. Weiterhin tragen Myonen aus Zerfällen von *Bottom*–Quarks und J/ψ–Mesonen bei.

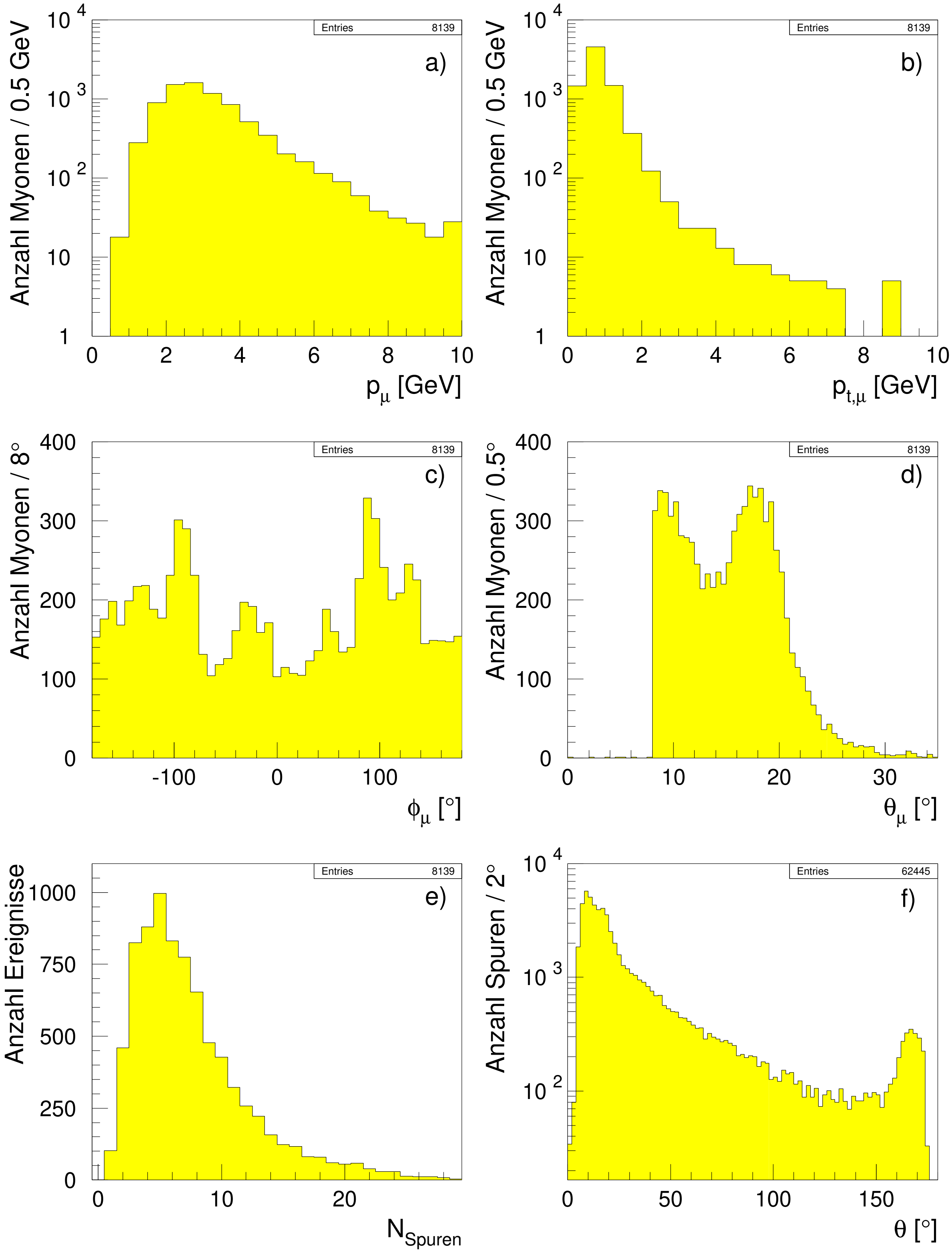


Abbildung 4.6: *Kinematische und topologische Eigenschaften von Ereignissen mit mindestens einem Myon in Vorwärtsrichtung. a) Impuls* p_μ*, b) Transversalimpuls* $p_{t,\mu}$*, c) Azimut* ϕ_μ *und d) Polarwinkel* θ_μ *des selektierten Myons; außerdem in e) die Spurmultiplizität* N_{Spuren} *der Ereignisse und f) die Polarwinkelverteilung aller vertexangepaßten Spuren.*

Zerfallsmyonen

Der Hauptbeitrag der Myonen aus Zerfällen leichter Quarks stammt von geladenen Pionen und Kaonen, die zu nahezu 100 % bzw. 67 % [PDG94] in ein Myon und ein Neutrino oder in ein Myon, ein Neutrino und ein neutrales Pion zerfallen.

Hadronen, die das LAr–Kalorimeter erreichen, erzeugen dort in der Regel nach wenigen Zentimetern einen hadronischen Schauer durch starke Wechselwirkung. Die Wahrscheinlichkeit, *vor* Erreichen des Kalorimeters in einen Endzustand mit einem Myon zu zerfallen, beträgt

$$P = P_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{\lambda}{\gamma\beta c\tau}}\right) = P_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{\lambda m}{p c\tau}}\right) \ .$$

Dabei bedeuten λ die Weglänge vom Wechselwirkungspunkt bis zum Kalorimeter, m, p und τ sind Masse, Impuls und Lebensdauer des Hadrons; P_0 ist das Verzweigungsverhältnis für einen Zerfall mit einem Myon im Endzustand.

Um den Anteil an Myonen aus Zerfällen leicher Quarks zu verringern, wird im folgenden ein Schnitt $p_\mu \geq 3$GeV angewandt, der die Zahl der Ereignisse von 8139 auf 3818 reduziert (s. Tabelle 4.3).

Myonen aus Zerfällen von *Bottom*–Quarks bilden in dieser Untersuchung einen vernachlässigbaren Untergrund, da der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $b\bar{b}$–Paaren zwei Größenordnungen kleiner ist als der für $c\bar{c}$–Paare. Eine Abschätzung mit Hilfe des $c\bar{c}$–Monte–Carlos unter der berechtigten Annahme eines vergleichbaren Impulsspektrums der Myonen aus b– und c–Zerfällen [Kru94] ergibt eine obere Grenze von 6 Ereignissen mit einem Myon aus b–Zerfall, wobei die Triggerakzeptanz nicht berücksichtigt ist.

J/ψ–Mesonen zerfallen mit einem Verzweigungsverhältnis von 6% in $\mu^+\mu^-$–Paare (vgl. Kapitel 5) und bilden daher eine weitere potentielle Untergrundquelle. Mit Hilfe zweier simulierter Datensätze, wovon einer nach dem Vektormesondominanzmodell elastisch produzierte, der andere durch Boson–Gluon–Fusion inelastisch produzierte J/ψ–Mesonen enthält, wird der Untergrund zu 27 Ereignissen abgeschätzt.

„Punchthrough"–Pionen

Die Wahrscheinlichkeit P, daß ein Pion oder anderes Hadron Material der Dicke d durchläuft, ohne hadronisch wechselzuwirken, beträgt

$$P(d) = e^{-d/\lambda} \ ,$$

wobei λ die hadronische Wechselwirkungslänge des Materials ist. Ein solches sogenanntes *Punchthrough*–Pion verhält sich wie ein minimalionisierendes Teilchen und ist damit nicht von einem Myon zu unterscheiden. Die Dicke des LAr–Kalorimeters ist zwar in Vorwärtsrichtung überall größer als 6λ, so daß die Wahrscheinlichkeit eines einzelnen Pions für *Punchthrough* weniger als 0.25% beträgt; andererseits aber liegt der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung leichter Quarks um etwa zwei Größenordnungen über dem für die Erzeugung schwerer Quarks [Kru94].

4.3.2 Untergrund aus nicht–*ep*–Wechselwirkungen

Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung

Ein Teil der Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung kann durch die angewandten Methoden zur Reduktion dieses Untergrundanteils (Abschnitt 4.2.1) nicht gefunden werden. Darunter fallen einerseits kosmische Myonen, die im Bereich des H1–Detektors wechselwirken, andererseits ein Teil der mit „echten“ e–p–Wechselwirkungen überlagerten kosmischen Myonen. Außerdem kann eine schlechte Rekonstruktion der Spuren dazu führen, daß ein kosmisches Myon nicht identifiziert wird. Die Darstellung eines Ereignisses, das die Selektionskriterien erfüllt, ist in Abbildung 4.7 zu sehen.

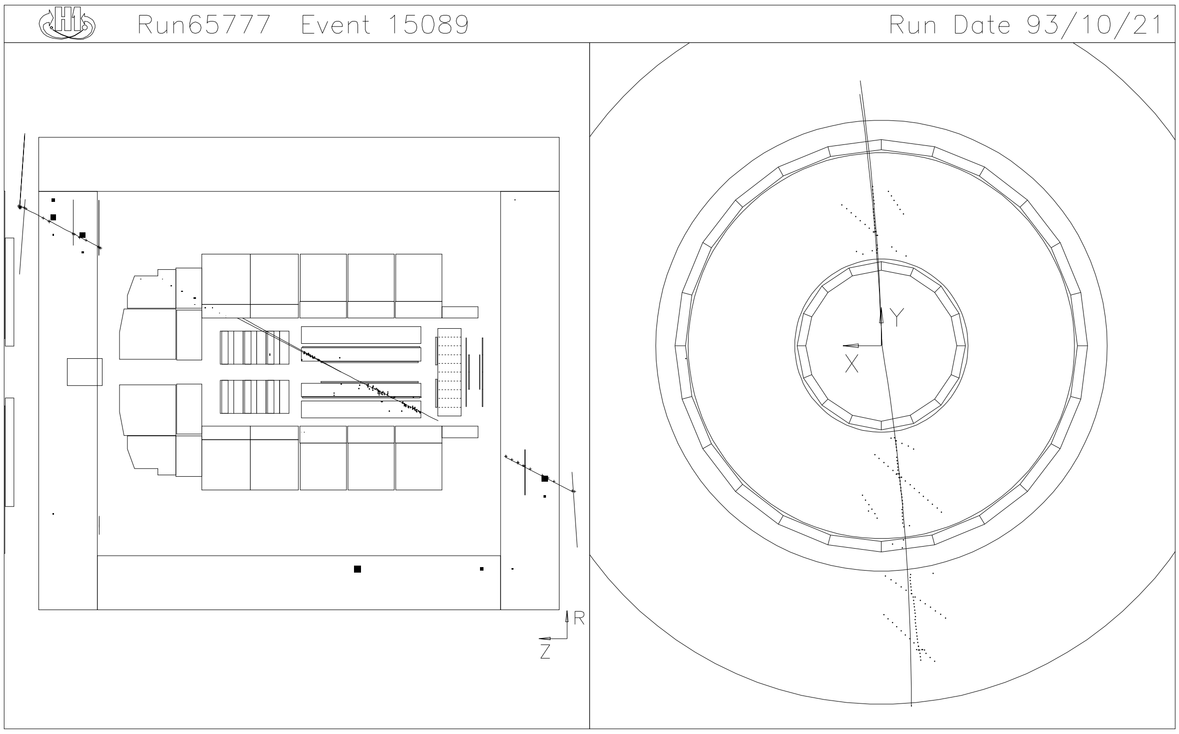


Abbildung 4.7: *Beispiel eines Myons aus kosmischer Höhenstrahlung, das die Selektionskriterien einschließlich der Schnitte gegen kosmische Myonen erfüllt.*

Der Anteil kosmischer Myonen an den selektierten Daten läßt sich unter Ausnutzung der Tatsache, daß in der Betriebsperiode 1993 lediglich 100 der 220 möglichen Strahlkreuzungen mit e– oder p–Teilchenpaketen im HERA–Speicherring besetzt waren (Abschnitt 2.1), abschätzen, da Ereignisse ohne e– und p–Pakete in der Regel von kosmischen Myonen stammen. In den 120 „leeren“ Plätzen werden 21 Ereignisse gefunden[2], dies ergibt eine Abschätzung von 15 ± 4 Ereignissen mit Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung.

---

[2] Bei einer visuellen Überprüfung zeigte sich, daß tatsächlich alle 21 Ereignisse ein kosmisches Myon aufweisen; in einem Ereignis war zusätzlich weitere Aktivität im Detektor.

Strahl–Gas–Ereignisse

Neben Untergrundereignissen aus e–p–Wechselwirkungen können noch andere Untergrundklassen eine Rolle spielen. Die wichtigste hiervon sind Wechselwirkungen von Protonen des einlaufenden Protonstrahls mit Atomen des Restgases im Strahlrohr. Solche Strahl–Gas–Ereignisse haben oft eine ähnliche Topologie wie e–p–Wechselwirkungen.

Der Anteil von Strahl–Gas–Ereignissen an den selektierten Daten kann mit Hilfe der *Pilot–Bunches* abgeschätzt werden (vgl. Abschnitt 2.1). Aus der Zahl der *Proton–Pilot–Bunches* im Verhältnis zur Zahl kollidierender Strahlpakete (6 zu 84) und der Anzahl selektierter Ereignisse in den *Pilot–Bunches* (258) ergibt sich eine Abschätzung von $(94.6 \pm 5.7)\,\%$ für den Anteil von Strahl–Gas–Wechselwirkungen an den selektierten Ereignissen[3]. Es sind somit weitere Schnitte nötig, um Strahl–Gas–Ereignisse zu unterdrücken.

Charakteristisch für die Topologie von Strahl–Gas–Ereignissen ist der große relative Energiefluß in Vorwärtsrichtung ($\sum p_z / \sum p \approx 1$) und eine Inelastizität y nahe 0 [Gel94]; für einen beträchtlichen Teil der Ereignisse mit *Charm*–Quarks gilt dies allerdings auch, so daß mit Schnitten auf diese beiden Größen der Strahl–Gas–Untergrund nur auf Kosten einer großen Zahl an Ereignissen mit *Charm*–Quarks zu verringern ist.

Vereinfachend wird hier versucht, mit einer Forderung nach Aktivität im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors den Untergrundanteil zu reduzieren. In Abbildung 4.8 ist die Zahl der an den Ereignisvertex angepaßten Spuren mit $\theta > 90°$ in den 3818 selektierten Ereignissen sowie in simulierten Ereignissen mit identischen Selektionskriterien gezeigt; die simulierten Ereignisse weisen im Mittel mehr Spuren unter großen Polarwinkeln auf. Es wird daher verlangt, daß die Zahl der Spuren mit einem Polarwinkel größer 90° mindestens einen bestimmten Wert N_{back}^{min} erreicht, wobei entweder alle rekonstruierten Spuren (ohne Doppelzählungen, KTCF–Bank) oder nur an den Ereignisvertex angepaßte Spuren gezählt werden.

In Tabelle 4.4 ist die Auswirkung des Schnittes für verschiedene Werte von N_{back}^{min} angegeben; es zeigt sich, daß so eine signifikante Reduktion des Strahl–Gas–Untergrundes möglich ist. Aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Datenmenge kann ein härterer Schnitt als $N_{back} \geq 2$ unter Benutzung vertexangepaßter Spuren nicht angewandt werden; es ist somit klar, daß für eine vollständige Analyse verfeinerte Kriterien zur Unterdrückung von Strahl–Gas–Ereignissen entwickelt werden müssen.
Im Programmpaket zur DST–Ereignisklassifikation ist z. B. eine Routine BGASCL von

---

[3] Genaugenommen müssen bei dieser Abschätzung die tatsächlichen *Ströme* der einzelnen Strahlpakete berücksichtigt werden [Pro95]:

$$N_{Gas} = N_{Pilot} \cdot \frac{I_{total}}{I_{Pilot}} ,$$

wobei I_{total} der gesamte Strom aller Teilchenpakete, I_{Pilot} der Strom in den *Pilot–Bunches*, N_{Pilot} die Zahl der Ereignisse in den *Pilot–Bunches* und N_{Gas} die Gesamtzahl der Ereignisse aus Strahl–Gas–Wechselwirkung ist.
Der Einfluß wurde an zwei Datensätzen überprüft und betrug jeweils wenige Prozent, so daß weiterhin einfach die Zahl der Pakete zur Skalierung benutzt wird; da das Füllschema von HERA weitgehend unverändert blieb, äußert sich der Effekt ohnehin nur als ungefähr konstanter Faktor, und die Wirkung Strahl–Gas–unterdrückender Schnitte kann anhand dieser einfachen Skalierung beurteilt werden.

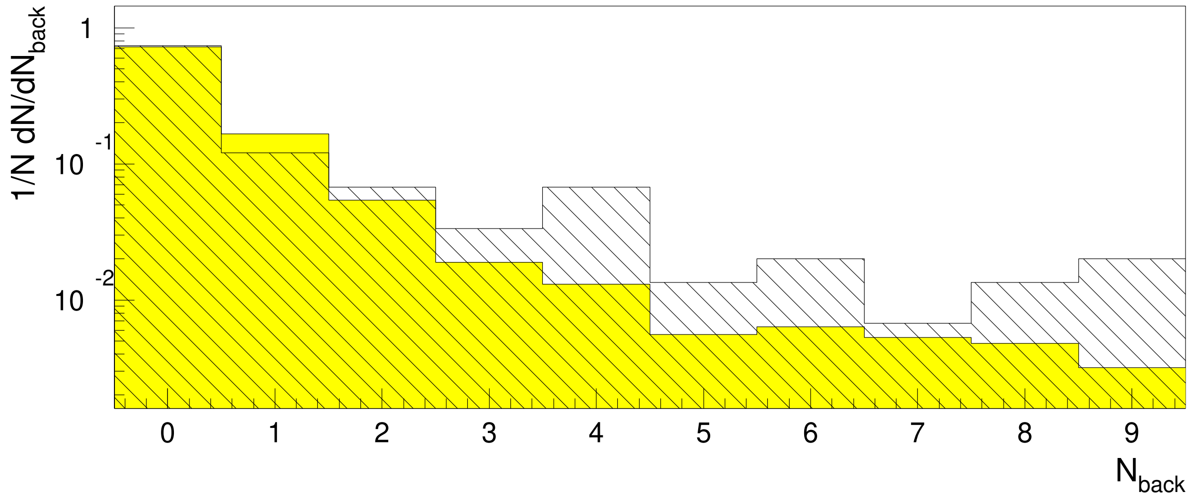


Abbildung 4.8: *Zahl der vertexangepaßten Spuren mit $\theta > 90°$ in simulierten Ereignissen mit semimyonischen* Charm*–Zerfällen (schraffiert) und 'echten' Ereignissen der Selektion aus Tabelle 4.3 (grau). Das Histogramm mit simulierten Ereignissen ist auf den Inhalt des ersten Kanals des Datenhistogramms normiert.*

Schnitt		**Ereignisse insgesamt**	**Ereignisse in p–Pilot–Bunches**	**Strahl–Gas–Untergrund** absolut	**Strahl–Gas–Untergrund** relativ [%]
Kein Schnitt		3818	258	3612 ± 217	94.6 ± 5.7
vertex–angepaßte Spuren	$N_{back} \geq 1$	1093	48	672 ± 95	61.5 ± 8.7
	$N_{back} \geq 2$	466	14	196 ± 52	42.1 ± 11.1
	$N_{back} \geq 3$	263	5	70 ± 31	26.6 ± 11.7
alle Spuren	$N_{back} \geq 1$	1866	108	1512 ± 141	81.0 ± 7.6
	$N_{back} \geq 2$	1023	52	728 ± 98	71.2 ± 9.6
	$N_{back} \geq 3$	581	22	308 ± 64	53.0 ± 11.1
Programm BGASCL		378	8	112 ± 39	29.6 ± 10.3

Tabelle 4.4: *Schnitte gegen Ereignisse der Strahl–Gas–Wechselwirkung.*

S. Egli implementiert [ECL95], die Ereignisse als Strahl–Gas–Wechselwirkungen klassifiziert, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

$$N_{Back} \geq 2 \text{ und } \left(\left(y_{JB} < 0.05 \text{ und } \frac{\sum p_z}{\sum p} > 0.6 \right) \text{ oder } \left(y_{JB} < 0.15 \text{ und } \frac{\sum p_z}{\sum p} > 0.9 \right) \right) .$$

y wird dabei nach der Methode von Jacquet–Blondel [Jac79] rekonstruiert:

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_i (E_i - p_{z,i}) \ ,$$

wobei über alle im Detektor nachgewiesenen Hadronen summiert wird; E_i und $p_{z,i}$ sind die Energien und longitudinalen Impulse der Hadronen, E_e ist die Energie des einfallenden Elektrons. Auf die Bestimmung der Energien und der rückwärtigen Spurmultiplizität N_{Back} in der Routine `BGASCL` wird hier nicht näher eingegangen; in Tabelle 4.4 ist jedoch aufgeführt, welche Auswirkung ein Verwerfen aller hiermit als Strahl–Gas–Wechselwirkung klassifizierten Ereignisse hat. Es zeigt sich, daß eine geringe Verbesserung gegenüber einem Schnitt auf N_{Back} alleine erreicht wird.

Auf Seite 55 (Abbildung 3.16) ist ein Ereignis dargestellt, das in der Zeitscheibe eines p–Pilot–Bunches liegt und dadurch als Strahl–Gas–Wechselwirkung identifiziert werden kann.

Ein Indiz für Ereignisse aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen ist die Summe der Ladungen $\sum Q$ aller in den Spurkammern rekonstruierten und an den primären Ereignisvertex angepaßten Spuren, die für diese Untergrundereignisse typischerweise größer Null ist. In Abbildung 4.9 a) ist die Ladungssumme für Ereignisse gemäß der Vorselektion aus Tabelle 4.3 1.–6. (Seite 66) sowie in 4.9 b) für solche mit den zusätzlichen Kriterien $p_\mu \geq 3$ GeV und $N_{back} \geq 2$ bei Benutzung vertexangepaßter Spuren gezeigt. Beim Übergang von a) nach b) ist eine deutliche Verschiebung in Richtung negativer Ladungen zu erkennen. Zum Vergleich ist in 4.9 c) die aus Monte–Carlo–Ereignissen erwartete Verteilung mit den Kriterien aus b) dargestellt.

In der POT– und DST–Selektion der *Charm*–Klasse ist bereits ein Schnitt $\sum Q \leq 6$ für den vorderen Endkappenbereich angewandt worden. Daß in der Selektion dennoch Ereignisse mit $\sum Q > 6$ enthalten sind, ist einerseits dadurch zu erklären, daß einige der Ereignisse bei der POT– und DST–Selektion nur die Kriterien für den Zentralbereich erfüllen, andererseits dadurch, daß unterschiedliche Auswahlkriterien für Spuren zur Bestimmung von $\sum Q$ benutzt wurden.

4.4 Trigger

In diesem Abschnitt werden die L1–Subtrigger aufgeführt, die die in diesem Kapitel selektierten Ereignisse ausgelöst haben. Eine kurze Beschreibung der einzelnen Triggerelemente wird in Abschnitt 2.2.5 gegeben.

Abbildung 4.10 zeigt die Häufigkeiten der Subtrigger für die verschiedenen Stufen der Datenselektion. Die nach Tabelle 4.3, 1.–6. vorselektierten Ereignisse werden dominiert von den beiden Subtriggern

$$\begin{aligned} \mathbf{s\,14} &= Mu\_FIEC \wedge FwdRay\_Topo \wedge \neg ToF\_BG \wedge \neg CIP\_Bwd \wedge \\ &\quad zVtx\_Mu \wedge \neg zVtx\_Max \qquad \text{und} \\ \mathbf{s\,17} &= Mu\_FOEC \wedge \neg ToF\_BG \wedge \neg CIP\_Bwd \wedge zVtx\_Mu \wedge Ray\_T0\,. \end{aligned}$$

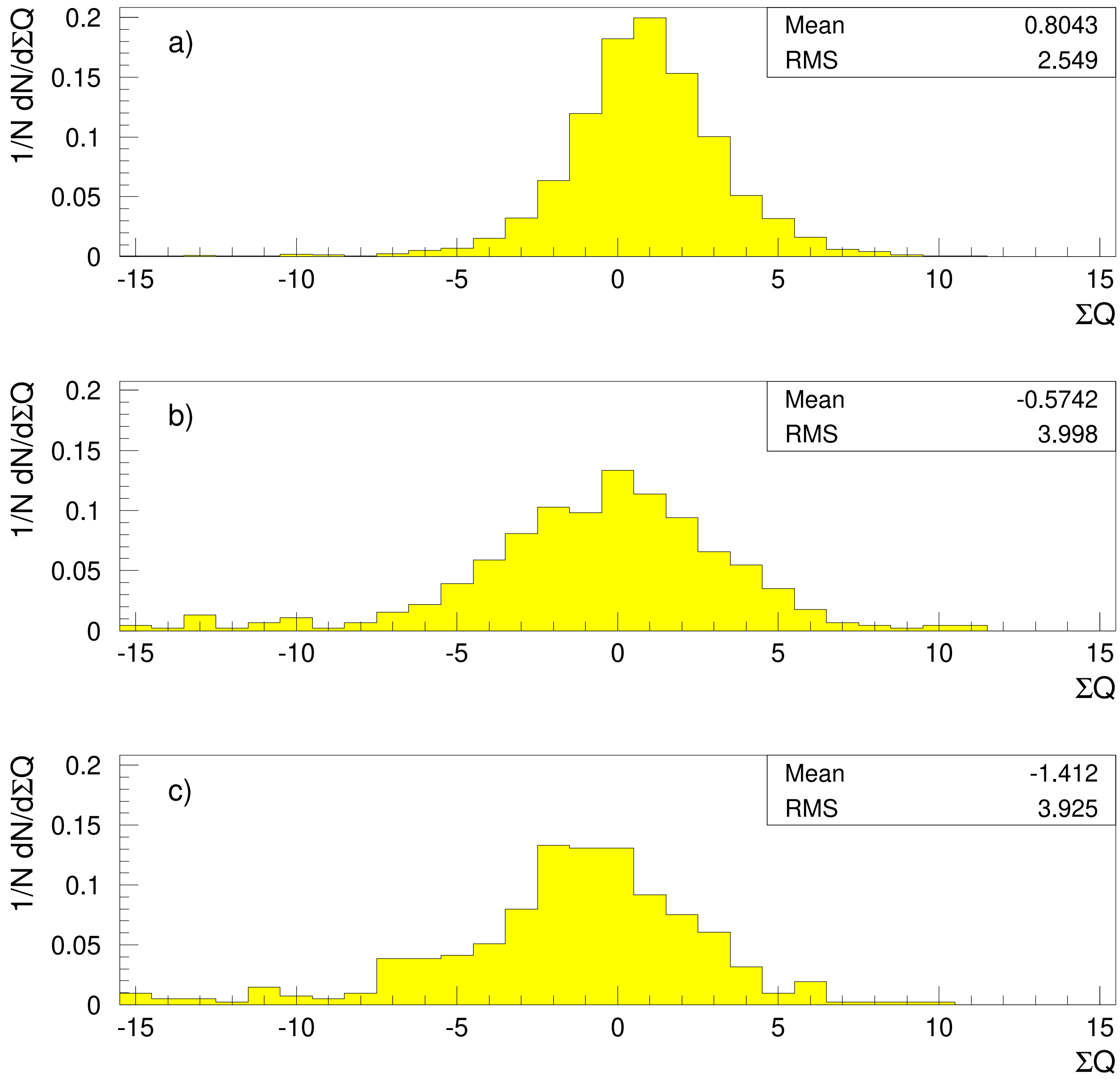


Abbildung 4.9: *Summe der Ladungen aller in den Spurkammern rekonstruierten und an den Ereignisvertex angepaßten Spuren. a) Nach der Vorselektion gemäß Tabelle 4.3 1.–6.; b) mit den zusätzlichen Kriterien* $p_\mu \geq 3\ GeV$ *und* $N_{back} \geq 2$ *bei Benutzung vertexangepaßter Spuren; c) Monte–Carlo–Ereignisse nach den Kriterien von b).*

Die Symbole $\wedge$, $\vee$ und $\neg$ stehen für die logischen Operationen ‘Und’, ‘Oder’ und ‘Nicht’.

Größere Beiträge liefern weiterhin die Subtrigger

$$\begin{aligned}
\mathbf{s\,18} &= (Mu\_BIEC \vee Mu\_BOEC \vee Mu\_2\_BIoOEC \vee \\
&\quad Mu\_FOEC \vee Mu\_2\_FIoOEC) \wedge DCRPh\_Ta \wedge \\
&\quad \neg ToF\_BG \wedge \neg CIP\_Bwd \wedge zVtx\_Mu \wedge Ray\_T0 \qquad \text{und} \\
\mathbf{s\,15} &= Mu\_FIEC \wedge DCRPh\_Ta \wedge \neg ToF\_BG \wedge \\
&\quad \neg CIP\_Bwd \wedge zVtx\_Mu \wedge \neg zVtx\_Max \wedge FwdRay\_T0\,.
\end{aligned}$$

Die zusätzliche Bedingung $p_\mu \geq 3$ GeV bewirkt keine signifikante Veränderung in den Triggerhäufigkeiten der dominanten Subtrigger.

Wird darüberhinaus die Bedingung $N_{Back} \geq 2$ verlangt, liefern eine Reihe anderer Trigger neben den Myontriggern wesentliche Beiträge, insbesondere steigt der Anteil der Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron im Elektron–*Tagger* (**s 80** bis **s 92**) oder BEMC (**s 0** bis **s 12**). Auf der anderen Seite sinkt der Anteil der Subtrigger **s 14** und — weniger stark — **s 17**, die offenbar den Großteil des protonstrahlinduzierten Untergrundes ausgelöst haben.

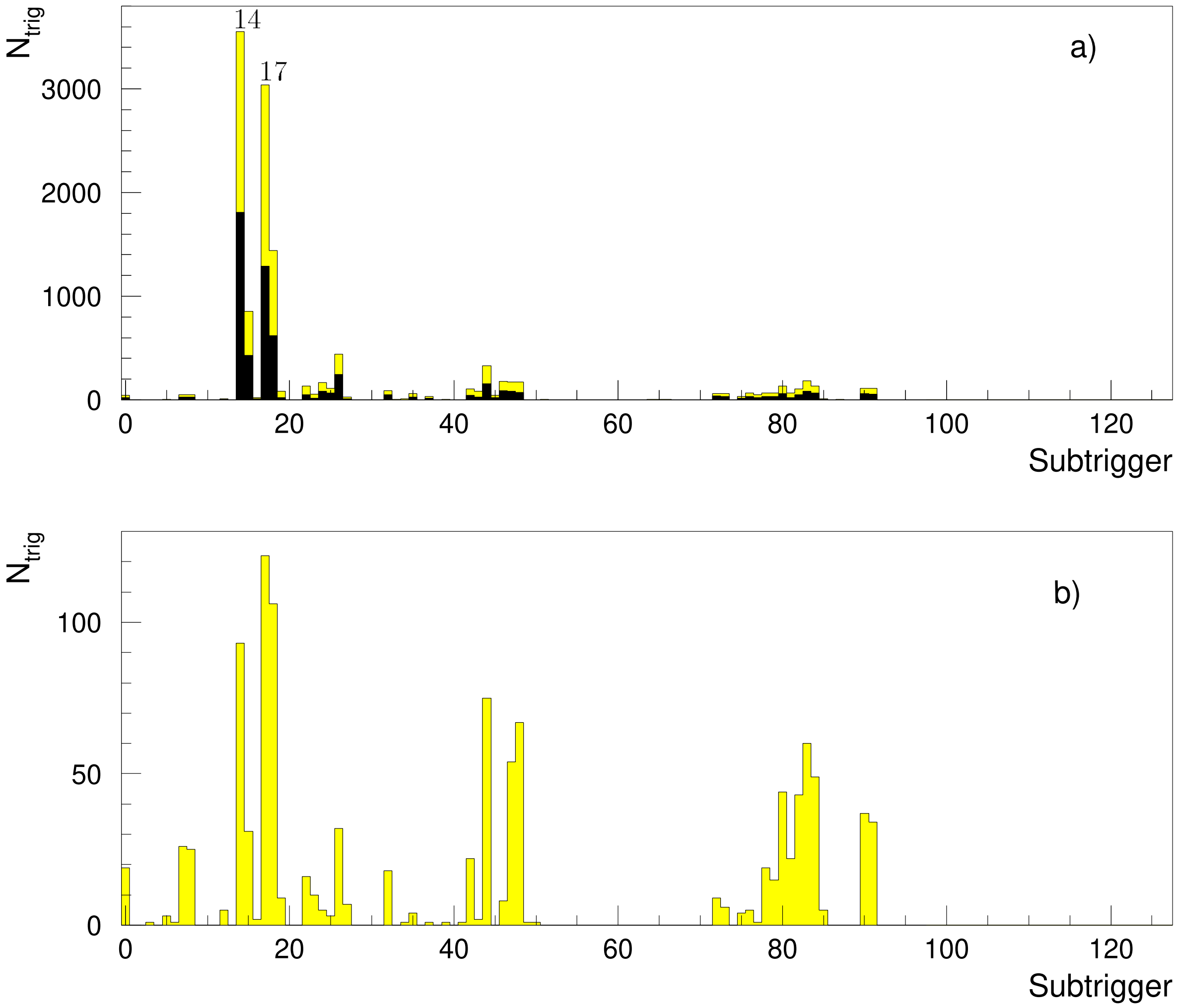


Abbildung 4.10: *Triggerhäufigkeit der einzelnen Subtrigger in Ereignissen der Vorwärts–Myon–Selektion. a) Vorselektion nach Tabelle 4.3 1.–6., im ausgefüllten Histogramm mit der zusätzlichen Bedingung $p_\mu \geq 3$ GeV; b) mit den zusätzlichen Bedingungen $p_\mu \geq 3$ GeV und $N_{back} \geq 2$ (vertexangepaßte Spuren).*

4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Nach Anwendung der Selektion aus Tabelle 4.3 mit dem zusätzlichen Kriterium $N_{Back} \geq 2$ (vertexangepaßte Spuren) verbleiben 466 Ereignisse, von denen eines in Abbildung 4.11 dargestellt ist. Der abgeschätzte Untergrund aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen beträgt (42.1 ± 11.1) %; hinzu kommt weiterer Untergrund aus Zerfällen leichter Quarks sowie *Punchthrough*–Pionen, deren Anteil in dieser Arbeit nicht genauer quantifiziert wurde.

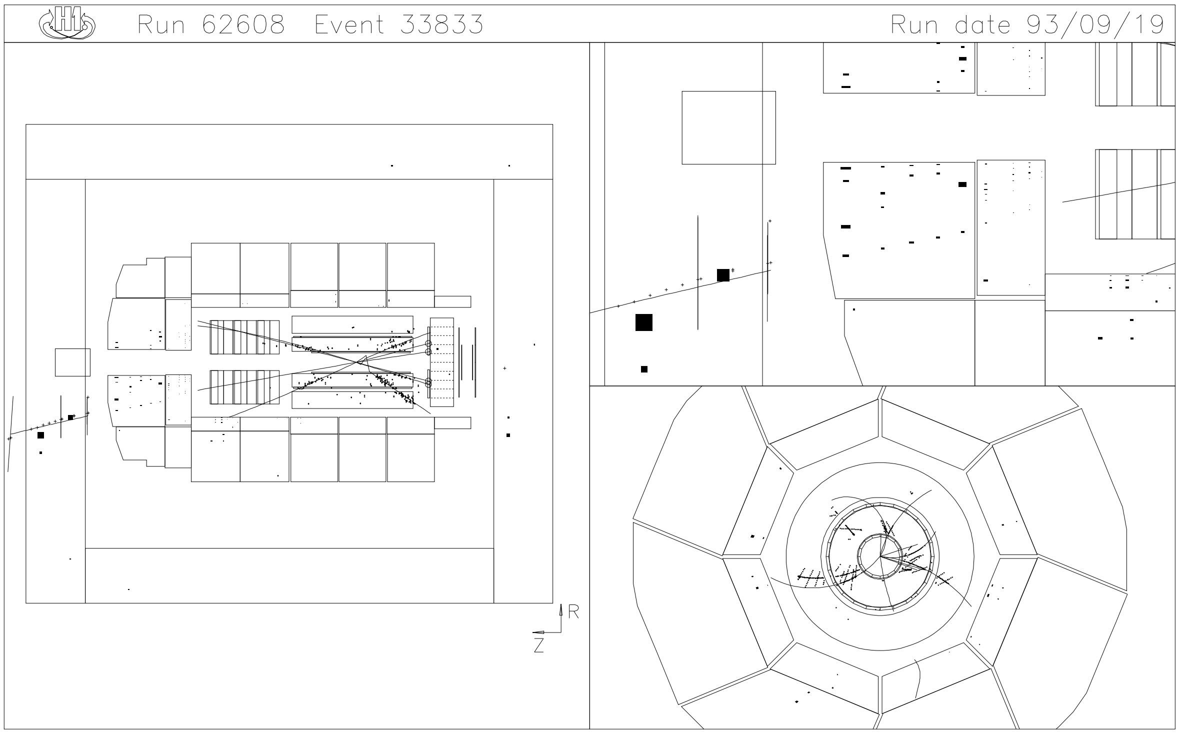


Abbildung 4.11: *Ereignis mit einem Kandidaten für ein Myon aus dem semileptonischen Zerfall eines* Charm–*Quarks.*

270 der 466 Ereignisse (57.9 %) wurden von einem der Myontrigger (**s 14** bis **s 31**) ausgelöst; das Impuls– und Transversalimpulsspektrum des Vorwärtsmyons in diesen Ereignissen sowie die Spurmultiplizität sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Zum Vergleich sind die erwarteten Ereigniszahlen aus Monte–Carlo–Studien nach vollständiger Simulation und Rekonstruktion mit identischen Kriterien eingetragen; danach werden, normiert auf die untersuchte Datenmenge von $\int \mathcal{L}\, dt \simeq 314\,\mathrm{nb}^{-1}$, 78 Ereignisse erwartet. Die Spektren sind miteinander verträglich, zu beachten ist aber die geringe zur Verfügung stehende Zahl simulierter Ereignisse.

Die in der Simulation ausgelösten Myontrigger sind identisch mit denen der Daten, allerdings ist der Anteil der in den Daten dominanten Trigger **s 14**, **s 17** und **s 18** in der Simulation deutlich geringer, was ein weiteres Indiz dafür ist, daß diese Trigger im wesentlichen für den protonstrahlinduzierten Untergrund verantwortlich sind.

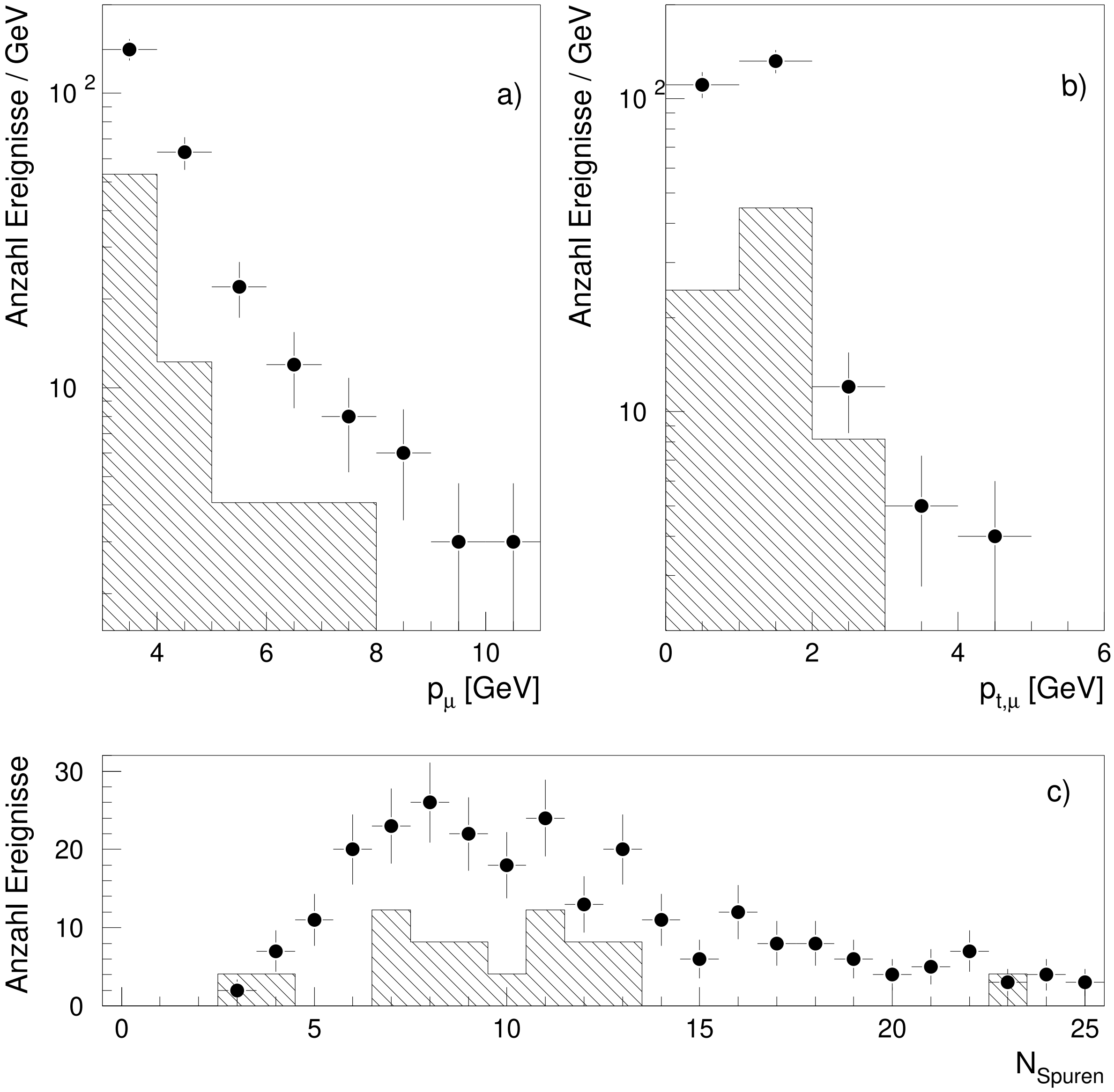


Abbildung 4.12: *a) Impuls* p_μ *und b) Transversalimpuls* $p_{t,\mu}$ *der Myonen sowie c) Spurmultiplizität* N_{Spuren} *vertexangepaßter Spuren in Ereignissen der endgültigen Selektion, die von Myontriggern ausgelöst wurden. Schraffiert sind die erwarteten Zahlen aus simulierten und rekonstruierten Ereignissen eingezeichnet.*

Kapitel 5

Der myonische Zerfall von J/ψ–Mesonen

Neben den im letzten Kapitel behandelten offenen $c\bar{c}$–Zuständen spielen auch die gebundenen $c\bar{c}$–Zustände (J/ψ–Mesonen) eine wichtige Rolle im Physik–Programm bei HERA. Wie bei den offenen *Charm*–Zuständen besteht auch bei J/ψ–Mesonen die Möglichkeit, mit Hilfe der Produktion über Boson–Gluon–Fusion verschiedene Parametrisierungen der Gluondichteverteilung im Proton zu testen [Oul91]. Außerdem ist die Physik der J/ψ–Mesonen bei HERA von besonderem Interesse, da an ihnen der Übergangsbereich zwischen pertubativer Quantenchromodynamik (QCD) und nichtpertubativen phänomenologischen Modellen untersucht werden kann.

In diesem Kapitel wird anhand der Daten des Herbstes 1993 die Möglichkeit untersucht, im Vorwärtsbereich des H1–Detektors J/ψ–Mesonen zu rekonstruieren. Nach einem einleitenden Abschnitt über die Entstehungsmechanismen und den hier gewählten Zerfallskanal in Myonen werden die Selektionskriterien vorgestellt. Es folgen die Ergebnisse und Betrachtungen über Untergrundquellen.

5.1 Produktion und Zerfall von J/ψ–Mesonen bei HERA

Eine Vielzahl von Mechanismen trägt zur Produktion von J/ψ–Mesonen in Photoproduktionsexperimenten bei [Jun92, Jun93, Kra94, For94]; sie beruhen im wesentlichen entweder auf dem *Vektormesondominanzmodell* (VDM) oder auf QCD–inspirierten Modellen (Photon–Gluon–Fusion, PGF).

5.1.1 Diffraktive und elastische J/ψ–Erzeugung

Bei kleinen Impulsüberträgen t zwischen Photon und Proton, also großen Abständen der Stoßpartner, finden diffraktive Modelle [Gou83] auf Basis der *Regge–Theorie* [Sak60, Reg59] ihre Anwendung.

Im VDM wird das Photon als Superposition eines in der Quantenelektrodynamik beschriebenen Photons mit Vektormesonen, in diesem Falle dem J/ψ–Meson, betrachtet. Die Wechselwirkung des virtuellen J/ψ–Mesons mit dem Proton wird im Regge–Bild durch den Austausch eines Pomerons $I\!\!P$ beschrieben. In Abbildung 5.1 sind die zwei Diagramme mit den größten Beiträgen zum Wirkungsquerschnitt dargestellt: in a) die elastisch–diffraktive J/ψ–Produktion und in b) die inelastisch–diffraktive J/ψ–Produktion mit Proton–Dissoziation. Möglich ist außerdem der inelastisch–diffraktive Prozeß mit Dissoziation des Photons sowie der doppelt–diffraktive Prozeß, in dem sowohl das Proton als auch das Photon dissoziieren.

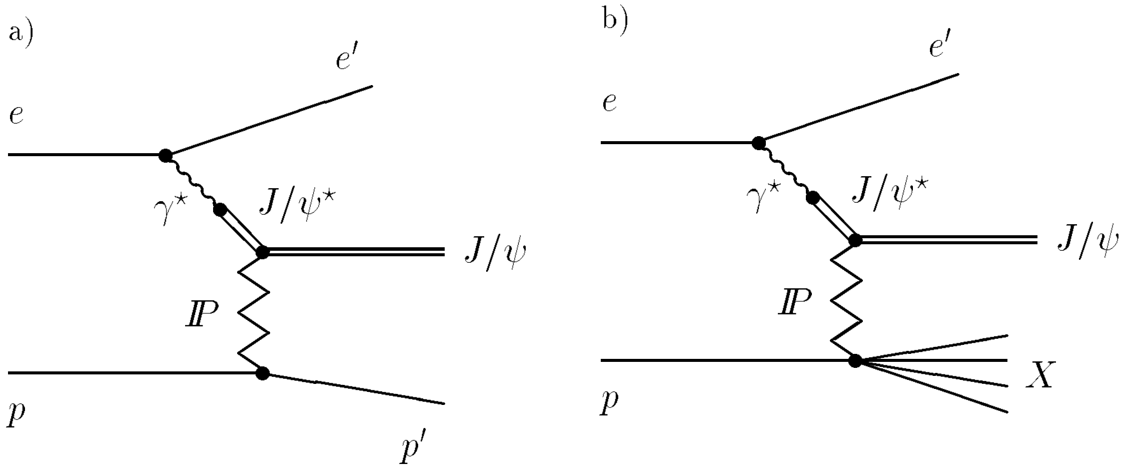


Abbildung 5.1: *Diagramme diffraktiver Produktion von J/ψ–Mesonen.*

Der totale Wirkungsquerschnitt für die diffraktive Produktion von J/ψ–Mesonen wird auf etwa 10 nb abgeschätzt [Sch93.3], wovon die Hälfte auf elastische J/ψ–Produktion zurückgeführt wird.

5.1.2 Inelastische J/ψ–Erzeugung

Aufgrund der großen Masse des *Charm*–Quarks ist bei großen Impulsüberträgen t zwischen Photon und Proton eine störungstheoretische Behandlung der J/ψ–Produktion möglich. In Prozessen der Photon–Gluon–Fusion entsteht aus der Wechselwirkung des vom Elektron abgestrahlten Photons mit einem von einem der Konstituenten des Protons abgestrahlten harten Gluon ein Quark–Antiquark–Paar.

Das $c\bar{c}$–System trägt die Farbladung des Gluons; im *Colour–Singlet*–Modell [Ber81] sorgt die Abstrahlung eines weiteren Gluons dafür, daß das $c\bar{c}$–System ein Farb–Singulett bildet. In Abbildung 5.2 ist der Graph dieses Prozesses in niedrigster Ordnung gezeigt.

Die Grenzen des *Colour–Singlet*–Modells begründen sich aus der Notwendigkeit, das Proton im Parton–Bild beschreiben zu können. Der Impulsübertrag t muß größer als 1 GeV^2 sein, das bedeutet wegen $t = \left(q - p_{J/\psi}\right)^2 \approx -p^2_{\perp,J/\psi}$, daß $p_{\perp,J/\psi} > 1$ GeV gelten muß;

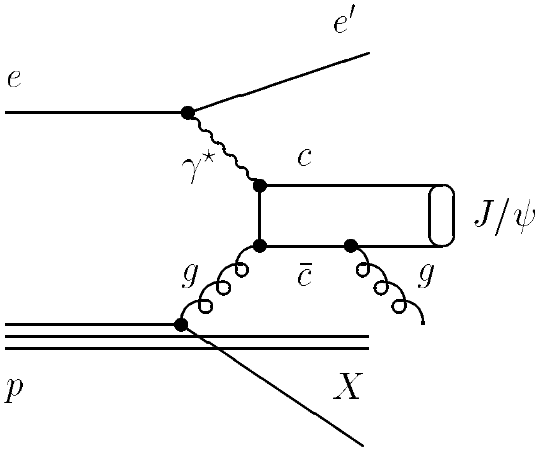


Abbildung 5.2: *Feynmandiagramm der inelastischen Produktion von J/ψ–Mesonen durch Photon–Gluon–Fusion in niedrigster Ordnung.*

dabei ist $p_{\perp,J/\psi}$ der Transversalimpuls des J/ψ in Bezug auf den Photonimpuls q. Eine weitere Einschränkung ist durch die Bedingung

$$z = \frac{p_{J/\psi} \cdot p_p}{q \cdot p_p} \leq 0.9$$

für die Skalenvariable z gegeben [Ber81].

Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische J/ψ–Erzeugung durch PGF liegt nach theoretischen Vorhersagen in der gleichen Größenordnung wie der für diffraktive Produktionskanäle.

Zusätzlich zu den bisher diskutierten Prozessen spielen bei HERA Prozesse eine Rolle, in denen die hadronische Struktur des Photons aufgelöst ist; die beiden wichtigsten sind [Jun92]

$$g\,g \longrightarrow J/\psi\,g \qquad \text{und}$$

$$g\,g \longrightarrow \chi\,g \longrightarrow J/\psi\,\gamma\,g\;.$$

Da ein Interesse an der Extraktion der Dichteverteilung der Gluonen im Proton besteht, ist die Trennung der Ereignisse mit durch PGF entstandenen J/ψ–Mesonen von anderen Produktionskanälen wünschenswert. Teilweise ist dies mit Hilfe der Skalenvariable z möglich, die ein Maß für die Inelastizität des Prozesses ist, da im Schwerpunktsystem des Protons $z = E_{J/\psi}/E_\gamma$ gilt. Ereignisse elastischer J/ψ–Produktion haben *per definitionem* ein rekonstruiertes z nahe 1, für Prozesse mit diffraktiver Dissoziation des Protons ist $z > 0.8$. In Prozessen der PGF liegt z im Bereich $0 \leq z \leq 1$, so daß mit einem Schnitt $z < 0.8$ diese Ereignisse selektiert werden können. Da in Prozessen mit diffraktiver Dissoziation des Photons, deren Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt allerdings kleiner ist, z ebenfalls im gesamten Bereich zwischen 0 und 1 liegen kann, ist zwischen diesem Kanal und dem der PGF keine Separation möglich [Sch93.3].

5.1.3 Charakteristika von Ereignissen mit Myonpaaren aus J/ψ–Zerfällen im Endzustand

Die Identifikation von J/ψ–Mesonen geschieht am einfachsten über den leptonischen Zerfallskanal. Das Verzweigungsverhältnis für $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ ist (5.99 ± 0.25) %, dasjenige für $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ beträgt (5.97 ± 0.25) % [PDG94].

In Abbildung 5.3 sind einige Eigenschaften von simulierten Ereignissen mit Myonpaaren aus J/ψ–Zerfällen dargestellt. Der elastische Produktionskanal (links) wird mit Hilfe des Generators PYTHIA 5.6 [Ben87, Sjo92] auf der Basis von VDM und Regge–Theorie untersucht; das Photonspektrum wurde mit der Routine GEPHOT von T. Jansen generiert. Für den inelastischen Kanal (rechts) werden mit dem Programm EPJPSI 3.1 [Jun91] generierte Ereignisse benutzt, das die Erzeugung von J/ψ–Mesonen in Photon–Gluon–Fusion nach dem *Colour–Singlet*–Modell simuliert; die anschließende Fragmentation wird von JETSET 7.3 [Sjo92] durchgeführt. Die zur Verfügung stehenden Datensätze entsprechen einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}\, dt \approx 30\ \mathrm{pb}^{-1}$ (elastisch) bzw. $\int \mathcal{L}\, dt \approx 15\ \mathrm{pb}^{-1}$ (inelastisch).

In Abbildung 5.3 a) bis d) schraffiert gezeichnet ist derjenige Anteil der Ereignisse, bei dem mindestens eines der Myonen im Akzeptanzbereich der vorderen Endkappe liegt, welches also

$$\theta_\mu \leq 35^\circ \qquad \text{und} \qquad p_\mu \geq 1\ \mathrm{GeV}$$

erfüllt. Die Untergrenze bei $\theta = 5^\circ$ in den Verteilungen e) und f) war — ebenso wie die Minimalwerte von $W_{\gamma p}$ — den Generatoren vorgegeben.

Der der vorderen Endkappe zugängliche $W_{\gamma p}$–Bereich ist jeweils $W_{\gamma p} \lesssim 100$ GeV. Das Maximum des Transversalimpulsspektrums liegt nahe der Masse des *Charm*–Quarks bei $p_{t,\mu} \simeq 1.5$ GeV. Die Impulse der Myonen in Vorwärts– und Rückwärtsrichtung sind im Mittel größer als im Barrel. In der x–y–Ebene werden die Myonen kinematisch bevorzugt unter einem Winkel von $\Delta\phi = 180^\circ$ erzeugt.

Nach der Rekonstruktion haben die simulierten Ereignisse die in Abbildung 5.4 gezeigte Multiplizitätsverteilung, wobei nur Ereignisse selektiert wurden, die die Kriterien der Datenselektion des folgenden Abschnittes 5.2 erfüllen. Man erkennt, daß mit Hilfe der Spurmultiplizität keine vollständige Trennung elastischer von inelastisch erzeugten J/ψ–Mesonen möglich ist.

5.2 Datenselektion

Als Grundlage der folgenden Untersuchungen werden die Ereignisse ausgewählt, die die POT– und DST–Selektionskriterien der FPACK–Ereignisklasse 17 für myonische Zerfälle von J/ψ–Mesonen erfüllt haben (*J/ψ–Klasse*); die Schnitte sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Von den Ereignissen werden diejenigen ausgewählt, die mindestens ein gutes Myon in Vorwärtsrichtung nach den Kriterien aus Kapitel 3 enthalten, das an den Ereignisvertex

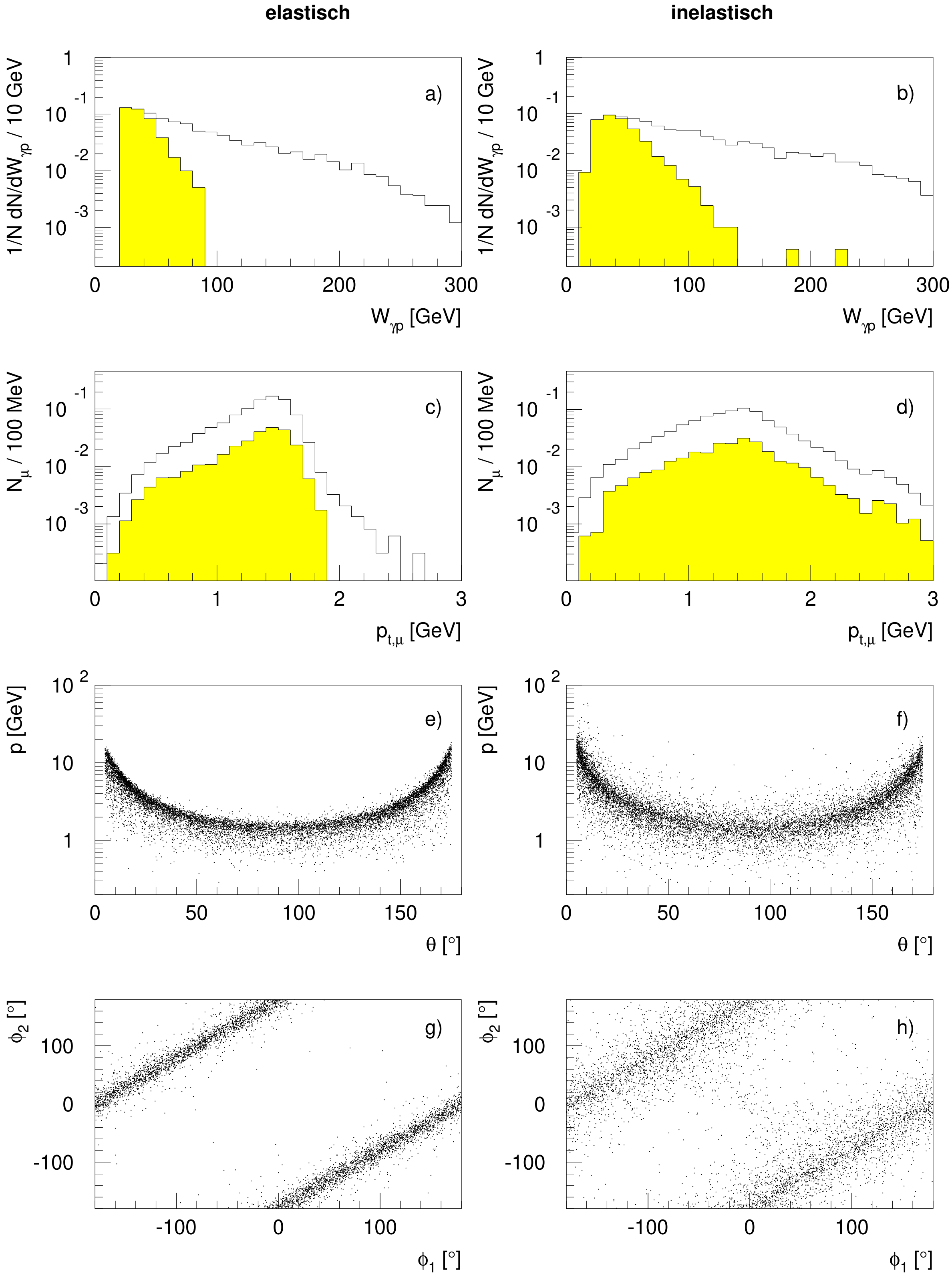


Abbildung 5.3: *Kinematische und topologische Eigenschaften von simulierten Ereignissen mit Myonpaaren aus J/ψ–Zerfällen, links für J/ψ–Mesonen aus elastischer, rechts aus inelastischer Produktion. Der Anteil im Akzeptanzbereich der vorderen Endkappe ist grau dargestellt. a), b) Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des γ–p–Systems; c), d) Transversalimpuls $p_{t,\mu}$ der Zerfallsmyonen; e), f) Abhängigkeit des Myonimpulses p_μ vom Polarwinkel θ; g), h) Korrelation der Azimutalwinkel ϕ_1 und ϕ_2 der beiden Zerfallsmyonen.*

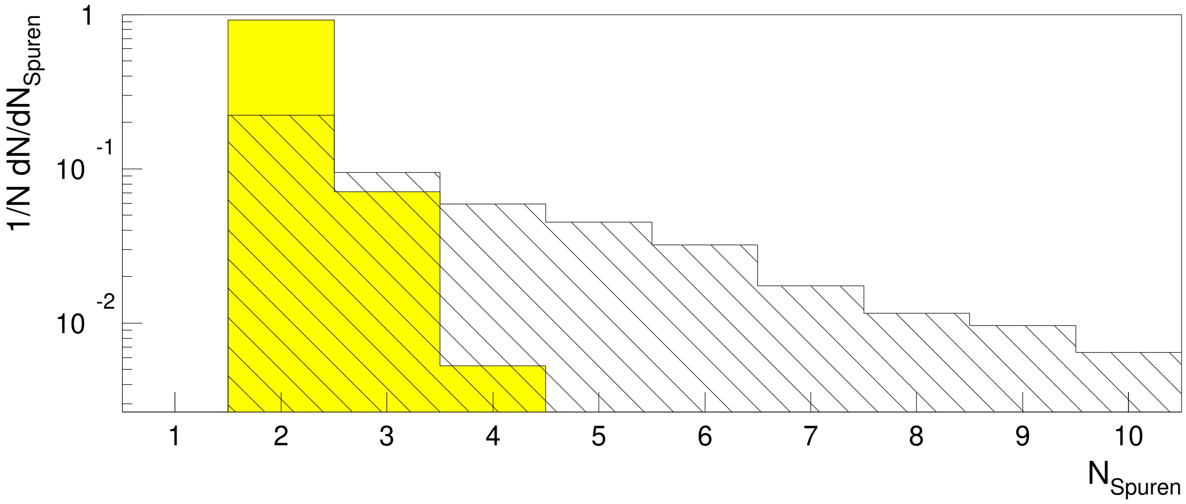


Abbildung 5.4: *Spurmultiplizität N_{Spuren} vertexangepaßter Spuren in simulierten und rekonstruierten Ereignissen mit Myonpaaren aus J/ψ–Zerfällen. In grau dargestellt sind Ereignisse mit elastisch, schraffiert mit inelastisch produziertem J/ψ–Meson. Das Verhältnis der beiden Histogramme entspricht den simulierten Wirkungsquerschnitten der zugrundeliegenden Prozesse.*

Selektionskriterien für $J/\psi \longrightarrow \mu\mu$
• $\geq$ 2 gute Spuren in den Spurkammern mit den Bedingungen – $p_\perp > 200$ MeV – $\|z_0\| < 50$ cm – $\|dca\| < 2$ cm – radiale Spurlänge > 15 cm (nur Zentralspuren) – Anzahl Treffer > 10 (Zentralspuren) bzw. > 12 (Vorwärts–, kombinierte Spuren)
• Invariante Masse zweier guter Spuren $m_{inv} > 1.0$ GeV – für $\leq$ 4 gute Spuren im Ereignis ist mindestens eine, ansonsten sind beide Spuren als Myon identifiziert, d. h. $P(\chi^2) > 10^{-3}$ oder *schwaches* Kalorimeter–Myon – die Differenz der z_0 beider Spuren Δz_0 erfüllt $\Delta z_0 < 30$ cm
• Filter gegen kosmische Myonen: – Schnitt auf die Akollinearität beider Spuren – Schnitt mit Hilfe der Zeitinformation aus der Rekonstruktion zentraler Spuren

Tabelle 5.1: *POT- und DST-Selektion der J/ψ–Klasse [Sel95]. $p_\perp$ ist der Transversalimpuls, $P(\chi^2)$ ist die Spurverbindungswahrscheinlichkeit zwischen einer Eisenspur und einer guten Spur im Spurkammersystem.*

angepaßt werden konnte. Der in Abschnitt 3.2 entwickelte Schnitt auf die Anzahl angesprochener Lagen im Myondetektor wird allerdings *nicht* eingesetzt, da sich herausgestellt hat, daß der durch diesen Schnitt unterdrückte hadronische Untergrund in den hier untersuchten Dimyonereignissen mit niedriger Multiplizität gering ist. Anschließend wird der Anteil von Myonen aus kosmischer Myonstrahlung reduziert. Die angewandten Methoden sind in Abschnitt 4.2.1 erläutert worden.

Im nächsten Schritt wird genau ein zweiter Myonkandidat im Bereich des H1–Detektors verlangt, der schwächere Qualitätskriterien zu erfüllen hat:

- Eine rekonstruierte Spur im instrumentierten Eisen oder eine Myonsignatur mindestens *normaler* Qualität im LAr–Kalorimeter (vgl. Abschnitt 3.3).
- Eine dazugehörige an den Ereignisvertex angepaßte Spur im Spurkammersystem; im Falle einer Eisenspur ist damit eine Spurverbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2) \geq 10^{-4}$ gemeint.
- Alle so gefundenen Myonkandidaten werden nach dem Verfahren aus Abschnitt 3.5.1 daraufhin untersucht, ob Mehrfachzählungen aufgetreten sind und ihre Anzahl gegebenenfalls korrigiert.

Von allen derart selektierten Myonpaaren werden schließlich die mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen ausgewählt.

Die Reduktion durch die einzelnen Selektionsstufen ist in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

	Selektionskriterium	**Anzahl verbleibender Ereignisse**	**Reduktion**
1.	POT– und DST–Selektion	114580	
2.	≥ 1 gute Eisenspur oder gute Myonsignatur im LAr–Kalorimeter in Vorwärtsrichtung	33449	70.8 %
3.	≥ 1 gutes Myon in Vorwärtsrichtung	11172	66.6 %
4.	Vertexanpassung des Myons	10528	5.8 %
5.	Reduktion kosmischer Myonen (L. Büngener, θ–ϕ–Schnitt)	10354	1.7 %
6.	Genau ein weiterer Myonkandidat	2846	72.5 %
7.	Entgegengesetzte Ladung beider Myonkandidaten	1469	48.3 %

Tabelle 5.2: *Selektion von Myonpaaren aus J/ψ–Zerfällen.*

5.3 Ergebnisse

In Abbildung 5.5 a) ist die Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\mu}$ der selektierten Myonpaare in Abhängigkeit der Multiplizit vertexangepaßter Spuren dargestellt. Bei niedrigen Spurmultiplizitäten ≤ 3, d. h. es wird im gesamten Detektor nur eine weitere Spur neben dem Myonpaar rekonstruiert, die an den primären Vertex angepaßt werden kann, ist eine signifikante Anhäufung im Bereich der Masse $m_{J/\psi} \simeq 3100$ MeV des J/ψ–Mesons zu erkennen.

Es werden daraufhin die 86 Ereignisse mit derart niedriger Spurmultiplizität näher untersucht. Im Bereich ±700 MeV um die Masse des J/ψ–Mesons befinden sich 24 Ereignisse, die einer visuellen Überprüfung unterzogen werden; dabei wird ein kosmisches Myon gefunden, so daß sich die Zahl der Ereignisse auf 85 verringert. Die Verteilung der invarianten Masse in der Nähe der Masse des J/ψ–Mesons wird in Abbildung 5.5 b) gezeigt. An das J/ψ–Signal ist eine Gaußfunktion

$$4.883 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{m_{\mu\mu} - 3.109\ \mathrm{GeV}}{0.3451\ \mathrm{GeV}}\right]^2\right)\ \mathrm{GeV}$$

angepaßt. Die Masse des J/ψ–Mesons beträgt danach $m_{J/\psi} = (3.11 \pm 0.07)$ GeV in guter Übereinstimmung mit dem Referenzwert $m_{J/\psi} = 3.10$ GeV [PDG94].

Die Massenspektren gleichgeladener Myonpaare mit ansonsten identischen Selektionskriterien in Abbildung 5.5 c) und d) weisen nur wenige Einträge im Bereich des J/ψ–Signals auf.

Alle 23 Ereignisse des J/ψ–Signals sind in den Zeitscheiben kollidierender Teilchenpakete registriert worden.

Nach Monte–Carlo–Studien mit rein elastisch produzierten J/ψ–Mesonen wären 9.6 Ereignisse zu erwarten. Die Diskrepanz zwischen simulierten Ereignissen und Daten kann einerseits auf einen Anteil an inelastisch produzierten J/ψ–Mesonen zurückgeführt werden, da insbesondere bei diffraktiven Prozessen, in denen das Proton dissoziiert, der Protonrest die Wechselwirkungszone durch das Strahlrohr verlassen kann, ohne im H1–Detektor nachgewiesen zu werden. Andererseits ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma(e\,p \to e\,p\,J/\psi)$ größer als der im Generator simulierte (2.7 nb); bei H1 wurde der Wirkungsquerschnitt für *quasielastische* J/ψ–Produktion zu

$$\sigma(e\,p \to J/\psi\,X) \;=\; (8.8 \pm 2.0 \pm 2.2)\,\mathrm{nb}$$

bestimmt [H194.2], wobei die Messung die leptonischen Zerfallskanäle nutzte, und neben den beiden Zerfallsleptonen keine weiteren Spuren in den Spurkammern zugelassen waren. Die angegebenen Fehler sind der statistische und der systematische Fehler des Wirkungsquerschnittes.

In Abbildung 5.5 b) schraffiert eingezeichnet ist das simulierte Massenspektrum mit rein elastisch produzierten J/ψ–Mesonen, normiert auf die Anzahl gefundener Ereignisse (23) abzüglich einem abgeschätzten Untergrund an Myonpaaren aus Photon–Photon–Streuung

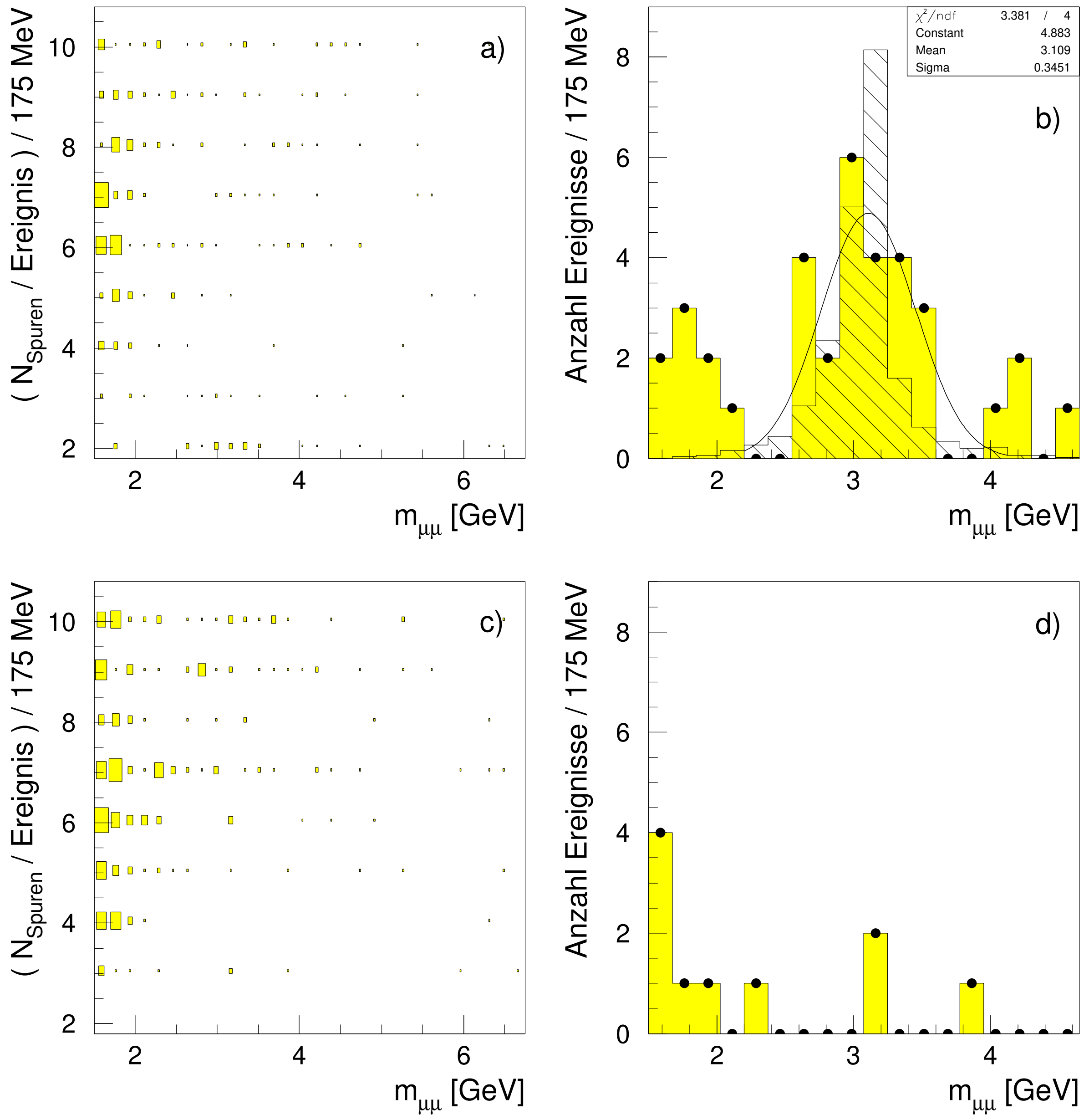


Abbildung 5.5: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ von Myonpaaren der J/ψ–Selektion. In a) ist die Multiplizität N_{Spuren} vertexangepaßter Spuren gegen $m_{\mu\mu}$ aufgetragen, in b) $m_{\mu\mu}$ für Ereignisse mit $N_{Spuren} \leq 3$ im Bereich der Masse des J/ψ–Mesons. Schraffiert ist das erwartete Massenspektrum aus Monte–Carlo–Studien mit rein elastisch produzierten J/ψ–Mesonen eingezeichnet. In c) und d) sind Ereignisse der gleichen Selektion, aber mit identischem Ladungsvorzeichen der beiden Myonen eingetragen.*

von 2.7 Ereignissen (s. Abschnitt 5.4.2). Es zeigt sich, daß das Massenspektrum in der Simulation deutlich schmaler rekonstruiert wird als in den Daten.

Die Verteilung der Myonspuren in den 23 Ereignissen mit J/ψ–Kandidaten auf die verschiedenen Spurkammersysteme ist in Tabelle 5.3 aufgeführt; in 17 Ereignissen ist das vordere Spurkammersystem an der Identifikation des Myonpaares beteiligt.

gutes Vorwärtsmyon zweites Myon	zentrale Spur	Vorwärtsspur	kombinierte Spur
zentrale Spur	6	3	9
Vorwärtsspur	1	0	4
kombinierte Spur	0	0	0

Tabelle 5.3: *Verteilung der Myonen aus J/ψ–Zerfällen auf die Spurkammersysteme.*

Von den 46 Myonen haben 8 (17.4 %) keine rekonstruierte Spur im Myondetektor hinterlassen, konnten also, unabhängig von den gewählten Schnitten für Eisenspuren, nur mit Hilfe des LAr–Kalorimeters identifiziert werden. Der entsprechende Anteil in den simulierten Ereignissen beträgt 16.7 %.

5.3.1 Elastische, quasielastische und inelastische J/ψ–Mesonen

17 der 23 Ereignisse weisen außer den Spuren des Myonpaares keine weiteren an den Vertex angepaßten Spuren auf. In Abbildung 5.6 ist eines dieser 17 Ereignisse gezeigt. Nach den Multiplizitätsverteilungen simulierter Ereignisse in Abbildung 5.4 ist zu erwarten, daß in diesen quasielastischen Ereignissen kaum Ereignisse mit durch Photon–Gluon–Fusion inelastisch erzeugten J/ψ–Mesonen enthalten sind.

Ein Signal inelastisch produzierter J/ψ–Mesonen kann mit den Daten des Jahres 1993 nicht rekonstruiert werden (vgl. Abschnitt 6.2 für die Perspektive mit den Daten des Jahres 1994). In Abbildung 5.7 a) ist ein Kandidat für den Zerfall eines inelastisch produzierten J/ψ–Mesons gezeigt, der durch die Masse des Myonpaares identifiziert wird.

Von den 23 Ereignissen mit J/ψ–Kandidaten bei niedriger Spurmultiplizität kann nur in einem das gestreute Elektron nachgewiesen werden (Abbildung 5.7 b)). Der Viererimpulsübertrag wird aus dem im BEMC identifizierten Elektron zu $Q^2 \simeq 19$ GeV^2 rekonstruiert.

Einige Eigenschaften der Myonpaare in den 23 Ereignissen sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Korrelation der Azimutalwinkel ϕ_1 und ϕ_2 der Myonen ist in Übereinstimmung mit der Erwartung aus simulierten Ereignissen (Abb. 5.3), ebenso die Transversalimpulse $p_{t,1}$ und $p_{t,2}$ der Myonen, die meist um 1.5 GeV liegen. Bei dem größten Teil der Ereignisse kann die invariante Masse des Myonpaares mit einer Genauigkeit besser als 10% bestimmt werden.

5.4 Untergrundprozesse

Die beiden wesentlichen Untergrundquellen im myonischen Zerfallskanal von J/ψ–Mesonen sind Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung und Myonpaare, die bei Photon–Photon–Streuung entstehen.

5.4.1 Kosmische Myonen

Auf die Methoden zur Unterdrückung kosmischer Myonen ist bereits eingegangen worden (Abschnitt 4.2.1). In den Daten des Jahres 1993 waren die verbleibenden Ereigniszahlen so gering, daß eine visuelle Nachuntersuchung möglich war, und der Untergrund an Myonen kosmischer Höhenstrahlung keine Rolle spielt.

5.4.2 Myonpaare aus Photon–Photon–Streuung

Eine Ereignisklasse, die wie der myonische J/ψ–Zerfall zwei Myonen im Endzustand aufweist, ist die QED–Myonpaarerzeugung[1]. Dominierend bei HERA sind die durch mul-

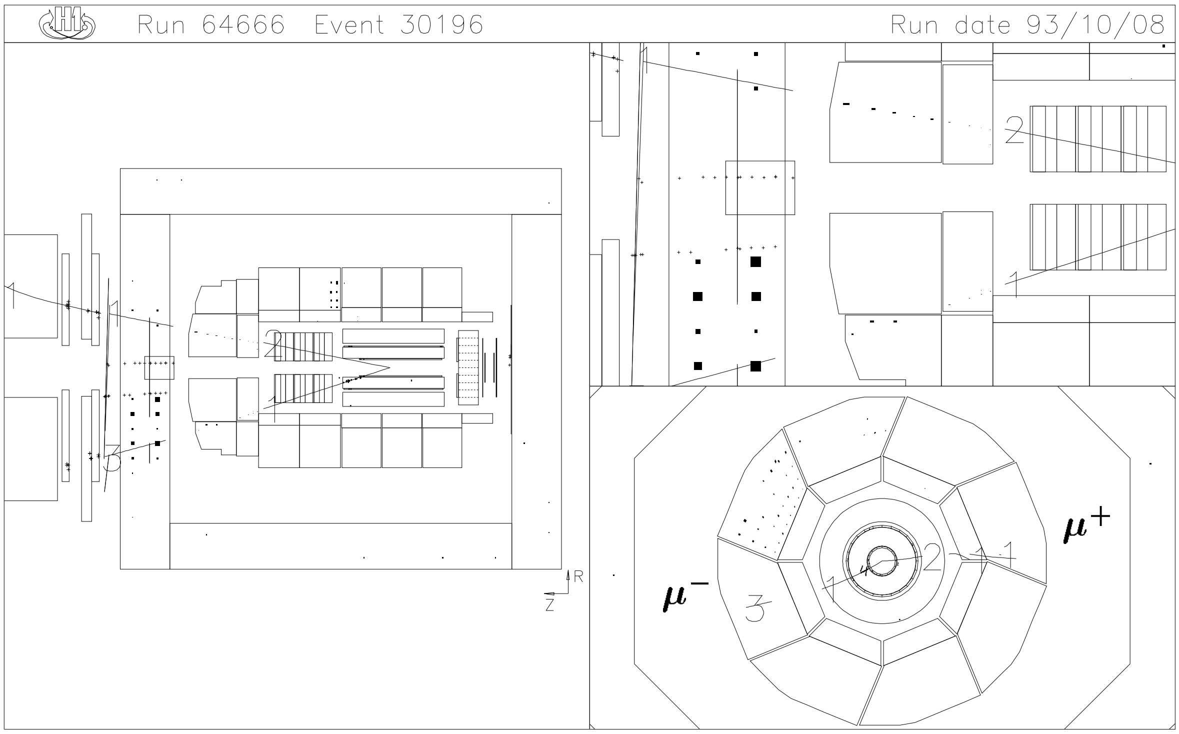


Abbildung 5.6: *Beispiel eines Myonpaares der J/ψ–Selektion. Die invariante Masse beträgt $m_{\mu\mu} = (2.70 \pm 0.24)\,\mathrm{GeV}$. Beide Myonen konnten neben ihrer Spur im instrumentierten Eisen auch durch ihre Signatur im Kalorimeter identifiziert werden; das μ^+ ist ein Beispiel eines* guten, *das μ^- eines* normalen *Kalorimeter–Myons.*

---

[1] QED = Quantenelektrodynamik

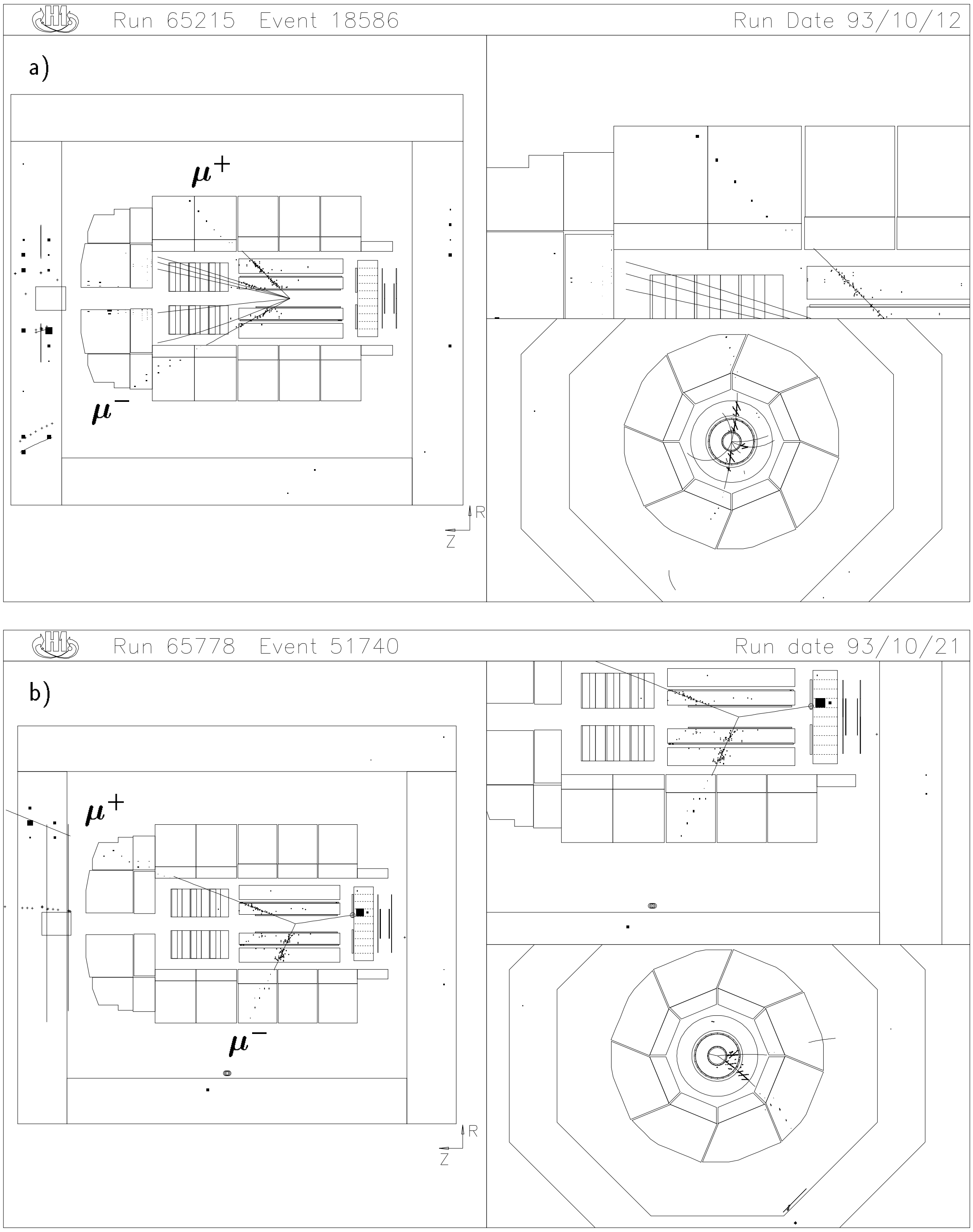


Abbildung 5.7: *a) Kandidat für den myonischen Zerfall eines inelastisch produzierten J/ψ–Mesons. Die invariante Masse beträgt* $m_{\mu\mu} = (3.07 \pm 0.05)\,\mathrm{GeV}$.
b) J/ψ–Kandidat aus tief inelastischer Streuung mit einem Viererimpulsübertrag $Q^2 \simeq 19\ GeV^2$ und im BEMC identifizierten Elektron. Die invariante Masse des Myonpaares beträgt $m_{\mu\mu} = (2.57 \pm 0.24)\,\mathrm{GeV}$.

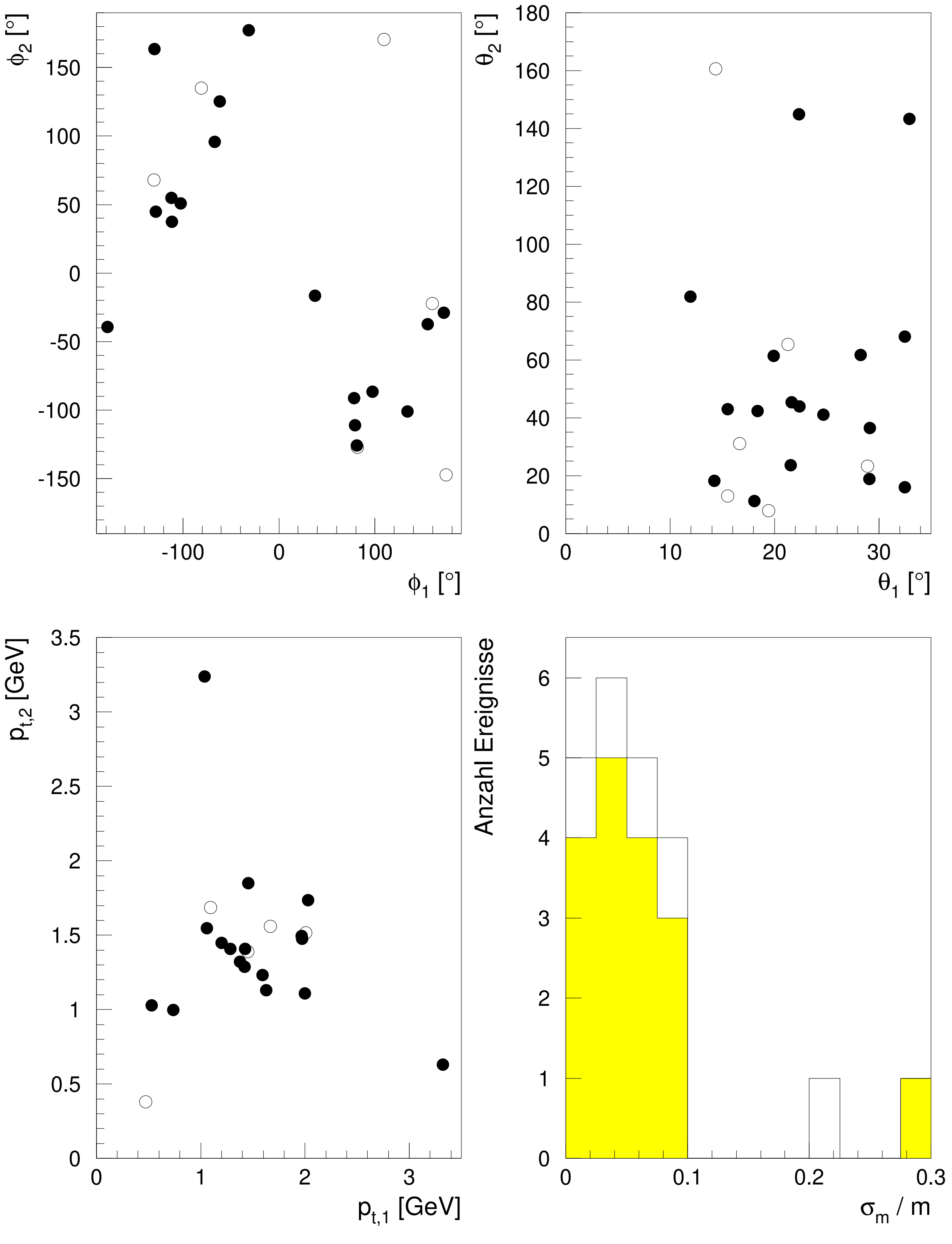


Abbildung 5.8: *Eigenschaften von Myonpaaren aus J/ψ–Zerfällen. In a), b) und c) sind die Azimutalwinkel ϕ_1, ϕ_2, die Polarwinkel θ_1, θ_2 und die Transversalimpulse $p_{t,1}$, $p_{t,2}$ der beiden Myonen gegeneinander aufgetragen; in d) der relative Fehler der invarianten Masse des Myonpaares σ_m/m, wobei ein Ereignis mit $\sigma_m/m \approx 1.8$ ausgelassen wurde. Der Index '1' bezeichnet das als* gutes Vorwärtsmyon *identifizierte Myon. Die Ereignisse ohne weitere vertexangepaßte Spur neben den beiden Myonen sind dunkel markiert.*

tiperiphere Diagramme beschriebenen Prozesse der Photon–Photon–Streuung. Bei diesen Prozessen (Abbildung 5.9) bilden die vom einlaufenden Elektron und vom einlaufenden Proton bzw. einem seiner Quarkkonstituenten abgestrahlten virtuellen Photonen ein Myonpaar.

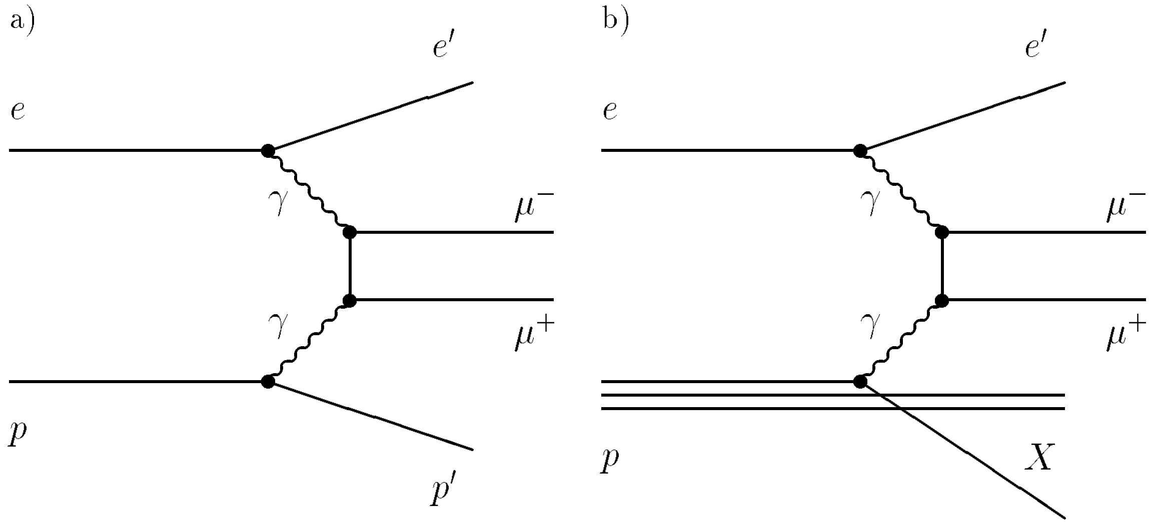


Abbildung 5.9: *Diagramme zur a) elastischen und b) inelastischen Produktion von Myonpaaren durch Photon–Photon–Streuung.*

Die Wirkungsquerschnitte der beiden Diagramme aus Abbildung 5.9 sind mit Hilfe des Monte–Carlo–Generators LPair [Bar91] berechnet worden [Due94], sie betragen für den elastischen Prozeß, bei dem das Proton intakt bleibt, 96.6 nb und für den inelastischen Prozeß 7.0 nb. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt im H1–Detektor ist 7.7 nb bzw. 2.7 nb, wenn man folgende weiche Bedingungen an Energie E, Transversalimpuls $p_\perp$ und Polarwinkel θ mindestens eines Myons stellt:

$$\begin{array}{rcl} p_\perp & > & 0.25\,\mathrm{GeV} \\ E & > & 1\,\mathrm{GeV} \\ 5^\circ < & \theta & < 175^\circ\ . \end{array}$$

Bei den meisten solcher Ereignisse befindet sich neben den beiden Myonen kein weiteres Teilchen im Akzeptanzbereich des Detektors.

In Abbildung 5.10 sind der Transversalimpuls der generierten Myonen sowie die Abhängigkeit des Impulses vom Polarwinkel der generierten Myonen für Ereignisse nach den Akzeptanzschnitten gezeigt. Die Zahl der Myonen entspricht einer integrierten Luminosität von $1\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Nach Anwendung der Selektionskriterien für J/ψ–Mesonen aus Abschnitt 5.2 verbleiben 19 Ereignisse aus elastischer und 48 Ereignisse aus inelastischer Photon–Photon–Streuung. Das invariante Massenspektrum dieser 67 Myonpaare ist in Abbildung 5.11 aufgetragen, in Abbildung 5.12 ist ein Beispiel eines Ereignisses zu sehen, das die J/ψ–Selektion erfüllt und dessen Myonpaar außerdem eine invariante Masse $m_{\mu\mu} = (3.13 \pm 0.14)$ GeV nahe der des J/ψ–Mesons hat.

Aus dem Massenspektrum folgt ein Untergrund von 2.7 Ereignissen in einem 2σ–Intervall um die Masse des J/ψ–Mesons.

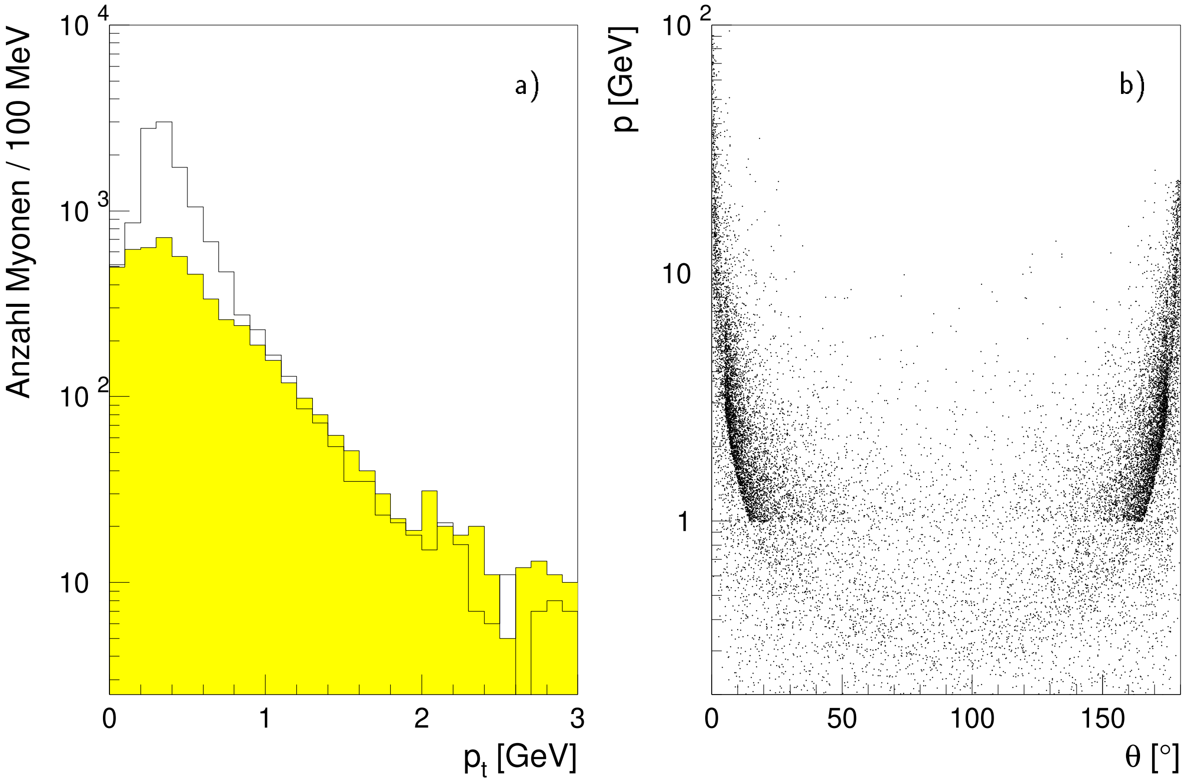


Abbildung 5.10: *Eigenschaften von Myonen aus Photon–Photon–Streuung. a) Transversalimpuls* p_t *und b) Impuls* p *in Abhängigkeit des Polarwinkels* θ*, vgl. Text für die angewandten Schnitte. In a) weiß dargestellt sind Myonen aus elastischer, grau aus inelastischer Photon–Photon–Streuung.*

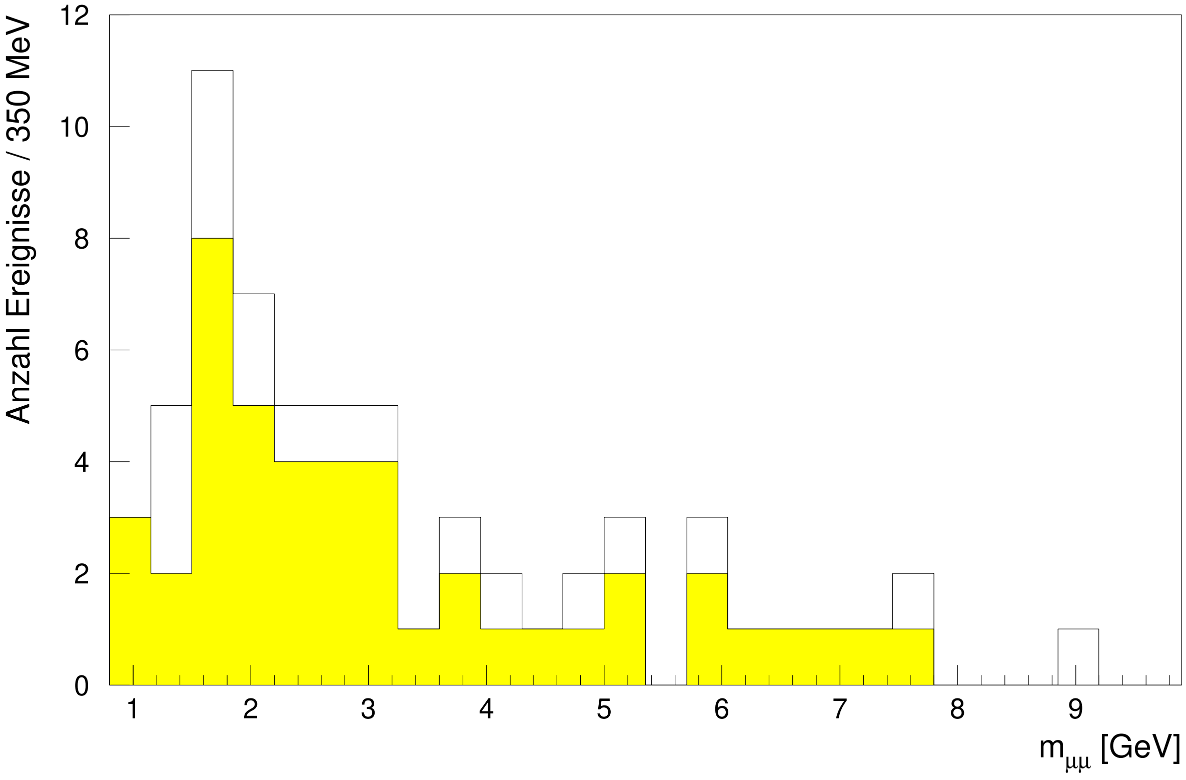


Abbildung 5.11: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ von Myonpaaren aus Photon–Photon–Streuung, die die Selektionskriterien für J/ψ–Mesonen erfüllt haben. Der inelastische Anteil ist grau dargestellt.*

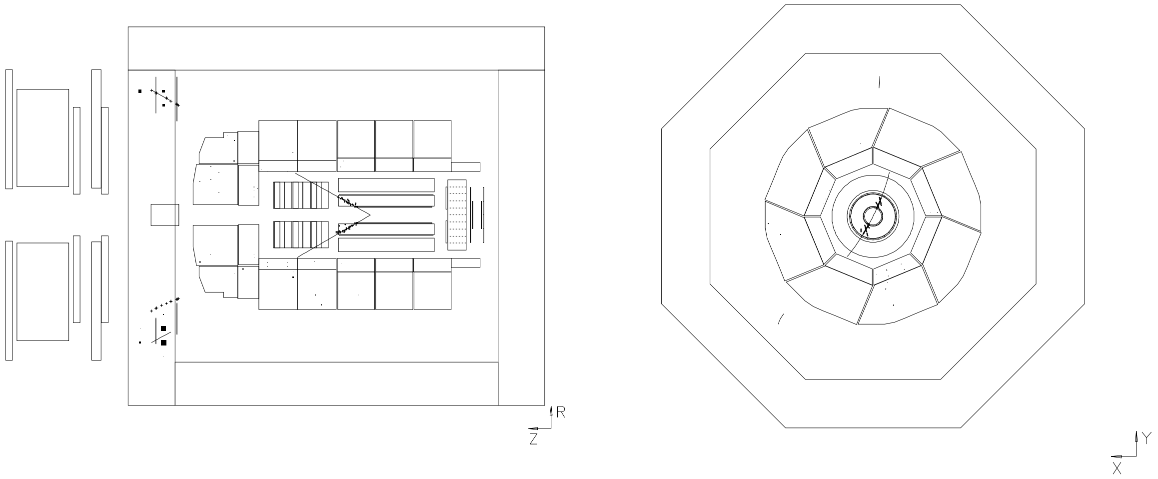


Abbildung 5.12: *Von* LPair *generiertes Ereignis mit zwei im H1–Detektor sichtbaren Myonen aus elastischer Photon–Photon–Streuung.*

Kapitel 6

Ausblick auf die Analyse der Daten aus der Datennahmeperiode 1994

In diesem Kapitel sollen kurz die Perspektiven von Analysen mit Myonen in Vorwärtsrichtung unter Benutzung der in der Betriebsperiode 1994 genommenen Daten dargestellt werden. H1 akkumulierte in dieser Zeit eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L}\, dt \simeq 3.7\,\mathrm{pb}^{-1}$, wovon etwa 85 % dem Betrieb mit Positronen an Stelle von Elektronen entstammen; dies bedeutet eine Verbesserung um einen Faktor 12 gegenüber 1993. Außerdem wurde die Endenergie der Teilchen in HERA–e von 26.7 GeV auf 27.5 GeV erhöht. Im folgenden werden die weiteren aus der Perspektive dieser Arbeit wesentlichen Veränderungen aufgeführt und erste Ergebnisse dargestellt.

6.1 Technische und systematische Änderungen

Reparatur der zentralen Spurkammern und der Ausleseelektronik

Nachdem während der Betriebspause 1993/94 die gerissenen Drähte der zentralen Spurkammern (s. Abschnitt 3.4.1 und Abbildung 3.6 auf S. 38) ersetzt wurden, ist die ϕ–Verteilung zentraler Spuren weitgehend flach (Abbildung 6.1).

Außerdem wurden in der zweiten Septemberhälfte 1994 Fehler der Ausleseelektronik für die Spurkammern des H1–Detektors beseitigt, wodurch die Datenqualität weiter verbessert werden konnte. In Tabelle 6.1 ist angegeben, seit wann die betroffenen Kammern mit korrigierter Elektronik arbeiten.

Trigger

Ein Teil der Vorteile einer größeren integrierten Luminosität 1994 wird durch die geringere Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im Bereich der vorderen Endkappe kompensiert. Ursache hierfür ist, daß die L1–Triggerkonfiguration für Myonen in Vorwärtsrichtung deutlich verschlechtert ist.

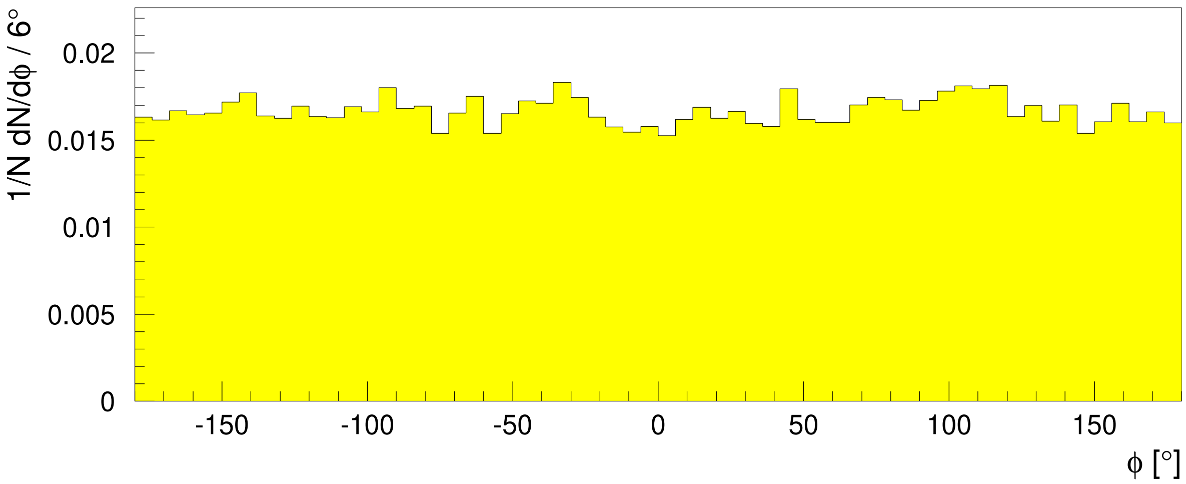


Abbildung 6.1: *ϕ–Verteilung am* dca *von Spuren in den zentralen Spurkammern 1994. Eingetragen sind alle zentralen Spuren mit einem Polarwinkel $\theta \leq 35°$.*

Die dominierenden Subtrigger zum Myonnachweis in Vorwärtsrichtung 1993 waren **s 14**, eine Kombination des Myontriggers der inneren vorderen Endkappe und des topologischen *Forward–Ray*–Triggers, und **s 17**, der Myontrigger der äußeren vorderen Endkappe (vgl. Abschnitt 4.4). **s 17** wurde in der Datennahmeperiode 1994 entfernt, **s 14** wurde mit einem Triggerelement des Vorwärts–Myon–Spektrometers verknüpft und ist somit nur für hochenergetische Myonen unterhalb $\theta \simeq 17°$ sensitiv.

Von den weiteren Subtriggern mit größeren Beiträgen wurde lediglich **s 18**, ein kombinierter Myon– und Dimyontrigger, ohne bedeutende Änderungen eingesetzt. Außerdem wird der Dimyontrigger **s 26** auch 1994 benutzt.

Für die weitere Zukunft bietet sich die Perspektive, Ereignisse mit Myonen in Vorwärtsrichtung besser nachweisen zu können, wenn mit der zweiten Triggerstufe eine Möglichkeit zur Verifizierung der L1–Trigger besteht, so daß auch wieder Triggerelemente wie das der inneren vorderen Endkappe eingesetzt werden können.

Kammer	Datennahmeeinheit	Datum
CJC	87565	22. September
COZ	87397	20. September
CIZ	87443	21. September
FTD Planare Module	87565	22. September
FTD Radiale Module	87818	26. September
FMD	87818	26. September

Tabelle 6.1: *Daten zur Reparatur der Ausleseelektronik der H1–Spurkammern. Angegeben sind die erste Datennahmeeinheit mit korrigierter Elektronik und das Datum, an dem diese aufgenommen wurde.*

Ereignisklassifikation

Die in dieser Arbeit benutzten DST–Klassen — *Charm*–Klasse und J/ψ–Klasse — wurden im Jahr 1994 zusammengelegt und aufgrund des erhöhten Datenaufkommens sowie veränderter Betriebsparameter von HERA und H1 mit härteren Schnitten versehen. Die wesentlichen Kriterien der neuen Ereignisklasse sind in Tabelle 6.2 aufgeführt.

Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren in den Spurkammern

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für gute Spuren im Spurkammersystem wurde in Abschnitt 3.4.4 mit Hilfe guter Spuren im Myondetektor abgeschätzt. Aufgrund der veränderten Ereignisklassifikation ist dies mit den Daten des Jahres 1994 so nicht mehr möglich, da bereits eine Verbindung zwischen Spuren im Myondetektor und in den Spurkammern verlangt wird. Es muß daher eine unabhängige Ereignisklasse, z. B. die Klasse der durch den Elektron–*Tagger* ausgelösten Ereignisse, zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit herangezogen werden.

6.2 Erste Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden Perspektiven für die Analyse myonischer Ereignisse in Vorwärtsrichtung dargestellt, indem die Methoden der Kapitel 4 und 5 auf die im Jahre 1994 genommenen Daten angewandt werden.

Inklusive Myonen

In einer Teilmenge der Daten von 1994, entsprechend einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}\,dt \simeq 375\,\mathrm{nb}^{-1}$, wurde mit der alten, gegenüber 1993 nahezu unveränderten *Online*–Ereignisklassifikation nach Myonen in Vorwärtsrichtung gesucht. Nach den Schnitten in Tabelle 4.3 auf Seite 66 verbleiben 6991 Ereignisse, deren Charakteristika analog zu Abbildung 4.6 (S. 68) in Abbildung 6.2 gezeigt sind. Normiert auf die betrachtete integrierte Luminosität entspricht dies 72 % der 1993 gefundenen Ereignisse.

Auffällig ist die 1994 im Mittel größere Spurmultiplizität der Ereignisse (Abb. 6.2e)), die ihre Ursache neben der veränderten Triggerkonfiguration allerdings auch in Änderungen der Rekonstruktionsprogramme haben könnte, sowie die weniger ausgeprägte Vorwärtstopologie (Abb. 6.2f)), die als Indiz für Untergrundereignisse aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen dienen kann.

Nach einem zusätzlichen Schnitt $p_\mu \geq 3\mathrm{GeV}$ verbleiben 3170 Ereignisse. Eine Abschätzung des Strahl–Gas–Untergrundes aus der Zahl der Ereignisse in den Proton–*Pilot–Bunches* ergibt einen Anteil von 54 %, eine deutliche Verbesserung gegenüber den 95 % in den Daten von 1993 (vgl. Abschnitt 4.3.2). Mit Hilfe des Programms BGASCL reduziert sich der abgeschätzte Anteil an Strahl–Gas–Ereignissen auf 22 %, die Gesamtzahl der Ereignisse beträgt dann 1662; die spezifische Ereigniszahl (= Ereigniszahl / integrierte Luminosität) ist damit das 3.7–fache derjenigen von 1993 bei gleichzeitig geringerem Strahl–Gas–Untergrund.

Selektionskriterien der Myonklasse	
• 1 Myon (identifiziert im instr. Eisen oder FMD)	oder
– $\geq$ 2 Myonen (identifiziert im instr. Eisen, FMD oder LAr–Kalorimeter)	oder
– 1 Myon (instr. Eisen, FMD oder LAr–Kalorimeter) und $\geq$ 1 Elektron	oder
– 1 Myon und $\leq$ 5 weitere Spuren im Spurkammersystem	oder
– 1 Lepton und genau 1 weitere Spur im Spurkammersystem	
Spuren im Spurkammersystem	
• Nur vertexangepaßte Spuren mit $\lvert z_0 \rvert \leq 40$ cm	
• Zentrale Spuren: $\geq$ 10 Treffer in den Spurkammern und $R_{Start} < 30$ cm	
• Vorwärtsspuren: Schnitte aus Tabelle 3.6 außer θ_{Vertex}	
• Kombinierte Spuren: keine Schnitte	
Spuren im Myonsystem	
• Spur im instr. Eisen mit $\rho \leq 100$ cm	und
– $\geq$ 6/2/3 (FEC/Barrel/BEC) Drahtlagen (ohne Myonboxen)	oder
• Spur im FMD mit $-400 \leq z_{Vertex} \leq 300$ cm	und
– $\chi^2_{Fit} \leq 20$	und
– $\lvert \phi_{erster\ Treffer} - \phi_{letzter\ Treffer} \rvert \leq 1.0\,\mathrm{rad}$	
Verbindung zwischen Spur in Spurkammern und Myonsystem	
• $P(\chi^2) \geq 0.001$	
Leptonidentifikation im LAr–Kalorimeter	
• Myon: mindestens *normale* Qualität	
• Elektron: mindestens *normale* Qualität	
Reduktion kosmischer Myonen	

Tabelle 6.2: *DST–Selektion der Myon–Klasse. Die Bedeutung der Parameter ist in den entsprechenden Abschnitten des Kapitels 3 erklärt.*

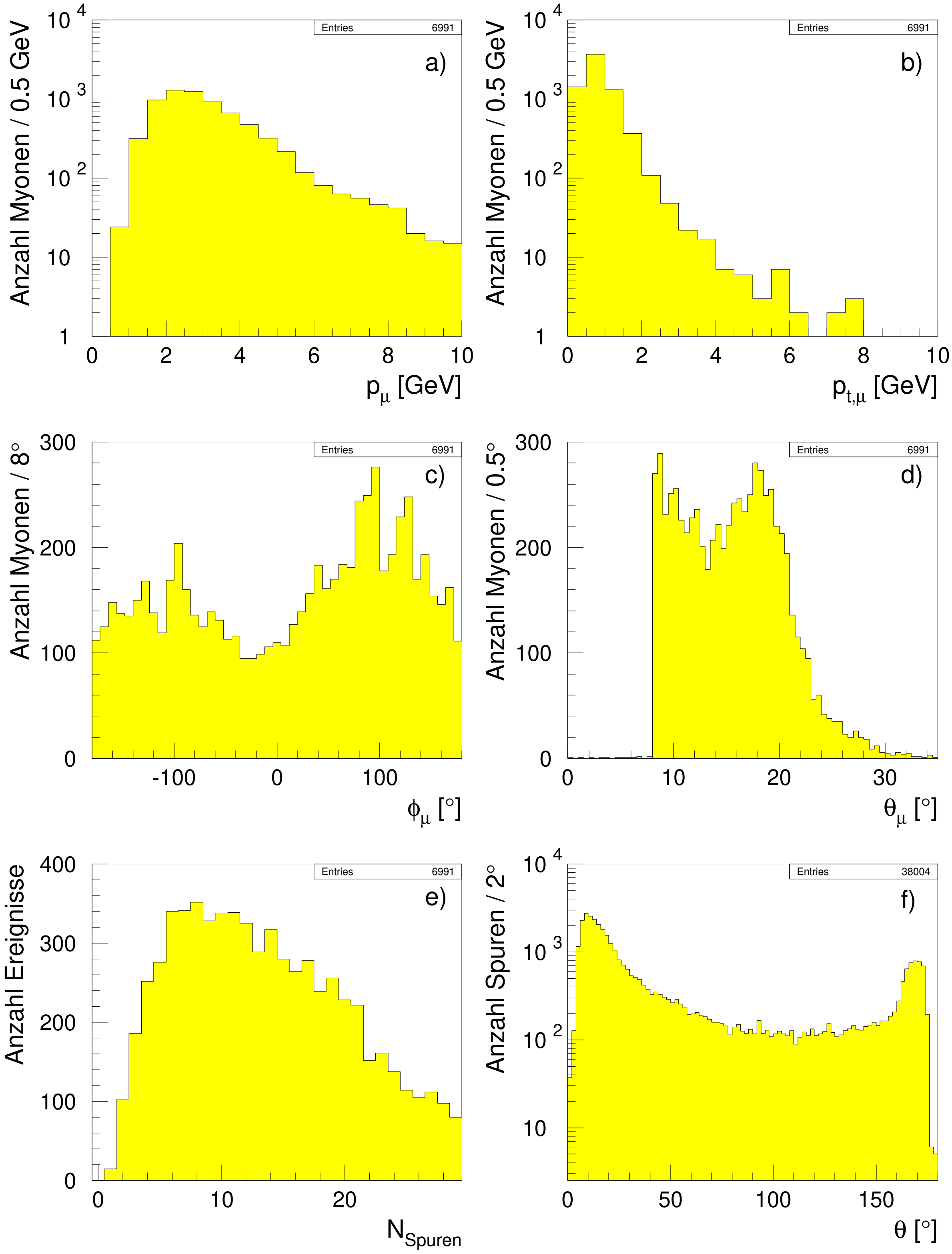


Abbildung 6.2: *Kinematische und topologische Eigenschaften von Ereignissen mit mindestens einem Myon in Vorwärtsrichtung in Daten des Jahres 1994. a) Impuls* p_μ*, b) Transversalimpuls* $p_{t,\mu}$*, c) Azimut* ϕ_μ *und d) Polarwinkel* θ_μ *des selektierten Myons; außerdem in e) die Spurmultiplizität* N_{Spuren} *der Ereignisse und f) die Polarwinkelverteilung aller vertexangepaßten Spuren.*

Myonen aus J/ψ–Zerfällen

In Abbildung 6.3 ist ein J/ψ–Signal in Daten der neuen Ereignisklassifikation entsprechend einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}\, dt \simeq 1.54\ \mathrm{pb}^{-1}$ gezeigt. Selektiert sind Ereignisse, bei denen ein Myon mit $12^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$, das andere mit $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ die Wechselwirkungszone verläßt. In a) ist das Spektrum elastischer Ereignisse mit $z \geq 0.95$ dargestellt, in b) inelastischer Ereignisse mit $0.30 \leq z \leq 0.95$; dabei wurde z mit Hilfe der Relation

$$z = \frac{(E - p_z)_{J/\psi}}{2 \cdot E_e \cdot y_{JB}}$$

rekonstruiert.

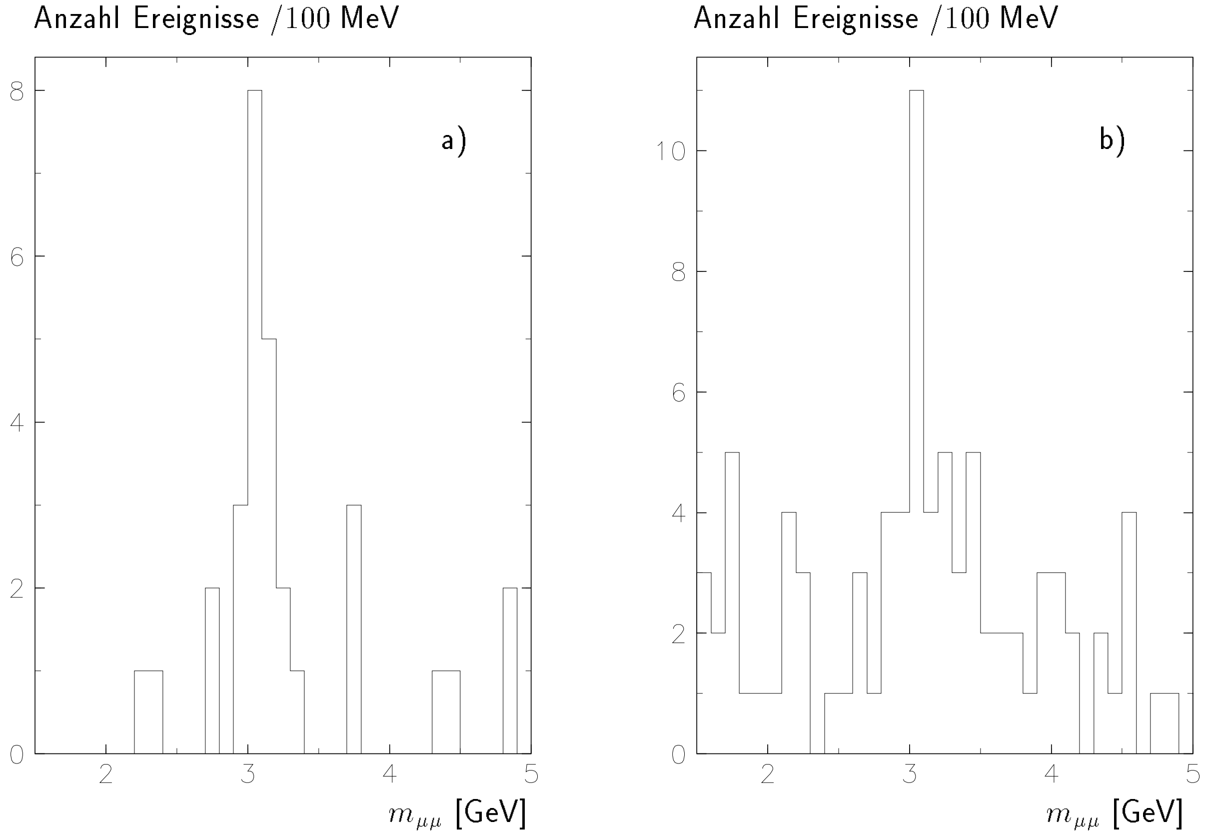


Abbildung 6.3: *Invariante Masse $m_{\mu\mu}$ von Myonpaaren der J/ψ–Selektion (1994), in a) für $z \geq 0.95$, in b) für $0.30 \leq z \leq 0.95$, .*

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Möglichkeit untersucht, im Vorwärtsbereich des H1–Detektors Myonen zu identifizieren. Zu diesem Zweck war es zunächst notwendig, Qualitätskriterien zu entwickeln, die einerseits nichtmyonischen Untergrund verwerfen und andererseits die Qualität der rekonstruierten Myonen sicherstellen. Zur Myonidentifikation wurden sowohl die vordere Endkappe des Myondetektors als auch die Möglichkeit, Myonen als minimalionisierende Teilchen im LAr–Kalorimeter nachzuweisen, genutzt. Als quantitativ am bedeutendsten erwiesen sich Schnitte auf Parameter der rekonstruierten Spur im Myondetektor und auf die Qualität der Myonsignatur im LAr–Kalorimeter. In den im Herbst 1993 genommenen Daten konnten in den Ereignissen der *Charm*–Klasse 8974 Ereignisse gefunden werden, die mindestens ein Myon im Winkelbereich der vorderen Endkappe nach den entwickelten Kriterien enthielten. Die untersuchte Datenmenge entsprach einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}\, dt \simeq 314\,\mathrm{nb}^{-1}$.

Die Selektion von Myonen im Vorwärtsbereich des H1–Detektors wurde im folgenden daraufhin untersucht, ob mit ihr in den Daten des Jahres 1993 Myonen aus physikalischen Prozessen identifiziert werden können. Für die Analyse inklusiver Myonen aus semileptonischen Zerfällen von *Charm*–Quarks erwies sich der Anteil an Untergrundereignissen aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen als größtes Problem, zu dessen Bewältigung weitere Arbeit nötig ist. Das hier benutzte Kriterium zur Verringerung von Strahl–Gas–Ereignissen (Forderung nach Spuren im rückwärtigen Teil des Detektors) reduziert auch die Zahl von Ereignissen mit Myonen aus *Charm*–Zerfällen stark, so daß entweder eine wesentlich größere Datenmenge verfügbar sein muß oder verfeinerte topologische und kinematische Schnitte entwickelt werden müssen.

Wesentlich erfolgversprechender erscheint die Analyse myonischer Zerfälle von J/ψ–Mesonen in Vorwärtsrichtung. In den Daten konnten 23 im wesentlichen elastisch produzierte J/ψ–Kandidaten gefunden werden, bei denen mindestens eines der Myonen im Winkelbereich der vorderen Endkappe liegt. Der darin enthaltene Untergrund aus QED–Myonpaarerzeugung wurde zu 3.6 Ereignissen abgeschätzt.

Im Jahre 1994 wurde bei H1 die rund zwölffache integrierte Luminosität im Vergleich zu 1993 akkumuliert. Die höhere Statistik geht in Vorwärtsrichtung allerdings zum Teil verloren, da die in den Untersuchungen der Daten von 1993 dominanten Subtrigger aufgrund zu hoher Raten 1994 nicht mehr eingesetzt wurden. Auf der anderen Seite ist die Qualität der Daten durch Reparaturen am Detektor und Verbesserungen der Rekonstruktion signifikant verbessert worden, insbesondere sind hier Reparaturen gerissener Drähte in den zentralen Spurkammern sowie der Ausleseelektronik der Spurkammern von Bedeutung. Aufgrund der geänderten L1–Triggerkonfiguration ist der Strahl–Gas–Untergrund für die Analyse inklusiver Myonen in Vorwärtsrichtung deutlich geringer als 1993.

Anhang A

Benutzte Datensätze und Banken

A.1 Datensätze

- Auf die Daten des Jahres 1993 wurde über den H1 DST–Pool auf der dice 2 zugegriffen:

  `[h1dst.h1]H1RDST93.INDEX`

- Monte–Carlo–Studien zu Zerfällen von *Charm*–Quarks:

  `HERA02.H1PYTH56.CCBAR.B02.S21400.R40005.A00-A24`

  `HERA02.H1PYTH56.CCBAR.B03.S21400.R40005.A00-A26`

- Simulierte Ereignisse mit J/ψ–Zerfällen in Myonen:

  `F22REI.PYTHIA56.GE01.JPMM.S30300.R40313.V3`

  `HERA02.H1EPJP31.IPR01M.S30000.R40302.A00-A03`

- Simulierte Ereignisse mit QED–Myonpaaren:

  `F22OLA.SMU3.ELA.REC`

  `F22OLA.SMU3.INELA.REC`

- Für die Untersuchung inklusiver Myonen der Datennahmeperiode 1994 wurden Mini–DSTs von U. Kathage benutzt:

  `H01ULF.H1RDST3.CSEMU.MDST100.A00`

  ⋮

  `H01ULF.H1RDST3.CSEMU.MDST125.A00`

A.2 BOS–Banken

Die Relationen der wichtigsten spurbezogenen BOS–Banken, die in dieser Arbeit benutzt wurden, sind in Abbildung A.1 dargestellt.

Systematische Untersuchungen zur Qualität von Spuren im Spurkammersystem wurden mit direktem Zugriff auf die elementaren Spurbanken CTKR, FTKR und KTKR für zentrale, Vorwärts– und kombinierte Spuren durchgeführt.

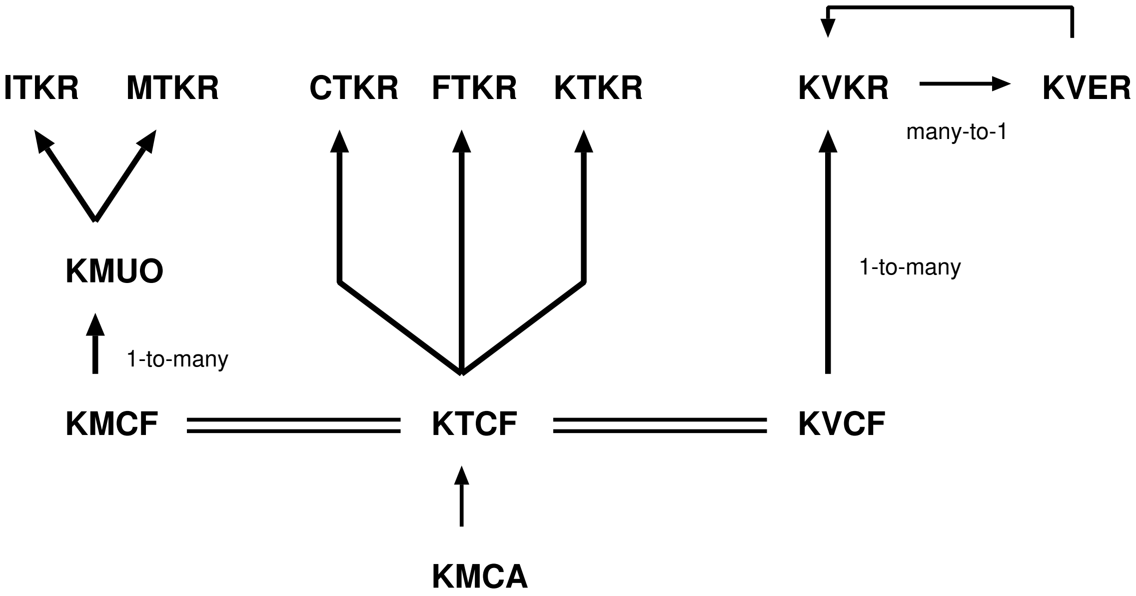


Abbildung A.1: *Relationen der benutzten* BOS*–Banken.*

Informationen über Spuren im instrumentieren Eisen und im FMD sind in den Banken ITKR und MTKR abgelegt.

KMCF, KTCF und KVCF werden zueinander parallel gefüllt; eine Zeile entspricht einem Objekt im H1–Detektor. KMCF zeigt auf die KMUO–Bank, die eine Liste mit Spurverbindungen zwischen Spurkammern und Myonsystem enthält. Über die KTCF–Bank wird auf Informationen zu Spuren im Spurkammersystem zugegriffen. Informationen zur Vertexanpassung sind mit Hilfe der KVCF–Bank zugänglich, die auf die KVKR–Bank mit Parametern vertexangepaßter Spuren zeigt, welche ihrerseits mit der KVER–Bank verknüpft ist, die die Lage des Ereignisvertices enthält.

Die KMCA–Bank schließlich, die mit einer Routine von G. Schmidt gefüllt wird, da das entsprechende Programm bei der Rekonstruktion der Daten des Jahres 1993 noch nicht fertiggestellt war, liefert Informationen zur Myonidentifikation im LAr–Kalorimeter.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ali87] A. Ali et al.
Heavy Quark Physics at HERA
Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg (1987)

[Ali91] A. Ali, D. Wyler
Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Vol.2, 669 Hamburg (1991)

[Bar91] S. P. Baranov, O. Dünger, H. Shooshtari, J. A. M. Vermaseren
LPair *: A Generator for Lepton Pair Production*
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Vol.3, 1478, Hamburg (1991)

[Bau78] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie, F. M. Pipkin
The Hadronic Properties of the Photon in High–Energy Interactions
Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261

[Ben87] H. U. Bengtsson, T. Sjöstrand
The Lund Monte Carlo for Hadronic Processes: PYTHIA *Version 4.8*
Comput. Phys. Commun. 46:43 (1987)

[Ber81] E. L. Berger, D. Jones
Inelastic Photoproduction of J/ψ *and* Υ *by Gluons*
Phys. Rev. **D 23** (1981) 1521

[Ber90] G. Bernardi
Tracking Reconstruction Banks, Modules and Reprocessing
H1 Software Note 34 (1992)

[Bis95] P. Bispham
Persönliche Mitteilung (1995)

[Blo87] V. Blobel
The BOS *System — Dynamic Memory Management*
Universität Hamburg (1987)

[Blo92] V. Blobel, et.al.
Central Tracker Software Documentation
H1 Software Note 30 (1992)

[Blo94] V. Blobel, P. Binko, S. Esenov, R. Gurin, Z. Szkutnik
FPACK 1.00 — *F–Package for Input/Output*
H1 Software Manual, 1994

[Bur93] S. Burke
How to Use Forward Tracks
H1 Software Note 39 (1993)

[Bur95] S. Burke
Persönliche Mitteilung (1995)

[Cal93] H1 Calorimeter Group
The H1 Liquid Argon Calorimeter System
Nucl. Instr. Meth. **A 336** (1993) 460

[Dai94] J. Dainton
FTD 94 ... and Beyond?
Minutes of H1 Upgrade Meeting (7/7/94)

[Due94] O. Dünger
Untersuchung der Myon-Paarerzeugung durch Photon–Photon–Kollisionen am e–p–Speicherring HERA
Dissertation, Hamburg (1994), DESY F11/F22-94-01

[Eic88] R. A. Eichler, Z. Kunszt et al.
Charm, Bottom and Top Production in High Energy Electron Proton Collisions
Nucl. Phys. **B 303** (1988) 791

[Eic92] S. Eichenberger
A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment at HERA Based on Multiwire Proportional Chamber Signals
H1–Note H1-02/92-214

[ECL95] ECLASS *Programmpaket zur Ereignisklassifikation*
Programmtext und Dokumentation, verschiedene Versionen (1993–95)

[Eli89] R. K. Ellis, P. Nason
QCD Radiative Corrections to the Photoproduction of Heavy Quarks
Nucl. Phys. **B 312** (1989) 551

[Els93] E. Elsen
The H1 Trigger and Data Acquisition System
Proceedings of the “International Symposium Electronic Instrumentation in Physics”, Dubna (Mai 1991), H1–Note H1-01/93-262

[Far74] G. R. Farrar
Parton Distributions in Hadrons and the Cross Section for Lepton Pair Production
Nucl. Phys. **B 77** (1974) 429

[Fee91] D. Feeken
Die Myonsignatur von $b\bar{b}$–Ereignissen im H1–Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg (1991), H1–Note H1-06/91-176

[For94] J. R. Forshaw, M. G. Ryskin
Diffractive Vector Meson Production at Large Momentum Transfer
DESY Report 94-162 (September 1994)

[Fru87] R. Frühwirth
Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting
Nucl. Instr. Meth. **A 262** (1987) 444

[Gel94] A. Gellrich
Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron–Proton–Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA
Dissertation, Hamburg (1994), DESY FH1T-94-02

[Glu63] R. L. Gluckstern
Uncertainties in Track Momentum and Direction Due to Multiple Scattering and Measurement Errors
Nucl. Instr. Meth. **24** (1963) 381

[Glu92] M. Glück, E. Reya, A. Vogt
Photonic Parton Distributions
Phys. Rev. **D 46** (1992) 1973 und
Parton Structure of the Photon Beyond the Leading Order
Phys. Rev. **D 45** (1992) 3986

[Gog94] N. Gogitidze
H1 Lumi System — 1994 Status Report
H1 Collaboration Meeting (13/10/94), Hamburg (1994)

[Gou83] K. Goulianos
Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies
Phys. Rep. **101** (1983) 169

[Gun74] J. F. Gunion
Isolating the 3–Quark Component of the Proton's Wave Function
Phys. Rev. **D 10** (1974) 242

[Han93] D. Handschuh
Studien zum protoninduzierten Untergrund am H1–Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung
Dissertation, Hamburg (1993)

[H193] H1 Collaboration
The H1 Detector at HERA
DESY Report 93-103 (Juli 1993)

[H194.1] H1 Collaboration
The H1 Detector at HERA
aktualisierte, gekürzte Fassung von [H193]
DESY Report 94-xxx (Juli 1994)

[H194.2] H1 Collaboration
Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA
Phys. Lett. **B 338** (1994) 507

[Hil93] C. Hilton
Forward Muon Detection in H1 and Hadronic Energy Flow in Deep Inelastic Scattering
PhD Thesis, University of Manchester (1993)

[Hil94] C. Hilton
Persönliche Mitteilung (1994)

[Jac79] F. Jacqet, A. Blondel
Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe
DESY, Hamburg, 2.–4. April 1979, DESY Report 79-048 (1979) 377

[Jun91] H. Jung
The Monte Carlo Generator EPJPSI *for J/ψ-Mesons in High Energy Electron Proton Collisions*
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Vol.3, 1488 Hamburg (1991)

[Jun92] H. Jung, G. A. Schuler, J. Terron
J/ψ–Production Mechanisms and Determination of the Gluon Density at HERA
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Vol.2, 712, Hamburg (1991) und
Int. J. Mod. Phys. **A 7** (1992) 7955

[Jun93] H. Jung, D. Krücker, C. Greub, D. Wyler
Relativistic Corrections to Photoproduction of J/ψ
Z. Phys. **C 60** (1993) 721

[Kas94] H.–P. Kasselmann
Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1–Detektors
Dissertation, Hamburg (1994), DESY FH1K-94-07

[Kle92.1] C. Kleinwort, U.–P. Krüger
Track Reconstruction in the Iron
H1 Software Note 35 (1992)

[Kle92.2] K. Kleinknecht
Detektoren für Teilchenstrahlung
B. G. Teubner, Stuttgart (1992^3)

[Kra94] M. Krämer, J. Zunft, P. .M. Zerwas, J. Steegborn
Inelastic J/ψ Photoproduction
DESY Report 94-207 (November 1994)

[Kru94] U.–P. Krüger
Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1–Detektor bei HERA
Dissertation, Hamburg (1994)

[Lan89] Gustav Landauer
Auch die Vergangenheit ist Zukunft
Luchterhand Literaturverlag GmbH, Frankfurt am Main (1989)

[Lev94] S. Levonian
Comparison of the Integrated Luminosity Produced by HERA and Accumulated by H1 in 1992, 1993 and 1994
H1 WWW Server, Authorized H1 Figure (1994)

[Lis95] B. List
Persönliche Mitteilung (1995)

[Loh94] H. Lohmander
Selecting Forward Tracks in the H1 detector
H1–Note H1-03/94-347

[Luc93] R. Luchsinger, C. Grab
Vertex Reconstruction by Means of the Method of Kalman Filter
Comp. Phys. Comm. **76** (1993) 263

[Mar92] A. D. Martin, R. G. Roberts und W. J. Stirling
Parton Distributions Updated
Preprint, RAL-92-078 (1992)

[Mey91] J. Meyer
Guide to Simulation Program H1SIM
Hamburg (1991), unveröffentlicht

[Nar88] Nārāyaṇa
Hitopadeśa oder Die freundliche Belehrung
Verlag C. H. Beck, München (1988)

[Opa93] OPAL Collaboration
Measurement of $\Gamma\,(Z^0 \longrightarrow b\bar{b})\,/\,\Gamma\,(Z^0 \longrightarrow \textit{hadrons})$ *Using Leptons*
Z. Phys. **C 58** (1993) 523

[Oul91] F. Ould–Saada
Prospects for Charm Physics with the H1–Detector at HERA
H1–Note H1-11/91-200

[PDG94] Particle Data Group
Review of Particle Properties
Phys. Rev. **D 50** (1994) No 3, Part I, 1173

[Phi93] H. T. Phillips
Track Reconstruction in the Forward Muon Subdetector and Investigations Concerning the Photon Remnant in the H1 Detector at HERA
PhD Thesis, University of Birmingham (1993), RALT-003

[Pro94] *Proposal for a Forward Proton Spectrometer for H1*
H1–Note H1-10/94-381

[Pro95] R. Prosi
Persönliche Mitteilung (1995)

[Reg59] T. Regge
Introduction to Complex Orbital Momenta
Nuovo Cim. **14** No. 5 (1959) 951

[Rie95] J. Riedlberger
The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers
H1–Note H1-01/95-419 (1995)

[Sak60] J. J. Sakurai
Theory of Strong Interactions
Ann. Phys. (NY) **11** (1960) 1

[Sch91] D. Schmedding
Ein Myontrigger für den H1–Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg (1991), H1–Note H1-11/92-258

[Sch93.1] S. Schiek
Untersuchungen zur Spurverbindung zwischen dem H1–Myon–System und den inneren Spurkammern
Diplomarbeit, Hamburg (1993), H1–Note H1-01/94-339

[Sch93.2] G. Schmidt
Nachweis von Myonen im H1–Detektor
Diplomarbeit, Hamburg (1993), H1–Note H1-02/94-341

[Sch93.3] C. Schmidt
Untersuchung der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen durch Myonnachweis am e–p–Speicherring HERA
Dissertation, Hamburg (1993), DESY F11/F22

[Sch95] G. Schmidt, S. Schiek
Persönliche Mitteilung (1995)

[Sef] F. Sefkow
Minutes of the H1 Trigger Meetings und
H1 TRIG — *Trigger–Dokumentation*

[Sef94] F. Sefkow, E. Elsen, H. Krehbiel, U. Straumann
Experience with the First Level Trigger of H1
H1–Note H1-11/94-407 (1994)

[Sel91] R. Sell
Ein topologischer Trigger für $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ *im H1-Detektor bei HERA*
Diplomarbeit, Hamburg (1991), H1–Note H1-06/91-180

[Sel95] R. Sell
Persönliche Mitteilung (1995)

[Sjo92] T. Sjöstrand
PYTHIA 5.6 *and* JETSET 7.3 – *Physics and Manual*
CERN-TH. 6488/92 (September 1992)

[Ski91] I. O. Skillicorn
Pattern Recognition for the Forward Tracker
H1 Software Note 25, September 1991 und März 1993

[Sut93] J. P. Sutton
The H1 Forward Muon Spectrometer at the HERA Collider
PhD Thesis, University of Manchester (1993)

[Tof79] A. G. Frodesen, O. Skjeggestad, H. Tøfte
Probability and Statistics in Particle Physics
Universitetsforlaget, Bergen–Oslo–Tromsø (1979)

[Wei34] C. F. von Weizsäcker
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen
Z. Phys. **88** (1934) 612

[Wil34] E. J. Williams
Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionisation and Radiation Fomulae
Phys. Rev. **45** (1934) 729

[Wil95] T. Wilksen
Untersuchungen mit dem Triggerszintillatorsystem des Vorwärts–Protonspektrometers von H1
Diplomarbeit in Vorbereitung, Hamburg (1995)

[Wol92] T. Wolff
Entwicklung, Bau und erste Ergebnisse eines totzeitfreien Spurfinders für das H1–Experiment an HERA
H1–Note H1-02/92-213