J/ψ- und ψ'-Produktion bei HERA-B

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
an der Universität Rostock

vorgelegt von
Diplom-Physiker

Robert Pernack

geboren am 20. Juli 1972 in Wismar

Rostock
2. April 2004

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Henning Schröder	Universität Rostock
	Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall	Universität Hamburg
	Prof. Dr. Ulrich Uwer	Universität Heidelberg
Datum der Disputation:	26. Mai 2004	

Kurzfassung

Beim Experiment HERA-B am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg werden die Resultate der Kollision von auf 920 GeV beschleunigten Protonen mit unbewegten Kohlenstoff-, Titan- und Wolframatomkernen untersucht. Aus der exakten Vermessung von Produktionsraten schwerer Quark-Antiquark-Paare werden Beiträge zu einem tieferen Verständnis der starken Wechselwirkung erwartet.

Voraussetzung jeder konsistenten physikalischen Analyse von Messdaten ist die Ermittlung von die Genauigkeit des verwendeten Messgerätes charkterisierenden Kenngrößen. In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode zur Bestimmung der Spur-Rekonstruktionseffizienz des äußeren Spurkammersystems des HERA-B-Detektors entwickelt. Für die Datennahmeperiode 2002/2003 kann auf diese Weise ein Wert von $\varepsilon_{\mathrm{Spur}} = 96{,}5\,\% \pm 2{,}0\,\%$ berechnet werden, der in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert aus einer Monte-Carlo-Simulation ist.

Aufgrund nuklearer Effekte werden Abweichungen von der linearen Abhängigkeit des J/ψ-Produktionswirkungsquerschnittes von der Nukleonenzahl in Proton-Kern-Kollisionen verzeichnet. Hier wird eine Messung des diese Abweichung quantifizierenden Parameters $\alpha_{J/\psi}(x_{\mathrm{F}}, p_{\mathrm{T}})$ vorgestellt. Ihr liegt das Verhältnis der Anzahl von in Proton-Wolfram- und Proton-Kohlenstoff-Wechselwirkung erzeugten und über den Zerfall in e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Paare identifizierten J/ψ-Mesonen zugrunde. Die absolute Normierung erfolgt auf das Resultat des FNAL-Experimentes E866. Es zeigt sich, dass $\alpha_{J/\psi}$ in dem bei HERA-B zugänglichen kinematischen Bereich $-0{,}35 \leq x_{\mathrm{F}} < 0{,}15$ innerhalb der großen Messunsicherheiten als unabhängig vom Wert der Feynman-Variable x_{F} angesehen werden kann. Der Anstieg von $\alpha_{J/\psi}$ für steigenden Transversalimpuls p_{T} bestätigt bisherige Messungen.

Diese Dissertationm widmet sich zudem einer Bestimmung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes. Die Messung basiert auf in Proton-Kohlenstoff-, Proton-Titan- und Proton-Wolfram-Kollisionen aufgezeichneten Messdaten, dem Bezug zum extern gemessenen J/ψ-Produktionswirkungsquerschnitt und der Identifizierung der Charmonium-Zustände über ihre Zerfälle $\psi' \to e^+e^-$ und $\psi' \to \mu^+\mu^-$ bzw. $J/\psi \to e^+e^-$ und $J/\psi \to \mu^+\mu^-$. Die Resultate von $\sigma_{pN}^{\psi'} = (43 \pm 5_{\mathrm{Stat}} \pm 7_{\mathrm{Syst}})\,\mathrm{nb/Nukleon}$ bzw. $\sigma_{pN}^{\psi'} = (48 \pm 3_{\mathrm{Stat}} \pm 8_{\mathrm{Syst}})\,\mathrm{nb/Nukleon}$ im e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Zerfallskanal sind in guter Übereinstimmung mit den bisherigen Messergebnissen anderer Experimente.

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **1**
- 1.1 Motivation . . . 1
- 1.2 Inhalt . . . 2
- 1.3 Konventionen . . . 2

2 Theoretische Grundlagen **3**
- 2.1 Standardmodell der Teilchenphysik . . . 4
  - 2.1.1 Elementarteilchen . . . 4
  - 2.1.2 Wechselwirkungen . . . 5
- 2.2 Eigenschaften von Charmonia . . . 7
- 2.3 Charmonium-Produktion . . . 9
  - 2.3.1 Kinematische Variablen . . . 9
  - 2.3.2 Hadroproduktion von Charm-Quarks . . . 9
  - 2.3.3 Hadronisierung zu Charmonium-Zuständen . . . 11
  - 2.3.4 Charmonium-Unterdrückung . . . 13
- 2.4 Zusammenfassung . . . 16

3 HERA-*B* **17**
- 3.1 Beschleuniger . . . 18
- 3.2 Target . . . 19
- 3.3 Detektor . . . 21
  - 3.3.1 Spurrekonstruktion . . . 22
  - 3.3.2 Teilchenidentifikation . . . 25
- 3.4 Online-Filtersystem . . . 29
  - 3.4.1 Filterstufen . . . 30
  - 3.4.2 Filtermodi . . . 36
- 3.5 Messdaten . . . 38
  - 3.5.1 Datenerfassung . . . 38
  - 3.5.2 Datenrekonstruktion . . . 40
  - 3.5.3 Monte-Carlo-Simulation . . . 41
- 3.6 Physikalisches Programm . . . 44

4 Spur-Rekonstruktionseffizienz **45**
- 4.1 Messmethode . . . 46
- 4.2 Spurselektion . . . 48
  - 4.2.1 Referenzspuren . . . 48
  - 4.2.2 Partnerspuren . . . 53
  - 4.2.3 K_s^0-Kandidaten . . . 53

4.3 Bestimmung der Spureffizienz . . . 59
4.3.1 Messverfahren . . . 59
4.3.2 Messunsicherheit . . . 63
4.3.3 Messergebnisse . . . 63
4.4 Systematische Studien . . . 64
4.4.1 Stabilität der Methode . . . 64
4.4.2 Vergleich mit Simulationen . . . 65
4.4.3 Effizienz der VDS-OTR-Verknüpfung . . . 65
4.4.4 Abhängigkeiten der Spureffizienz . . . 66
4.5 Zusammenfassung . . . 69

5 J/ψ-Unterdrückung 71
5.1 Messmethode . . . 71
5.2 Messverfahren . . . 72
5.2.1 Anzahl produzierter J/ψ-Mesonen . . . 72
5.2.2 Detektorakzeptanz für J/ψ-Zerfallsprodukte . . . 81
5.2.3 Luminositätsverhältnis . . . 84
5.3 Resultat . . . 85
5.3.1 Messunsicherheit . . . 85
5.3.2 Messergebnis . . . 87
5.4 Zusammenfassung . . . 88

6 ψ'-Produktionswirkungsquerschnitt 89
6.1 Messmethode . . . 89
6.2 Messverfahren . . . 90
6.2.1 Anzahl produzierter ψ'-Mesonen . . . 90
6.2.2 Mittlere Nukleonenzahl . . . 93
6.2.3 Detektorakzeptanz für ψ'-Zerfallsprodukte . . . 94
6.3 Resultat . . . 94
6.3.1 Messunsicherheit . . . 94
6.3.2 Messergebnis . . . 95
6.4 Zusammenfassung . . . 96

Resümee 97

Abbildungsverzeichnis 99

Literaturverzeichnis 101

Danksagung 111

Lebenslauf 113

Kapitel 1

Einführung

1.1 Motivation

Die Produktion schwerer Vektormesonen, zu denen die Charmonium-Zustände J/ψ und ψ' zählen, wird momentan mit großem Interesse der Teilchenphysiker untersucht. Eine deutlich geringere Ausbeute an solchen Mesonen pro Nukleon bei der Produktion in schweren Atomkernen im Vergleich zu der Produktion in leichten Kernen wurde in Proton-Kern- und Pion-Kern-Wechselwirkungen gemessen [Ant78, Ald91, Lei00]. Gleichartige Effekte – niedriger als zunächst erwartet ausfallende Produktionsraten – konnten in ultrarelativistischen Schwerionenstößen beobachtet werden [Abr00]. Diese hochenergetischen Kollisionen schwerer Atomkerne bieten die einzigartige Möglichkeit, für wenige millionstel von Sekunden extrem verdichtete Kernmaterie, wie sie nach dem Urknallmodell im frühen Universum eine Rolle spielte und wahrscheinlich in Neutronensternen vorkommt, zu erzeugen. Das Ziel hierbei ist letztlich die Aufklärung der Struktur der starken Kernkraft über den experimentellen Nachweis und das Studium des Quark-Gluon-Plasmas (QGP) – eines Zustandes, bei dem sich die hadronische Kernmaterie auflöst und sich deren Bestandteile, Quarks und Gluonen, in einem kollektiven, stark wechselwirkenden System frei bewegen können. Die sehr starke Unterdrückung der J/ψ-Produktion in Schwerionenstößen wird dabei als wichtige indirekte Signatur des erwarteten Phasenüberganges zum QGP angesehen [Mat86]. Um sicherzustellen, dass die J/ψ-Unterdrückung tatsächlich durch das QGP verursacht wird, ist es daher wichtig, alle plausiblen Mechanismen, die zu einem ähnlichen Resultat in hadronischer Umgebung führen können, sehr gut zu verstehen. Bevor diese nicht quantitativ ausgeschlossen sind, wird kein eventuell erzeugtes QGP über diesen Nachweis als experimentell bestätigt gelten. Das hadronische Szenario kann in Proton-Kern-Produktion von Charmonia, wo kein QGP erwartet wird, studiert werden. Zahlreiche Mechanismen werden diskutiert, um die Absenkung der Charmonium-Produktionsraten in den hierfür existierenden Messdaten zu erklären [Vog99]. Alle hängen sie stark von der Kinematik, insbesondere den kinematischen Variablen Feynman-x (x_{F}) und Transversalimpuls (p_{T}), der erzeugten Vektormesonen ab und können u. a. über diese Abhängigkeit identifiziert und voneinander unterschieden werden. Allerdings konnte bisher kein adäquates Verständnis der Produktion und Unterdrückung von Charmonium-Zuständen erreicht werden. So ist es aufgrund der Vielzahl bislang unbestimmter Parameter nach wie vor möglich, auch im Kontext konventioneller, hadronischer Modelle Berechnungen durchzuführen, die mit den Resultaten aus hochenergetischen Schwerionenkollisionen konsistent sind [Cha02]. Weitere Messdaten, die einen ausgedehnten kinematischen Bereich abdecken, sind deshalb erforderlich, um zu einer umfassenden theoretischen Beschreibung der Charmonium-Produktion in Kernmaterie zu gelangen. HERA-B kann hier einen wichtigen Beitrag leisten, da der verwendete Detektor Messungen auch für negatives x_{F} der erzeugten Vek-

tormesonen ermöglicht – in diesem Bereich lassen sich die verschiedenen theoretischen Modelle besonders gut testen –, während bisherige Messdaten auf $x_F > -0{,}1$ beschränkt sind.

1.2 Inhalt

Zunächst wird im zweiten Kapitel dieser Dissertation ein breit angelegter Überblick, der in die Tiefe gehende mathematische Details ausspart, über die Theorie der Charmonium-Produktion in Proton-Nukleon-Wechselwirkungen und der möglichen nuklearen Effekte gegeben. Hierin eingeflochten ist eine kurze Behandlung der Auswirkungen des möglicherweise in ultrarelativistischen Schwerionenstößen erzeugten QGP. Im dritten Kapitel schließt sich eine umfassende Beschreibung des experimentellen Umfeldes bei HERA-B an. Sie reicht vom Teilchenbeschleuniger über den Detektor bis zur Handhabung der Messdaten.

Das vierte Kapitel befasst sich gewissermaßen mit einer notwendigen Vorarbeit für die eigentliche physikalische Datenanalyse. Da jeder noch so komplexe Teilchendetektor letztlich ein nur endlich präzises Messinstrument ist, setzt die Auswertung von im Experiment gewonnenen Daten die Kenntnis einiger fundamentaler Größen, die die Messgenauigkeit der verwendeten Apparatur charakterisieren, voraus. Nur so können die Ergebnisse später für die Abweichungen von einem idealen Detektor korrigiert werden. Eine dieser essenziellen Kenngrößen des Detektors ist die Wahrscheinlichkeit, mit der die Aufzeichnung von Teilchenbahnen gelingt – die so genannte Spur-Rekonstruktionseffizienz. Im vierten Kapitel wird nun eine Methode zur Berechnung dieser Effizienz entwickelt. Außerdem werden die so ermittelten Werte für das äußere Spurkammersystem des HERA-B-Detektors während der Datennahme in den Jahren 2000 und 2002 aufgeführt.

Eigentliches Thema der vorliegenden Dissertation sind die physikalischen Analysen, die in den darauf folgenden beiden Kapiteln beschrieben werden. Zunächst stellt das fünfte Kapitel eine vorläufige Messung der Unterdrückung der J/ψ-Produktion durch die Kernmaterie vor. Dazu werden bei HERA-B aufgezeichnete Messdaten aus Kollisionen von Protonen mit Wolfram- und Kohlenstoff-Kernen verwendet. Die Analyse wird in den Zerfallskanälen $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \to e^+e^-$ durchgeführt. Den Abschluß bildet das sechste Kapitel, das sich mit einer Messung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes bei HERA-B befasst.

1.3 Konventionen

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Abkürzungen werden bei ihrem ersten Auftreten in einer Fußnote ausgeschrieben oder in Klammern gesetzt eingeführt und im laufenden Text konsequent benutzt. In erster Linie trifft das auf die Bezeichnungen der Subdetektoren zu.

Kursiv gesetzten Begriffen wird an der entsprechenden Stelle explizit eine Bedeutung zugewiesen, bzw. diese ergibt sich aus dem Textzusammenhang. Sie gelten damit als definiert und werden konsistent weiterverwendet. Gleiches gilt für die u. a. in Formeln auftretenden Bezeichner mathematischer und physikalischer Größen.

Wie in der Teilchenphysik weitgehend üblich, wird das rationalisierte gaußsche Maßsystem mit $c = 1$ verwendet. Massen und Impulse werden dann in Energieeinheiten angegeben.

Die Darstellung und Analyse der in der Regel großen Zahl von Werten für die in den Messungen direkt oder indirekt zugänglichen Größen erfolgt zumeist über Histogramme. Insbesondere gilt das für die Massespektren. Die gewichtete Anzahl von Einträgen innerhalb einer Klasse eines Histogramms stellt dann eine Poisson-verteilte Zufallsgröße X mit dem Erwartungswert $\langle X \rangle = \sum_{i=1}^{N} w_i$ und der Standardabweichung $\sigma_X = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} w_i^2}$ dar. Dabei ist N die Anzahl von Einträgen mit den Gewichten $w_1, \ldots, w_N$.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Die Beobachtung und Analyse von Bindungszuständen, die Versuche, den ihnen zugrunde liegenden Kräften und deren jeweiligen Stärke auf die Spur zu kommen, haben in der Geschichte der modernen Physik über viele Größenordnungen der Längenskala hinweg den Zugang zu neuen Erkenntnissen geöffnet. Den Beginn markiert sicherlich die Entstehung der Gravitationstheorie aus dem Studium der Planetenbewegung (10^{12} m). Die Untersuchung von Bindungen setzt sich fort über die Entwicklung der nichtrelativistischen Quantenmechanik als Theorie atomarer Systeme (10^{-10} m) bis hinein in die Wechselwirkung zwischen den Bausteinen der Atomkerne (10^{-15} m). Seit dem Ende der sechziger Jahre ist bekannt, dass auch der einfachste Atomkern Substrukturen aufweist. Offenbar verhält sich das Proton unter sehr harten Elektronenstößen wie ein System aus kaum miteinander wechselwirkenden Konstituenten, den Quarks. Allerdings stellt sich heraus, dass ein direkter Nachweis freier Quarks bisher nicht möglich ist. Sie unterliegen dem ständigen Einschluss in Hadronen, welche sich experimentell nicht in ihre Bestandteile zerlegen lassen. Weder Masse noch Dynamik der Quarks sind somit unmittelbar zugänglich. Die Frage, ob sich diese Erkenntnisbarriere zumindest in der Theorie überwinden lässt und die Eigenschaften einzelner Quarks im Hadronverband isoliert werden können, führt letztlich auf die Betrachtung eines Bindungsproblems zurück. Den Rahmen hierzu liefert die Quantenchromodynamik. Allerdings ist ihre Auswertung aufgrund der unendlich vielen zu berücksichtigenden Freiheitsgrade äußerst kompliziert. Einfacher wird die Situation, wenn die Bindung sehr schwerer Quarks und ihrer Antiteilchen betrachtet wird. Solche Systeme, die im Falle eines $c\bar{c}$-Paares als Charmonium bezeichnet werden, lassen sich aufgrund des im Vergleich zur Masse der beteiligten Quarks geringen Relativimpulses zwischen den Quarks im Rahmen der nichtrelativistischen Quantenmechanik beschreiben. Darüber hinaus werden diese schweren Mesonen frühzeitig in der Evolution eines Streuprozesses gebildet – ihr Ausbleiben kommt deshalb als bevorzugtes QGP-Signal infrage. Sie liefern so einen wichtigen Schlüssel zum Verständnis der Welt der Elementarteilchen und sind Hauptgegenstand der im Rahmen der vorliegenden Dissertation vorgestellten Messungen.

Dieses Kapitel bietet einen Exkurs über die Theorie der Charmonia. Einzelheiten der Berechnungen können dabei nur angedeutet werden. Ausgangspunkt ist der erste Abschnitt mit einem Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik. Ein zweiter Abschnitt skizziert die Eigenschaften des Charmoniums. Im dritten Abschnitt werden die verschiedenen Aspekte der Charmonium-Produktion zusammengefasst. Zunächst erfolgt die Einführung von bei Reaktionsbeschreibungen verwendeten kinematischen Variablen. Im Anschluss wird auf die Erzeugung von $c\bar{c}$-Quarkpaaren in hochenergetischen Hadron-Hadron-Kollisionen und die Modelle für die Formierung gebundener $c\bar{c}$-Systeme eingegangen. Es folgt eine Darstellung von Mechanismen, die zur Charmonium-Produktionsunterdrückung durch das QGP bzw. durch die hadronische Kernmaterie, die die an dem eigentlichen Erzeugungsprozess beteiligten Nukleonen umgibt, führen.

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Nach dem heutigen Verständnis wird die Materie, ihr Aufbau und ihr Verhalten, sehr genau im so genannten Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. Hiermit gelingt es, alle bekannten Elementarteilchen und die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen ihnen in einer sehr eleganten physikalisch-mathematischen Theorie zu verpacken, die hochpräzise Tests überaus erfolgreich besteht. Als elementar werden dabei die nach bisheriger Erkenntnis punktförmigen Bausteine der Materie ohne nachweisbare Unterstruktur angesehen (Radius $< 10^{-19}$ m).

2.1.1 Elementarteilchen

Ein erster Typ von Elementarteilchen sind die so genannten Fermionen, also Teilchen mit halbzahligem Spin. Sie sind die eigentlichen Materiepartikel, von denen zwei Gruppen existieren: Leptonen und Quarks. In beiden Gruppen sind drei Generationen aus jeweils einem Teilchenpaar bekannt. Tabelle 2.1 fasst die insgesamt zwölf Fermionen – abgesehen von den ihnen jeweils zugeordneten Antiteilchen – zusammen. Die einander entsprechenden Teilchen der gleichen Gruppe, aber unterschiedlicher Generation besitzen auch die gleichen Eigenschaften. Lediglich die Teilchenmasse nimmt mit jeder höheren Generation zu. Die den Leptonen zugerechneten Neutrinos werden bislang zumeist als masselos angesehen. Allerdings gibt es inzwischen experimentelle Hinweise auf eine, wenn auch im Vergleich zu anderen Teilchen winzige Neutrinomasse.

Gruppe	Generation			Ladung
	1	2	3	
Leptonen (l)	e^- (Elektron)	μ^- (Myon)	τ^- (Tauon)	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
Quarks (q)	u (up)	c (charm)	t (top)	$+2/3$
	d (down)	s (strange)	b (bottom)	$-1/3$

Tabelle 2.1: *Materiekonstituenten im Standardmodell.*

Alle stabile Materie, die im Universum anzutreffen ist, wird aus Teilchen der ersten Generation aufgebaut. Um dabei das Ausschließungsprinzip von Pauli nicht zu verletzten, muss ein weiterer Freiheitsgrad eingeführt werden. Jedes Quark kann demnach in einer der drei Farben Rot, Blau oder Grün vorkommen – Antiquarks in den entsprechenden Antifarben. Nach diesem Modell setzen sich alle bekannten Baryonen aus drei Quarks unterschiedlicher Farbe und sämtliche Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark der entsprechenden Antifarbe zusammen. Somit stellen die beobachteten Hadronen Farbsingulettzustände, deren Quarkfarben sich in Analogie zur Optik der additiven Farbmischung zu neutralem Weiß ergänzen, dar.

Der zweite Typ von Elementarteilchen sind die so genannten Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin. Sie fungieren als Austauschteilchen und vermitteln auf diese Weise die Kräfte zwischen den Materiepartikeln. Tabelle 2.2 ordnet den in das Standardmodell integrierten Wechselwirkungen die entsprechenden Austauschteilchen zu. Während es sich beim Photon und Gluon – von letzterem existieren insgesamt acht verschiedene – um masselose Bosonen handelt, sind $W^\pm$- und Z^0-Boson massive Teilchen. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die Bestrebung, auch die Gravitation – die vierte fundamentale Kraft – in einem analogen Formalismus zu beschreiben, zur Postulierung des Gravitons als entsprechendes Austauschteilchen führt. Allerdings fehlt für seine Existenz bisher jeglicher experimentelle Beweis.

Boson	Wechselwirkung
γ (Photon)	elektromagnetisch
W^+, W^-, Z^0	schwach
g (Gluon)	stark

Tabelle 2.2: *Austauschteilchen im Standardmodell.*

Ein weiteres bislang hypothetisches Boson ist das Higgs, das Quant des Higgs-Feldes. Im mathematischen Korsett des Standardmodells muss zunächst von völlig masselosen Teilchen ausgegangen werden. Um die tatsächlich aber beobachtete Masse in das Konzept einzufügen, wird im vorgeschlagenen Higgs-Mechanismus die Masse eines Teilchens als Manifestation der Energie seiner Wechselwirkung mit dem allgegenwärtigen Higgs-Hintergrundfeld interpretiert. Ein gesicherter Nachweis des Higgs im Experiment steht allerdings noch aus.

2.1.2 Wechselwirkungen

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird extrem genau durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Ihr sind von den Elementarteilchen sowohl die elektrisch geladenen Leptonen als auch die Quarks unterworfen. Als älteste Quantenfeldtheorie gilt die QED als eine der experimentell gesichertsten Theorien. Sie basiert auf einem Symmetrieprinzip, das lokale Eichinvarianz genannt wird. Die Menge der zulässigen Eichtransformationen kann dabei durch die Symmetriegruppe U(1) beschrieben werden. Die Existenz der Photonen ergibt sich dann formal aus der Forderung nach der lokalen Eichinvarianz. Letztlich kommt die Wechselwirkung zwischen zwei geladenen Teilchen aufgrund der permanenten Absorption und Emission dieser Photonen zustande. Die daraus resultierende Kraft kann durch Aufsummieren der störungstheoretisch berechneten Beiträge der auf einer immer größeren Zahl an beteiligten Photonen basierenden Austauschprozesse erfolgen. Da jedes in solch einen Prozess involvierte Photon einen Faktor von $\alpha \ll 1$ hinzufügt, werden Terme, die ihre Ursache im Austausch zahlreicher Photonen haben, also höherer Ordnung in α sind, immer stärker unterdrückt. Im Übrigen ist es gerade diese Kleinheit der fundamentalen Kopplungskonstante α, welche die QED der störungstheoretischen Auswertung zugänglich macht. Zu berücksichtigen ist allerdings noch der Effekt der Vakuumpolarisation. Aus Energiefluktuationen im Raum entstehen kurzzeitig virtuelle Fermion-Antifermion-Paare, die die elektrische Ladung effektiv abschirmen. Die Kopplungskonstante wird infolgedessen für größere Abstände bzw. entsprechend geringer werdende Impulsüberträge kleiner. Dieses Phänomen wird als laufende Konstante bezeichnet.

Im Gegensatz zu den anderen fundamentalen Wechselwirkungen wird die schwache Wechselwirkung durch sehr schwere Austauschteilchen vermittelt. Ihre Reichweite ist mit etwa 10^{-18} m aus diesem Grund extrem kurz. In Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung wird die schwache Ladung eingeführt, an die die $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen koppeln. Dabei sind Leptonen und Quarks Träger derselben schwachen Ladung, unterliegen also in gleicher Weise dieser Wechselwirkung. Das Hauptproblem der Untersuchung von Prozessen der schwachen Wechselwirkung ist die Überdeckung der entsprechenden Effekte durch die wesentlich stärkeren der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung und das Fehlen gebundener Zustände. So verbleiben vornehmlich die Teilchenzerfälle, an denen die Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung erforscht werden können. Schwache Prozesse lassen dabei eine Änderungen der Teilchenart (engl.: flavour) bei Quarks und Leptonen zu, d. h. ein Myon kann sich beispielsweise unter Aussendung eines W^--Bosons in ein Myon-Neutrino umwandeln oder ein d- in ein u-Quark. Für Quarks

ist dieses sogar generationsübergreifend möglich. Entsprechende Übergangswahrscheinlichkeiten werden in der CKM[1]-Matrix beschrieben. Über Generationsgrenzen hinweg den Flavour ändernde schwache leptonische Prozesse sind die in letzter Zeit ins Interesse der Teilchenphysiker gerückten Neutrino-Oszillationen, für die es zwar experimentelle Hinweise, aber noch keinen Beweis gibt. Eine weitere Besonderheit, die Prozesse der schwachen Wechselwirkung auszeichnet, ist, dass sie nicht invariant gegenüber einer Raumspiegelung sind.

Im GWS[2]-Modell können elektromagnetische und schwache Wechselwirkung als unterschiedliche Ausprägungen ein und derselben Wechselwirkung auf Basis der Symmetriegruppe $\mathrm{SU}(2) \otimes \mathrm{U}(1)$ aufgefasst werden. Die Grundidee dieser so genannten elektroschwachen Vereinigung ist die Darstellung von Photon und Z^0-Boson als Mischzustände aus dem Urphoton γ^0 und dem neutralen W^0-Boson, zwei Zuständen, die sich aus der willkürlichen Einführung des schwachen Isospins als neue Quantenzahl ergeben. Die Folge ist, dass die elektrische Ladung – bis auf eine Drehung um den Weinberg-Winkel, den elektroschwachen Mischungswinkel – so groß ist wie die schwache Ladung. Als weitere Konsequenz folgt der bereits erwähnte Higgs-Mechanismus aus der Eichinvarianz im Konzept der elektroschwachen Wechselwirkung.

Das Postulat der Eichsymmetrie ermöglicht auch die Herleitung der Form einer fundamentalen Theorie der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks, die als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet wird. An die Stelle der elektrischen Ladung im elektromagnetischen Feld in der QED treten bei der QCD die ursprünglich ad hoc eingeführten Farbfreiheitsgrade der Quarks und die Eichgruppe SU(3). Die insgesamt acht gleichberechtigten Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, tragen im Gegensatz zu den Quanten des elektromagnetischen Feldes, den Photonen, die keine elektrische Ladung besitzen, Farb-Antifarb-Kombinationen als Farbladung. Dies führt zu komplizierten Wechselwirkungen zwischen den Gluonen und ist letztlich die Ursache dafür, dass die QCD mathematisch so schwer in den Griff zu bekommen ist. Analog zur QED werden um eine starke Ladung herum virtuelle $q\bar{q}$-Paare gebildet, welche die Farbladung abschirmen. Daraus folgt wie in der QED eine Abnahme der Kopplungskonstante mit kleiner werdendem Impulsübertrag. Allerdings wird dieser Effekt über die konkurrierende Gluonpolarisation durch miteinander wechselwirkende virtuelle gg-Paare überkompensiert. Dies führt insgesamt zu einer Verstärkung der effektiven Farbladung nach außen hin. Bei kleineren Abständen bzw. größer werdenden Impulsenüberträgen nimmt die starke Kopplungskonstante α_S demnach ab und nähert sich asymptotisch der Null. Dadurch wird auch der Umstand erklärbar, dass sich Quarks im Inneren von Hadronen bei typischen Abständen $< 10^{-15}\,\mathrm{m}$ wie quasi freie Teilchen verhalten. Man spricht hierbei von asymptotischer Freiheit der Quarks. Dies ist allerdings der einzige Bereich, in dem physikalische Prozesse durch Ein-Gluon-Austausch dominiert werden. Nur hier greift auch in der QCD das Feynman-Kalkül, die in der QED so erfolgreiche Beschreibung der Wechselwirkung mit Hilfe einer endlichen Zahl von Feynman-Diagrammen, was über störungstheoretische Ansätze einen analytischen Zugang erlaubt. Im höheren Distanz- bzw. niederen Energiebereich ist $\alpha_\mathrm{S} > 1$. Die Kopplung wird also sehr stark und das Feynman-Kalkül versagt, da immer mehr Vertices in Feynman-Diagrammen zu immer größeren Beiträgen führen. Aufgrund dieser starken Kopplung können einzelne Quarks auch nicht aus Hadronen entfernt werden. Man nennt diese Erscheinung Quarkeinschluss (engl.: confinement). Bereits bei Abständen von wenigen fm ist die zur Trennung benötige Energie so groß, dass sich neue $q\bar{q}$-Paare bilden und sich mit den ursprünglichen Quarks zu neuen Hadronen zusammenschließen.

Die Gravitation ist auf der Skala der im Standardmodell betrachteten Abstände gegenüber den anderen drei Kräften von verschwindender Stärke und damit für die Dynamik von Elementarteilchen nicht relevant.

[1] Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
[2] Glashow-Weinberg-Salam

2.2 Eigenschaften von Charmonia

Das Charmonium ist ein System von Bindungszuständen aus einem Charm- und einem Anticharm-Quark. In Analogie zum Positronium sind neben dem Grundzustand zahlreiche angeregte Zustände bekannt, von denen die experimentell bestätigten in Abbildung 2.1 vorgestellt werden. Sie sind durch die Quantenzahlen $n^{2S+1}L_J$ charakterisiert. Dabei ist n die radiale Quantenzahl, S der Spin, L der Bahndrehimpuls ($\mathrm{S} \equiv L = 0, \mathrm{P} \equiv L = 1$) und J der gesamte Drehimpuls. Als erstes dieser Teilchen wurde 1974 in zwei unabhängigen Experimenten das J/ψ entdeckt. Am BNL[3] zeigte sich in p-Be-Kollisionen ein deutliches Maximum des e^+e^--Produktionswirkungsquerschnittes bei einer invarianten e^+e^--Masse von 3,1 GeV, was auf eine entsprechende Resonanz hindeutete, die mit dem Buchstaben J bezeichnet wurde [Aub74]. Zeitgleich gelang es am SLAC[4] die dort mit ψ benannte Resonanz in der e^+e^--Paarvernichtung nachzuweisen [Aug74]. Die extreme Schärfe der beobachteten Resonanz führte zu Interpretation als gebundenen Zustand eines $c\bar{c}$-Quarkpaares [Rúj75]. Damit war die bereits 1964 aus Gründen der Lepton-Hadron-Symmetrie postulierte [Bjo64] und 1970 in das Standardmodell eingeführte [Gla70] Existenz des vierten Quarks bewiesen. Im Gegensatz zu den Charmonia ist für D-Mesonen, die ein einzelnes c- oder $\bar{c}$-Quark enthalten, die Bezeichnung als Mesonen mit offenem Charm geläufig.

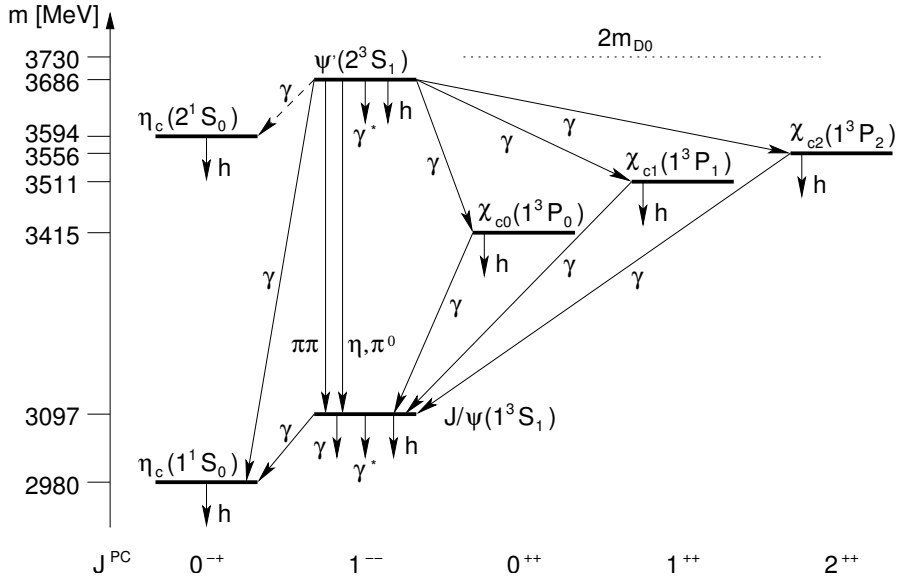


Abbildung 2.1: *Spektrum der Charmonium-Zustände. Die experimentell bestätigten Zustände unterhalb der Masseschwelle für offene Charm-Produktion sind geordnet nach ihrer Masse und den aus der Interpretation durch das Charmonium-Modell folgenden Quantenzahlen dargestellt. Pfeile deuten die radiativen Übergänge zwischen ihnen und die dominanten Zerfallskanäle an. Die Notation h steht dabei für hadronische Zerfallsprodukte. Wohingegen mit γ^* Zerfälle über virtuelle Photonen bezeichnet sind, die auch die Erzeugung von e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Paaren einschließen [PDG02].*

Da der Relativimpuls zwischen den Quarks deutlich geringer ist als die c-Quarkmasse, lässt sich die Bindung des $c\bar{c}$-Systems näherungsweise nichtrelativistisch behandelt. Im so genannten Charmonium-Modell kann eine gute Beschreibung des in Abbildung 2.1 dargestellten Spektrums der verschiedenen Zustände und die Reproduktion der γ-Zerfallsraten erreicht werden [Eic75].

[3] Brookhaven National Laboratory
[4] Stanford Linear Accelerator

Zugrunde gelegt wird hierbei ein mit einem Zusatzterm, der den Quarkeinschluss bei großen Distanzen sicherstellt, versehenes, letztlich aus nichtrelativistischer QCD ermitteltes, Coulomb-ähnliches Bindungspotenzial, welches die durch den Ein-Gluon-Austausch dominierte Wechselwirkung bei geringen Abständen wiedergibt. Weitere additive Potenziale tragen analog dem Positronium der Spinkopplungsstruktur Rechnung.

Alle theoretisch existenten Zustände mit Massen oberhalb der zweifachen Masse des leichtesten D-Mesons zerfallen stark in ein $D\bar{D}$-Mesonenpaar. Sie werden deshalb nicht als tatsächlich gebundene Zustände angesehen. Die Zerfälle aller weiteren Zustände unterhalb der Schwelle für offene Charm-Produktion sind u. a. Gegenstand der folgenden Erhaltungssätze:

- **Farbsymmetrie**
  Da gebundene Systeme nach außen hin farbneutral – Farbsinguletts – sind, können sie nicht in einem nichtverschwindende Farbladung tragenden Zustand – Farboktett –, wie ein einzelnes Gluon, aufgehen.

- **Ladungskonjugation**
  Die Ladungskonjugation $C = (-1)^{L+S}$ muss erhalten bleiben. Zerfälle von J/ψ- und ψ'-Mesonen über zwei Gluonen oder zwei Photonen sind somit verboten.

- **Yang-Theorem**
  Ein massives Teilchen mit einem Spin von 1 zerfällt nicht in zwei identische masselose Teilchen mit einem Spin von 1. Der Zerfall von χ_{c1}-Mesonen über zwei Gluonen oder zwei Photonen ist auf diese Weise ausgeschlossen.

- **OZI[5]-Regel**
  Zerfälle, die durch ein oder mehrere harte Gluonen vermittelt werden, sind in ihrer Rate gegenüber solchen, bei denen die ursprünglichen Quarks erhalten bleiben, unterdrückt.

Die Charmonium-Zustände J/ψ und ψ' weisen dieselben Quantenzahlen auf wie das Photon. Sie können folglich über ein virtuelles Photon in ein Paar entgegengesetzt geladener Leptonen zerfallen. Da der starke Zerfall aufgrund der OZI-Regel unterdrückt ist, erreicht das leptonische Verzweigungsverhältnis nennenswerte Größenordnungen von 12 % für das J/ψ- und 1,4 % für das ψ'-Meson [PDG02]. Beide Mesonen können auf diese Weise verhältnismäßig einfach im Experiment detektiert werden.

Für die angeregten Charmonium-Zustände sind radiative Übergänge in Charmonium-Zustände geringerer Masse möglich. Da es in p-N-Wechselwirkungen[6] experimentell schwierig ist, direkt produzierte J/ψ-Mesonen von solchen zu unterscheiden, die aus dem Zerfall eines im angeregten Zustand erzeugten Charmoniums stammen, schließt die allgemeine Definition des totalen J/ψ-Produktionswirkungsquerschnittes $\sigma_{J/\psi} = \sigma(pN \to J/\psi\, X)$ diese Prozesse mit ein:

$$\sigma_{J/\psi} = \sigma_{J/\psi}^{\text{direkt}} + \sigma_{\psi'} \cdot \text{Br}(\psi' \to J/\psi\, X) + \sum_{i=0}^{2} \sigma_{\chi ci} \cdot \text{Br}(\chi_{ci} \to J/\psi\, \gamma) \tag{2.1}$$

Mit $\sigma_{\psi'}$, $\sigma_{\chi ci}$ bzw. $\sigma_{J/\psi}^{\text{direkt}}$ ist hierbei der Produktionswirkungsquerschnitt in p-N-Wechselwirkung für ψ'-, χ_{ci}- bzw. direkt erzeugte J/ψ-Mesonen und mit $\text{Br}(\psi' \to J/\psi\, X)$ bzw. $\text{Br}(\chi_{ci} \to J/\psi\, \gamma)$ das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des entsprechenden angeregten Charmoniums über den Zwischenzustand eines J/ψ-Mesons bezeichnet. Messungen zeigen, dass etwa 55 % aller J/ψ-Mesonen direkt erzeugt werden. Die indirekte Produktion über χ_{c1}- und χ_{c2}-Zerfälle beläuft sich auf 35 % und die über ψ'-Zerfälle auf 10 % [Sch94].

[5] Okubo-Zweig-Izuka
[6] Proton-Nukleon-Wechselwirkung

2.3 Charmonium-Produktion

2.3.1 Kinematische Variablen

Die Reaktionsprodukte von Streuprozessen sind in der Regel nicht gleichverteilt über den gesamten zugänglichen Phasenraum. Die Vorhersagen theoretischer Modellberechnungen sollten die im Experiment beobachteten Verteilungen kinematischer Observablen wiedergeben. Um zwischen verschiedenen diskutierten Produktionsmechanismen unterscheiden zu können, werden differenzielle Wirkungsquerschnitte und damit verbundene Größen üblicherweise in Abhängigkeit von Variablen dargestellt, die getrennt den logitudinalen und transversalen Impulsanteil der erzeugten Teilchen enthalten. Es ist nützlich, hierfür Variablen zu verwenden, die die Reaktionskinematik im Schwerpunktsystem der primären Kollision beschreiben, um einfache Vergleiche zwischen verschiedenen Experimenten zu gestatten. Die Wahl fällt zumeist auf den Transversalimpuls p_{T}:

$$p_{\mathrm{T}} = \sqrt{p_{\mathrm{x}}^2 + p_{\mathrm{y}}^2} \tag{2.2}$$

mit p_{x} bzw. p_{y} als die im Laborsystem gemessene Impulskomponente in Richtung der x- bzw. y-Koordinatenachse – z-Achse in Strahlrichtung – und auf die Feynman-Variable x_{F}:

$$x_{\mathrm{F}} = \frac{p_{\mathrm{z}}^{\mathrm{SPS}}}{p_{\mathrm{max}}^{\mathrm{SPS}}} \approx \frac{2p_{\mathrm{z}}^{\mathrm{SPS}}}{\sqrt{s}} \tag{2.3}$$

mit $p_{\mathrm{z}}^{\mathrm{SPS}}$ als die longitudinale Impulskomponente im Schwerpunktsystem und $p_{\mathrm{max}}^{\mathrm{SPS}}$ als ihr durch die Hälfte der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ abgeschätzter Maximalwert in diesem System. Für Experimente wie HERA-B, bei denen beschleunigte Protonen mit den Nukleonen eines ruhenden Targets kollidiert, schreibt sich Gleichung 2.3 wie:

$$x_{\mathrm{F}} \approx \frac{1}{m_p}\left(p_{\mathrm{z}} - E\sqrt{\frac{E_p - m_p}{E_p + m_p}}\right) \tag{2.4}$$

in Abhängigkeit von im Laborsystem gemessenen Observablen. Dabei bezeichnen m_p bzw. E_p die Masse bzw. die Energie der Strahlprotonen und p_{z} bzw. E die Impulskomponente in Richtung der z-Koordinatenachse bzw. die Energie des untersuchten Teilchens.

2.3.2 Hadroproduktion von Charm-Quarks

Hochenergetische Hadron-Hadron-Kollisionen werden im QCD-verbesserten Partonmodell als Resultat der Wechselwirkung zwischen den einzelnen die zusammengesetzten Teilchen aufbauenden Partonen – Gluonen und Quarks – aufgefasst. Der Wirkungsquerschnitt für einen durch die beiden Hadronen iniziierten Prozess kann daher als die inkohärente Summe der Wirkungsquerschnitte der an der Streuung beteiligten Hadronkonstituenten gedeutet werden. Diese lassen sich im Prinzip aus der Faltung der Parton-Dichtefunktionen – der Wahrscheinlichkeitsdichte ein Parton einer bestimmten Sorte, dass einen bestimmten Impulsanteil trägt, innerhalb der kollidierenden Hadronen zu finden – mit den entsprechenden Parton-Parton-Wirkungsquerschnitten berechnen. Abbildung 2.2 illustriert dieses Modell. Bezeichnen x_1 und x_2 die Impulsanteile der stoßenden Partonen in den entsprechenden Hadronen, ist ihre Differenz über:

$$x_{\mathrm{F}} \approx x_1 - x_2 \tag{2.5}$$

mit Feynman-x unter Vernachlässigung des Transversalimpulses verknüpft. Trifft ein hochbeschleunigtes Hadron auf ein unbewegtes, wird mit x_1 konventionell der Impulsanteil des einfallenden Partons angegeben.

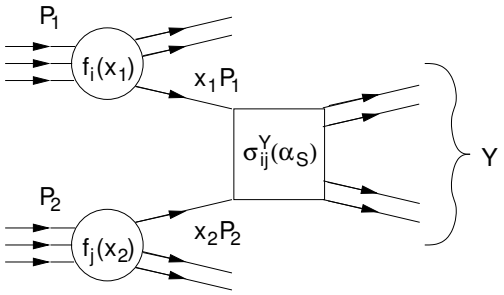


Abbildung 2.2: *Hadron-Hadron-Streuung im Partonmodell. Die Hadronen 1 und 2 mit den Impulsen P_1 und P_2 wechselwirken über ihre Partonen i und j mit den Impulsanteilen x_1 und x_2. Die Verteilungen entsprechender Partonen werden durch die Parton-Dichtefunktionen $f_i(x_1)$ und $f_j(x_2)$ wiedergegeben, während der harte Streuprozess in den Endzustand Y durch den partonischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ij}^{Y}(\alpha_S)$ beschrieben wird.*

Die einzigen Prozesse, die in führender Ordnung zur Produktion schwerer Quarks beitragen, sind die Quarkvernichtung und die Gluonfusion. Beide Erzeugungsmechanismen besitzen eine unterschiedliche Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie der Kollision, wobei die Produktion durch Gluonfusion bei hohen Energien dominiert. Charmonia mit großen x_F-Werten werden allerdings hauptsächlich bei Quarkvernichtung erzeugt. Die entsprechenden Feynman-Diagramme sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Dabei wird deutlich, dass das in Quarkvernichtung erzeugte, als Gesamtsystem betrachtete Quarkpaar immer eine nichtverschwindende Farbladung trägt, während in Gluonfusion neben Farboktetts auch die Produktion von Farbsinguletts möglich ist.

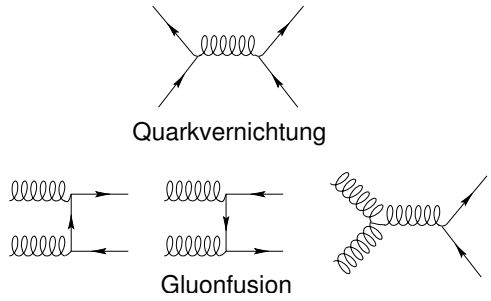


Abbildung 2.3: *Feynman-Diagramme führender Ordnung für die Produktion schwerer Quarkpaare in Hadron-Hadron-Kollisionen. Dargestellt sind die Diagramme für die beiden möglichen Prozesse Quarkvernichtung und Gluonfusion.*

Im Allgemeinen kann ein durch die QCD dominierter harter Streuprozess bei der Berechnung in drei verschiedene Teile faktorisiert werden: den Anfangszustand vor der Kollision, die harte Streuung selbst und die anschließende Hadronisierung. Zumindest die Faktorisierung in den Anfangszustand und den eigentlichen Streuprozess ist in der Theorie gut etabliert.

Allerdings ist nur der mittlere Teil, der durch den partonischen Wirkungsquerschnitt beschrieben wird, aufgrund der asymptotischen Freiheit über störungstheoretische Ansätze in so bezeichneter pQCD[7] analytisch zugänglich. Bei der Berechnung dieser partonischen Wirkungsquerschnitte über Reihenentwicklungen in Terme mit steigenden Potenzen der starken Kopplungskonstante α_S treten zwei Arten von Singularitäten auf, die zur Divergenz der entsprechenden Integrale führen. Die ultravioletten Divergenzen bei Partonimpulsen $p \to \infty$ können durch die so genannte Renormalisierung beseitigt werden. Dabei wird α_S in Abhängigkeit eines willkürlich eingeführten, als Renormalisierungsskala bezeichneten und in der Größenordnung der produzierten Quarkmasse m_q fixierten Parameters μ_R definiert. Die divergenten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt werden auf diesem Weg in der Kopplungskonstante absorbiert. Eine experimentell zu bestimmende und in einer häufig verwendeten Parametrisierung als $\Lambda_{QCD} \approx 200\,\text{MeV}$ eingeführte Integrationskonstante gibt die Energieskala ab, unterhalb welcher α_S so groß wird,

[7] pertubative Quantum Chromo Dynamics

dass die Störungsreihe nicht mehr konvergiert. Bei präzisen Berechnung des Produktionswirkungsquerschnittes für c-Quarks, deren Masse mit etwa $m_c \approx 1{,}5\,\mathrm{GeV}$ nicht so viel größer als Λ_{QCD} ist, sind deshalb auf jeden Fall zumindest einige Korrekturen höherer Ordnung zu berücksichtigen. Die infraroten Divergenzen bei Partonimpulsen $p \to 0$ können dagegen durch Faktorisierung in einen universalen, nicht störungstheoretisch berechenbaren Anteil und den harten Streuprozess behandelt werden. Über die Einführung der so genannten Faktorisierungsskala μ_{F}, die gewöhnlich $\mu_{\mathrm{F}} = \mu_{\mathrm{R}}$ gesetzt wird, gelingt die Abspaltung von Beiträgen zum Wirkungsquerschnitt, die auf Wechselwirkungsprozesse lange vor der harten Streuung zurückzuführen sind, und deren Absorption in den neudefinierten Parton-Dichtefunktionen. Sie kann als Skala, welche die langreichweitige von der kurzreichweitigen Physik separiert, verstanden werden. Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind somit von den exakten Werten der zwei Parametern μ_{R} und μ_{F} abhängig. Je höher die Ordnung in α_{S} der noch ausgewerteten Störungsterme ist, umso geringer ist diese Abhängigkeit ausgeprägt. Um die mit der zufälligen Wahl der Skalen verknüpfte Unsicherheit zu bestimmen, werden die Werte für μ_{R} und μ_{F} gewöhnlich variiert. Zudem werden die Berechnungen mit unterschiedlichen Annahmen über die tatsächliche Quarkmasse durchgeführt.

Die den Anfangszustand vor der Kollision beschreibenden Parton-Dichtefunktionen lassen sich nicht störungstheoretisch behandeln, da sie durch langreichweitige Prozesse bestimmt sind. Allerdings lässt sich ihre Abhängigkeit von der Faktorisierungsskala aus der pQCD ermitteln. Außerdem sind sie universal in dem Sinne, dass sie allein vom ursprünglichen Hadron und der Sorte des Partons abhängen. Das erlaubt die Extraktion von Parton-Dichtefunktionen aus den Resultaten verschiedener Messungen, z. B. tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuexperimente.

Detaillierte Beschreibungen der Produktion schwerer Quarks in Hadronkollisionen finden sich in [Man93, Ell96, Fri98]. Die Vorstellung verschiedener die Hadronisierung – hier konkret die Bildung von Charmonia – beschreibender Modelle folgt im nächsten Unterabschnitt.

2.3.3 Hadronisierung zu Charmonium-Zuständen

Die meisten in p-N-Wechselwirkung erzeugten $c\bar{c}$-Paare hadronisieren als $D\bar{D}$-Mesonpaar. Nur ein geringer Anteil in der Größenordnung weniger Prozent geht in einen gebundenen Charmonium-Zustand über. Ein umfassendes Verständnis dieses Prozesses konnte bisher nicht erlangt werden. Die Schlüsselfrage ist, ob das als Gesamtsystem betrachtete $c\bar{c}$-Quarkpaar in einem durch die gleichen Quantenzahlen charakterisierten Zustand, insbesondere ebenfalls in einem Farbsingulettzustand zu erzeugen ist, der auch für das potenziell resultierende Charmonium maßgeblich ist, oder nicht. Im Folgenden werden drei Modelle skizziert, die vorgeschlagen wurden, um die Charmonium-Hadronisierung zu erklären.

2.3.3.1 Farbsingulettmodell

Im Rahmen des Farbsigulettmodells (CSM[8]) wird davon ausgegangen, dass von allen in der primären Wechselwirkung erzeugten $c\bar{c}$-Quarkpaaren nur diejenigen in ein Charmonium übergehen können, die innerhalb einer Zeitskala von $1/m_c$ in einem Farbsingulettzustand mit den gleichen Quantenzahlen wie das betreffende Charmonium vorliegen. Im Falle des J/ψ-Mesons ist dafür die Aussendung eines harten Gluons erforderlich. Das bedeutet, dass nur eine Teilmenge aller für die $c\bar{c}$-Produktion relevanten Feynman-Diagramme auch zur Charmonium-Produktion beitragen. Die Wahrscheinlichkeit, ein $c\bar{c}$-Quarkpaar mit den korrekten Quantenzahlen zu erhalten, kann über das Quadrat der Charmonium-Wellenfunktion am Ursprung entweder aus Potenzialmodellen berechnet oder aus Messungen leptonischer Zerfallsraten extrahiert werden.

[8] Color Singlet Model

Das CSM macht zum Teil sehr gut mit experimentellen Resultaten übereinstimmende Vorhersagen über die Verhältnisse von Produktionswirkungsquerschnitten verschiedener Charmonium-Zustände. Dagegen zeigen sich im Experiment auffällige Abweichungen von den prognostizierten differenziellen Wirkungsquerschnitten. Zunächst kann deren absolute Normierung nur über unerwartet hohe K-Faktoren von $\mathcal{O}(10)$ erreicht werden. Diese Faktoren sollen ursprünglich lediglich die vernachlässigten Korrekturen höherer Ordnung kompensieren, wobei Werte von $K \approx 2$ als mit der Erwartung konsistent angesehen werden. Des Weiteren versagt das CSM bei der Beschreibung der beobachteten Produktionsraten von J/ψ- und ψ'-Mesonen mit hohem p_{T}.

Eine detaillierte Beschreibung des CSM und ausführliche Vergleiche der Vorhersagen mit experimentellen Ergebnissen bietet [Sch94].

2.3.3.2 Farbverdampfungsmodell

Im Farbverdampfungsmodell (CEM[9]) wird der Quantenzustand des entstehenden Charmoniums als unabhängig von dem des $c\bar{c}$-Quarkpaares bei dessen Erzeugung angesehen. Sämtliche Information über ursprüngliche Farbladung, Spin u. s. w. gehen durch die Aussendung weicher Gluonen verloren, bevor es zur Ausformung des gebundenen Zustandes kommt. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess des Überganges eines beliebigen $c\bar{c}$-Paares mit einer Masse unterhalb der Schwelle für offene Charm-Produktion in einen konkreten Charmonium-Zustand, wird allerdings willkürlich eingeführt und kann nicht aus dem Modell heraus berechnet werden. Eine Bestimmung absoluter Produktionswirkungsquerschnitte ist auf dieser Basis nicht möglich. Das CEM ist somit rein phänomenologisch.

Nichtsdestotrotz können Vorhersagen über die x_{F}-, p_{T}- und $\sqrt{s}$-Abhängigkeit von Wirkungsquerschnitten gewonnen werden. Dass die Verhältnisse aus den Produktionswirkungsquerschnitten verschiedener Charmonia unabhängig von der Schwerpunktsenergie der primären Kollision und die differenziellen Wirkungsquerschnitte für alle Charmonium-Zustände bis auf eine Normierungskonstante identisch sind, ist in Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen.

Eine Einführung in das hier vorgestellte CEM ist in [Sch94] zu finden.

2.3.3.3 Farboktettmodell

Es wird allgemein angenommen, dass die Forderung des CSM, innerhalb der Zeitskala $1/m_c$ ein farbneutrales $c\bar{c}$-Paar zu erzeugen, für die Charmonium-Produktion zu restriktiv ist. Das Farboktettmodell (COM[10]) kann dann insofern als Erweiterung des CSM verstanden werden, als dass nun auch Beiträge von $c\bar{c}$-Paaren, die erst innerhalb der Zeitskala $1/m_c v$ – mit v als die Relativgeschwindigkeit zwischen den Quarks – in ein Farbsingulett übergehen, erfasst werden. Es ähnelt somit dem CEM, steht aber auf einer wesentlich festeren theoretischen Basis. Die Übergangswahrscheinlichkeiten entsprechen im Fall eines als Farbsingulett erzeugten $c\bar{c}$-Paares denen im CSM oder können für die anderen, nicht störungstheoretisch berechenbaren Beiträge im Rahmen der nichtrelativistischen QCD (NRQCD) mit Hilfe experimenteller Ergebnisse und Gitterrechnungen ermittelt werden.

Durch das COM können die großen Diskrepanzen zwischen CSM-Prognose und experimentellem Befund für die J/ψ- und ψ'-Produktion mit hohem p_{T} beseitigt werden. Allerdings sind Abweichungen der Vorhersagen des COM betreffs der J/ψ-Polarisation von aktuellen Messungen zu vermerken. Aufgrund des Fehlens verlässlicher Gitterrechnungen ist das COM bislang ein

[9] Color Evaporation Model
[10] Color Octet Model

Modell mit unzähligen Unsicherheiten, da die auf verschiedene Weise aus Messdaten extrahierte Matrixelemente mitunter um eine ganze Größenordnung voneinander abweichen.

Eine ausführliche Darstellung dieses Ansatzes findet sich in [Bod95, Bra96].

2.3.4 Charmonium-Unterdrückung

2.3.4.1 Nukleare Effekte

Bei der theoretischen Beschreibung der Charmonium-Produktion in hochenergetischen Hadron-Hadron-Kollisionen mit Hilfe von Parton-Parton-Wirkungsquerschnitten, universalen Parton-Dichtefunktionen und Hadronisierungsmodellen wurde bisher davon ausgegangen, dass die in die Wechselwirkung involvierten Partonen in einzelnen Hadronen gebunden sind. Ist dagegen zumindest eines dieser Hadronen als Nukleon Teil eines Atomkerns, sind konsequenterweise Modifikationen der Produktionscharakteristik in Betracht zu ziehen. Die dieser Tatsache zugrunde liegenden Mechanismen werden unter dem Begriff nukleare Effekte zusammengefasst. Gewöhnlich wird die Abhängigkeit harter Streuprozesse, einschließlich der Charmonium-Produktion, von der Nukleonenzahl A der betrachteten Atome durch ein Potenzgesetz parametrisiert [Vog99]:

$$\sigma_{hA}^{X} = \sigma_{hN}^{X} A^{\alpha_X} \tag{2.6}$$

Dabei ist $\sigma_{hA}^{X} = \sigma(hA \to X)$ bzw. $\sigma_{hN}^{X} = \sigma(hN \to X)$ der integrierte Produktionswirkungsquerschnitt des Zustandes X bei Streuung von Hadronen an Atomkernen bzw. einzelnen Nukleonen.

Betrachtungen im Rahmen des Glauber-Modells, welches Proton-Kern-Wechselwirkungen als Serie von inkohärenten Subkollisionen des einfallenden Protons mit einzelnen Nukleonen unter Ausblendung möglicher nuklearer Effekte beschreibt, führen für seltene, harte Prozesse, wie die Erzeugung schwerer Quarkpaare, zu der Erwartung einer linearen Abhängigkeit von A, also $\alpha_X \equiv 1$ [Bru02]. Ein Wert von $\alpha_X < 1$ indiziert dagegen eine Verringerung der Produktionsrate durch die nukleare Umgebung, in der der eigentliche harte Erzeugungsprozess stattfindet. Es wird dann von nuklearer Unterdrückung und im Falle der Charmonium-Produktion von Charmonium-Unterdrückung oder speziell von J/ψ-Unterdrückung gesprochen. Obwohl keine theoretische Begründung für die Verwendung des Exponenten α_X zur Berücksichtigung sämtlicher nuklearer Effekte bekannt ist, bietet diese Parametrisierung eine angemessene Beschreibung bisheriger Messdaten. Dabei zeigt sich, dass nicht nur integrierte Wirkungsquerschnitte von A abhängen, sondern auch die Formen differenzieller Wirkungsquerschnitte. Um solche Effekte zu erfassen, wird $\alpha_X = \alpha_X(x_\mathrm{F}, p_\mathrm{T})$ als eine Funktion der kinematischen Variablen x_F und p_T zugelassen.

Bei der Diskussion verschiedener nuklearer Effekte ist es sinnvoll, diese in Anfangszustandseffekte, die die Partonen, deren Kollision letztlich das $c\bar{c}$-Quarkpaar erzeugt, betreffen, und Endzustandseffekte, die bei der Hadronisierung zum Charmonium auftreten, zu unterscheiden. Eine ausführliche Behandlung findet sich in [Vog99] und den dort aufgeführten Referenzen.

Anfangszustandseffekte In tiefinelastischen Streuexperimenten zeigt sich, dass die Parton-Dichtefunktionen durch die Anwesenheit hadronischer Kernmaterie modifiziert werden. In Abhängigkeit vom Impulsanteil x_2, den das entsprechende Parton trägt, kann der Wert der Parton-Dichtefunktion in einem Atomkern ober- oder unterhalb des entsprechenden Wertes in einem einzelnen Proton liegen. Insbesondere wird ein starker Anstieg des Verhältnisses von Parton-Dichtefunktionen in schweren Kernen zu denen in leichten Kernen für $x_2 > 0{,}7$ – also für kleines x_F – gemessen, der für sich genommen zu einem $\alpha_X > 1$ in diesem kinematischen Bereich führen würde. Diese A-Abhängigkeit wird häufig als nukleare Abschirmung bezeichnet. Ihre Ursache ist bislang noch nicht sehr gut verstanden. Einen exzellenten Überblick über Messdaten und Modelle der nuklearen Abschirmung bietet [Arn94].

Auf ihrem Weg durch die Kernmaterie verlieren die einfallenden Partonen auf vielfältige Weise an Energie. Das führt zur Verringerung der Partonenanzahl mit großem Impulsanteil x_1 und somit zur Unterdrückung der Produktionsrate bei großem x_F mit steigendem A. Ansätze die Mechanismen solchen Energieverlustes der Projektilpartonen zu modellieren finden sich in [Gav92, Bro93, Kha93]. Ähnlichen Effekten ist auch der erzeugte $c\bar{c}$-Zustand unterworfen.

Daneben unterliegen die einfallenden Partonen der Vielfachstreuung im Atomkern. Mit steigender Nukleonenzahl gewinnen sie so im Mittel immer mehr an Transversalimpuls, während die Breite der p_T-Verteilung der erzeugten Charmonia insgesamt zunimmt. Letztlich folgt hieraus eine Erhöhung der Anzahl mit großem p_T erzeugter Charmonium-Zustände – also unter Umständen $\alpha_X > 1$ in diesem kinematischen Bereich – auf Kosten einer entsprechenden Verringerung der Produktion mit kleinem p_T [Gav88].

Ein weiterer Effekt wird als intrinsischer Charm bezeichnet. Hierbei geht es darum, dass aus der $c\bar{c}$-Komponente der Wellenfunktionen der kollidierenden Hadronen über starke Wechselwirkungen mit der Kernmaterie ein Charmonium-Zustand gebildet werden kann. Der Wirkungsquerschnitt für solch einen Prozess weist allerdings eine andere A-Abhängigkeit – nämlich $\sim A^{2/3}$ – als gewöhnliche Produktionsprozesse auf. Da das intrinsische $c\bar{c}$-Quarkpaar aufgrund seiner Masse einen Großteil des Hadronimpulses trägt, wird das in erster Linie für sehr großes und sehr kleines x_F relevant [Vog91, Vog01].

Endzustandseffekte Die größe Rolle in der Theorie der nuklearen Effekte spielt die Absorption. Darunter wird die Trennung des Charmonium-Zustandes bzw. bereits des $c\bar{c}$-Quarkpaares aufgrund inelastischer Streuung an den umliegenden Nukleonen bei seinem Weg durch die Kernmaterie aus der primären Wechselwirkungszone heraus verstanden. Neben der Größe des Atomkerns beeinflussen zwei weitere, ineinander greifende Faktoren die nukleare Absorption. Zunächst ist der Produktionsmechanismus des $c\bar{c}$-Quarkpaares von Bedeutung. Dass Farboktettzustände einen größeren Absorptionswirkungsquerschnitt als Farbsigulett-Zustände aufweisen, sollte eine stärker Unterdrückung der hauptsächlich über Farboktetts erzeugten J/ψ- und ψ'-Mesonen im Vergleich zu den vor allem über Farbsiguletts produzierten χ_c-Mesonen nach sich ziehen. Der zweite Aspekt ist die Flugstrecke, die das $c\bar{c}$-Quarkpaar bis zur vollständigen Ausformung des Charmonium-Zustandes zurücklegt. Für großes x_F liegt sie sicher größtenteils außerhalb des Atomkerns. Nukleare Absorptionseffekte wirken dann lediglich auf den Prä-Charmonium-Zustand, das nichtgebundene $c\bar{c}$-Quarkpaar. Die Konsequenz ist, dass in diesem kinematischen Bereich nur ein geringer Unterschied in der Stärke der Produktionsunterdrückung von J/ψ- und ψ'-Mesonen zu erwarten ist. Dagegen kann für kleines x_F der Hadronisierungsprozess bereits innerhalb des Atomkerns einsetzen. Aufgrund der unterschiedlichen räumlichen Ausdehnung der verschiedenen vollständig ausgeformten Charmonium-Zustände weisen diese auch unterschiedliche Absorptionswirkungsquerschnitte auf. Unterschiede in den Ausformungszeiten sind ebensfalls zu berücksichtigen. Letztlich sollte in diesem kinematischen Bereich die Produktion von ψ'-Mesonen stärker unterdrückt werden als die von J/ψ-Mesonen. Näheres zur Absorption findet sich in [Ger88, Vog02]. Das Resultat entsprechender Modellrechnungen zeigt Abbildung 2.4.

Ein weiterer Mechanismus der nuklearen Unterdrückung ist die Dissoziation von Charmonium-Zuständen bzw. $c\bar{c}$-Quarkpaaren infolge der Wechselwirkung mit anderen in der primären Kollision erzeugten und sich mit ähnlicher Geschwindigkeit bewegenden Teilchen (engl.: comover), deren Anzahl mit A ansteigt. Angeregte Charmonium-Zustände sollten wegen ihrer geringeren Bindungsenergie hiervon stärker betroffen sein als J/ψ-Mesonen. Ebenso wird eine geringfügig stärkere Produktionsunterdrückung bei kleinerem x_F, also für Charmonia, die in einer größeren Dichte assoziierter Teilchen hadronisieren, erwartet. Insgesamt gewinnt der Effekt in erster Linie bei Schwerionenstößen an Bedeutung. Einzelheiten hierzu führt [Gav90] aus.

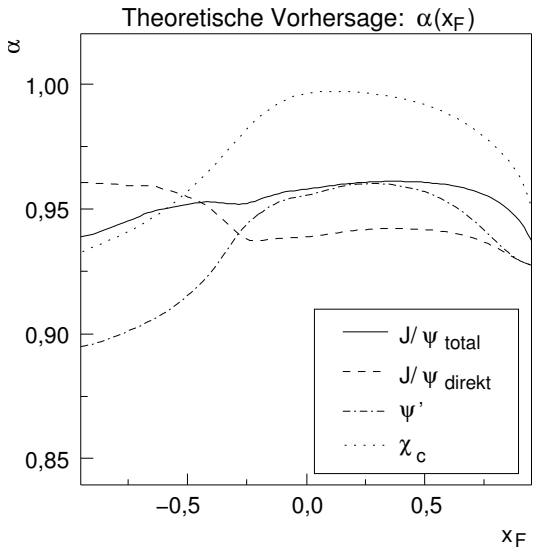


Abbildung 2.4: *Theoretische Vorhersage für den die Unterdrückung der Charmonium-Produktion charakterisierenden Parameter $\alpha(x_F)$ [Vog02]. Dargestellt sind die Resultate von Modellrechnungen für verschiedene Charmonium-Zustände unter Berücksichtigung der Absorption in Kernmaterie im Rahmen des COM. Auffällig ist insbesondere die insgesamt deutlich geringere Unterdrückung der χ_c-Produktion, für deren A-Abhängigkeit allerdings bislang keine Messdaten existieren.*

2.3.4.2 J/ψ-Unterdrückung im QGP

Es wird erwartet, in hochenergetischen, zentralen Kern-Kern-Stößen Energiedichten zu erzielen, die – wenn auch lokal eng begrenzt – für den Phasenübergang vom Confinement zum Regime der asymptotischen Freiheit, d. h. für die Erzeugung des QGP, ausreichen. In solch einer Plasmaphase sollte die Produktion von J/ψ-Mesonen aufgrund der Abschirmung der Farbladungen verglichen mit peripheren Stößen oder Proton-Kern-Kollisionen stark unterdrückt sein. Diese Farbabschirmung beruht auf Modifikationen sowohl des Coulomb-ähnlichen Bindungspotenzials als auch des den Quarkeinschluss sicherstellenden linearen Zusatzterms durch die frei beweglichen Farbladungen in Abhängigkeit von der Temperatur [Vog99]. Bei ausreichend hoher Temperatur wird die $c\bar{c}$-Bindung ineffektiv. Die Produktion von J/ψ-Mesonen, die radiative Zerfälle angeregter Charmonium-Zustände einschließt, wird dann mit steigender Energiedichte schrittweise unterdrückt, da die schwächer gebundenen, angeregten Zustände bereits bei geringeren Temperaturen aufgebrochen werden. Das Resultat einer dies bestätigenden Messung durch das CERN[11]-Experiment NA50 zeigt Abbildung 2.5.

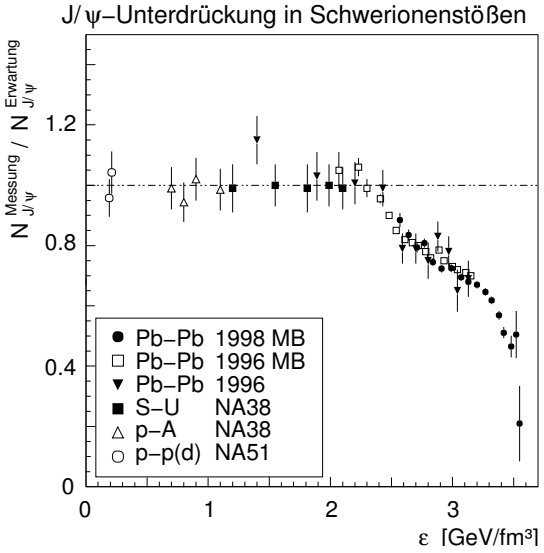


Abbildung 2.5: *J/ψ-Unterdrückung beim CERN-Experiment NA50 in Pb-Pb-Kollisionen [Abr00]. Dargestellt wird die Anzahl detektierter J/ψ-Mesonen $N_{J/\psi}^{\text{Messung}}$, normiert auf die auf Basis der CERN-Experimente NA38 [Abr98b] und NA51 [Abr98a] erwartete Anzahl $N_{J/\psi}^{\text{Erwartung}}$. Die Messdaten sind gegen die in den verschiedenen Kollisionssystemen erreichten Energiedichten ε aufgetragen. Der abrupte Rückgang der J/ψ-Rate in zwei Schritten $\varepsilon > 2{,}3\,GeV/fm^3$ bzw. $\varepsilon > 3\,GeV/fm^3$ ist auch quantitativ mit dem zunächst erwarteten Ausbleiben von χ_c-Bindungszuständen bei geringeren Temperaturen und dem dann folgenden Aufbruch auch der fester gebundenen J/ψ-Zustände beim Übergang zum QGP verträglich.*

[11] Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

2.4 Zusammenfassung

Der Nachweis des QGP wäre eine wichtige Bestätigung der QCD, die einen entsprechenden Übergang der Materie von der hadronischen zur Plasmaphase bei hohen Energiedichten bzw. hohen Temperaturen vorhersagt. Die zunehmende Abschirmung der Farbladungen sollte während des Phasenüberganges $c\bar{c}$-Quarkpaare daran hindern, Charmonium-Zustände zu bilden, und letztlich zu messbar unterdrückten J/ψ-Produktionsraten in QGP-erzeugenden Schwerionenstößen führen. Diese Signatur ist experimentell in mehrfacher Hinsicht interessant. Zunächst werden die schweren Quarks in harten Streuprozessen erzeugt, die früh genug in der Kollisionsevolution stattfinden, um einen Einfluss des nur kurzzeitig existenten QGP auf die Hadronisierung des $c\bar{c}$-Systems zu erlauben. Daneben sind fest gebundene J/ψ-Meson nicht so leicht durch die relativ weichen Stöße aufzubrechen, die sie bei Durchquerung der das QGP umgebenden hadronischen Materie erleiden. Darüber hinaus unterliegt das $\mu^+\mu^-$-Paar aus dem J/ψ-Zerfall, welches ein klares Signal im Spektrum der invarianten $\mu^+\mu^-$-Masse erzeugt, nicht der starken Wechselwirkung und transportiert somit ein nahezu unverfälschtes Abbild der frühen Kollisionsphase.

Tatsächlich ist der Wirkungsquerschnitt von J/ψ-Mesonen mit Hadronen allerdings groß genug, um Abweichungen von der linearen A-Abhängigkeit der J/ψ-Produktion in Hadron-Kern-Kollisionen hervorzurufen. Der gesamte Mechanismus der Charmonium-Erzeugung und -Unterdrückung ist noch weit davon entfernt, vollständig aufgeklärt zu sein. Deutlich wird in bisherigen Messungen – die des FNAL[12]-Experimentes E866 zeigt Abbildung 2.6 – vor allem, dass in einem konsistenten Modell eine Kombination der vorgestellten Effekte zum Tragen kommen muss. Ein tieferes Verständnis dieser komplexen Prozesse ist für die Unterscheidung zwischen hadronisch und QGP-bedingter J/ψ-Unterdrückung und somit für die Auswertung der Schwerionendaten unerlässlich. Messungen von Charmonium-Produktionsraten und -verhältnissen in Proton-Kern-Wechselwirkungen für verschiedene A und negatives x_F können dazu entscheidend beitragen, da so der Einfluss von Anfangs- und Endzustandseffekten unterschieden werden kann.

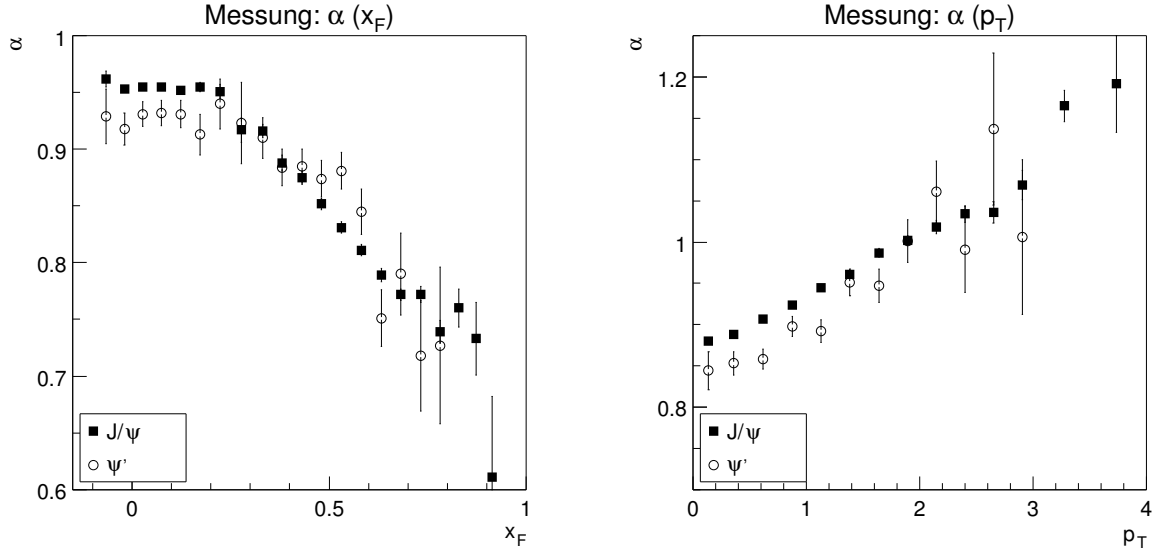


Abbildung 2.6: *Der die nukleare Unterdrückung charakterisierende Parameter α für J/ψ- (schwarze Vierecke) und ψ'-Mesonen (offene Kreise) in Abhängigkeit von x_F (links) und p_T (rechts) gemessen durch das FNAL-Experiment E866 bei 800 GeV in p-Be-, p-Fe- und p-W-Wechselwirkungen [Lee99].*

[12] Fermi National Accelerator Laboratory

Kapitel 3

HERA-B

Das HERA-B-Experiment wurde entworfen, um die CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen zu messen [Loh94]. Bis dahin war die Verletzung der CP-Symmetrie nur in Zerfällen neutraler K-Mesonen beobachtet worden [Chr64]. Allerdings wurden für einige B-Zerfälle vergleichsweise große Effekte vorausgesagt [Big89]. Diese sind hier – im Gegensatz zu denen im K-System – direkt mit den Parametern der CKM-Matrix des Standardmodells verknüpft, da mit großen Unsicherheiten behaftete hadronische Matrixelemente nur vernachlässigbare Beiträge liefern. Inzwischen wurden vorläufige Ergebnisse der CP-Verletzungsmessung im B-System durch die Experimente BaBar und BELLE veröffentlicht [Aub01, Aba01].

Wenn diese Messung auch nicht länger Teil des Physikprogramms von HERA-B ist, hat die damit verbundene Herausforderung doch entscheidend das Design des Detektors beeinflusst. Vorgesehen war eine Untersuchung im so genannten goldenen Zerfallskanal $B^0/\bar{B}^0 \to J/\psi\, K^0_s$. Dieser besitzt zwar nur ein Verzweigungsverhältnis von $8{,}7 \times 10^{-4}$ [PDG02], hinterlässt im Detektor aber eine besonders klare Signatur. Das J/ψ-Meson zerfällt praktisch sofort, mit einer Wahrscheinlichkeit von 12 % in zwei geladene Leptonen [PDG02], welche mit Systemen zur Teilchenidentifikation gut von Hadronen separiert werden können. Aufgrund der großen mittleren Lebensdauer der B-Mesonen von $1{,}5 \times 10^{-12}$ s [PDG02] unterscheiden sich – entsprechenden mittleren Impuls der B-Mesonen vorausgesetzt – zudem J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen von direkt erzeugten durch den mittleren Abstand ihres Zerfallsortes vom Ort der primären Wechselwirkung. Das K^0_s-Meson wird dagegen durch seinen Zerfall in zwei geladene π-Mesonen mit einem Verzweigungsverhältnis von 69 % [PDG02] identifiziert. Auch dieser ist bei einer mittleren K^0_s-Lebensdauer von $8{,}9 \times 10^{-11}$ s [PDG02] räumlich von der Primärwechselwirkung abgesetzt.

Für eine signifikante Messung der CP-Verletzung wäre die vollständige Rekonstruktion von etwa 2000 $B^0/\bar{B}^0 \to J/\psi\, K^0_s$-Zerfällen notwendig gewesen. Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses und der begrenzten Detektoreffizienz entspricht das gut 10^9 insgesamt zu erzeugenden B-Mesonen [Loh94]. Soll diese Datenmenge innerhalb eines Jahres gesammelt werden, führt das bei einem Produktionswirkungsquerschnitt von 32 nb/Nukleon [Abt03a] für $b\bar{b}$-Paare in Proton-Nukleon-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 41,6 GeV auf eine Rate inelastischer Wechselwirkungen von nicht weniger als 40 MHz. Bei dem extrem ungünstigen Signal-Untergrund-Verhältnis von $\mathcal{O}(10^{-11})$ [Loh94] stellt das besondere Herausforderungen an das Filtersystem (engl: trigger) zur Online-Selektion der interessierenden Reaktionen.

Dieses Kapitel widmet sich dem HERA-B-Experiment, bei dem die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen durchgeführt wurden. Ausgehend vom Teilchenbeschleuniger wird sein Aufbau bis hin zum Detektor beschrieben. Ein Überblick über den verwendeten Filter, die Rekonstruktion der aufgezeichneten Daten und deren Simulation wird ebenfalls gegeben. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung des aktuellen Physikprogramms von HERA-B.

3.1 Beschleuniger

Der in Abbildung 3.1 dargestellte Hochenergie-Ringbeschleuniger HERA[1] am DESY[2] in Hamburg ist ein Doppelspeicherring für Elektronen bzw. Positronen[3] und Protonen. Er ist die weltweit einzige Anlage, in der Elektronen und Protonen miteinander zur Kollision gebracht werden [DES02]. Beide Teilchensorten werden in separaten Strahlrohren mit entgegengesetzter Umlaufrichtung geführt. Der quasi kreisförmige Ring hat einen Umfang von 6335,8 m und besitzt vier Wechselwirkungszonen. Die Experimente ZEUS in der Halle Süd und H1 in der Halle Nord untersuchen die innere Struktur der Protonen in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung. Dagegen wird in den anderen beiden Experimenten einer der Teilchenstrahlen auf ein festes Ziel (engl.: target) gelenkt. Dabei geht es bei HERMES in der Halle Ost um die Spinstruktur der Nukleonen, die in der Reaktion des longitudinal polarisierten Elektronenstrahls mit einem spinpolarisierten Gastarget untersucht wird. Ursprüngliches Ziel des Experimentes HERA-B in der Halle West war, wie erwähnt, die Messung der CP-Verletzung im System der B-Mesonen, die durch die Wechselwirkung der Protonen mit den Nukleonen eines Drahttargets erzeugt werden.

Der Protonenring ist mit supraleitenden Ablenkmagneten ausgestattet und ermöglicht eine Strahlenergie von 920 GeV, während der Elektronenring für eine maximale Energie von 30 GeV ausgelegt ist. Bis zur Injektion in HERA durchlaufen die Protonen eine Reihe von Vorbeschleunigern. Zunächst werden sie im Linearbeschleuniger LINAC III auf eine Energie von 50 GeV gebracht. Anschließend wird diese im Protonen-Synchrotron DESY III auf 7,5 GeV und im Speicherring PETRA II auf 40 GeV erhöht [DES02].

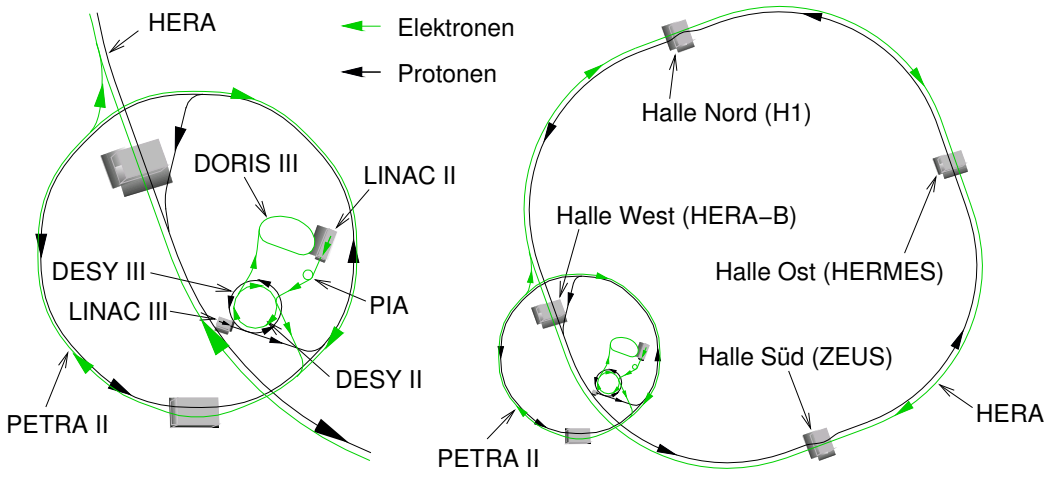


Abbildung 3.1: *Doppelspeicherring HERA und seine Vorbeschleuniger (nach [DES02]).*

Die Protonen kreisen in HERA zu Teilchenpaketen (engl.: bunch) gebündelt. Ein solches Paket enthält fast 10^{11} Protonen. Nach voller Beschleunigung benötigt es 1 ns, um in voller Länge das HERA-B-Target zu passieren. Der Protonenring bietet mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns 220 mögliche Positionen für Teilchenpakete, von denen aus betriebstechnischen Gründen allerdings nur 180, wie in Abbildung 3.2 dargestellt, gefüllt sind. Diese Zeitpunkte, in denen p-N-Kollisionen am Target prinzipiell möglich sind, werden im Weiteren als HERA-Takt bezeichnet. Auf die sich ergebende Taktfrequenz von 10,41 MHz ist die gesamte Datenerfassung

[1] Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage
[2] Deutsches Elektronen-Synchrotron
[3] Wenn im Folgenden von Elektronen gesprochen wird, sind damit immer Elektronen und Positronen gemeint.

des HERA-B-Experimentes ausgerichtet. Die mittlere Protonenpaketrate beträgt dabei folglich $180/220 \times 10{,}41\,\text{MHz} = 8{,}52\,\text{MHz}$. Die Gesamtheit aller Reaktionen und Teilchen, die innerhalb des 96-ns-Zeitfensters nach Durchgang eines Protonenpaketes im Detektor registriert werden, wird allgemein als Ereignis bezeichnet.

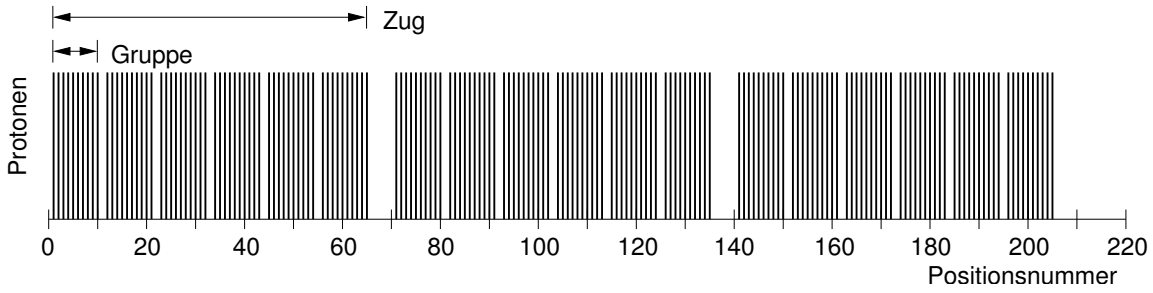


Abbildung 3.2: *Füllschema des HERA-Protonenringes. Das Füllschema wird durch die Struktur der Vorbeschleuniger und die Notwendigkeit, eine sichere Injektion und Extraktion des Strahls zu gewährleisten, bestimmt. Zehn aufeinander folgende Protonenpakete bilden eine Gruppe. Sechs durch jeweils eine freie Position getrennte Gruppen sind zu einem Zug zusammengeschlossen. Insgesamt füllen drei Züge, zwischen denen jeweils fünf bzw. 15 Positionen unbesetzt bleiben, den Protonenring [DES02].*

3.2 Target

Aufgabe des HERA-B-Targets ist die Erzeugung schwerer Quarks durch die Wechselwirkung der Protonen aus dem Randbereich des Protonenstrahls mit den Nukleonen des Targetmaterials.

Das Target des HERA-B-Experimentes besteht aus acht Drähten mit typischen Durchmessern von 50–500 μm. Sie sind auf Keramikgabeln befestigt und, wie Abbildung 3.3 zeigt, in zwei etwa 4 cm voneinander entfernten Stationen so angeordnet, dass sich pro Station je ein Daht über, unter, links und rechts vom Protonenstrahl befindet. Nach ihrer Position werden sie mit A1, B1, I1 bzw. O1 für den Draht oberhalb (engl.: above), unterhalb (engl.: below), innerhalb (engl.: inner) bzw. außerhalb (engl.: outer) des Protonenringes an der Station 1 und anlog mit A2, B2, I2 bzw. O2 für die Drähte an der Station 2 bezeichnet. Jeder dieser acht Drähte kann unabhängig von den anderen an den Strahl heran bzw. von ihm weg geführt werden. Zur Erzeugung von Wechselwirkungen befinden sie sich in einer typischen Entfernung von 4–6σ, mit σ als die transversale Strahlbreite von etwa 350 μm, vom Strahlzentrum [Sym99].

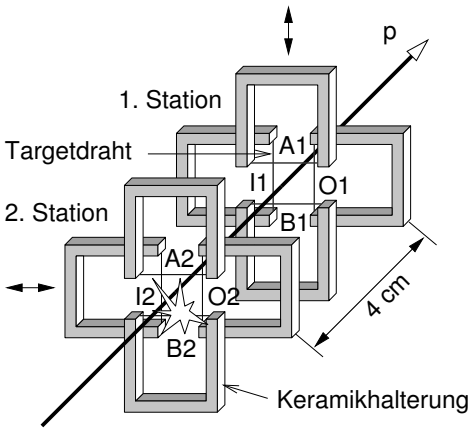


Abbildung 3.3: *Skizze der Targetanordnung (nach [Loh94]). Durch Doppelpfeile ist die mögliche Bewegungsrichtung exemplarisch für zwei der insgesamt acht an zwei Stationen um den Protonenstrahl gruppierten und mit A1, B1, I1, O1 bzw. A2, B2, I2, O2 bezeichneten Drähte angedeutet.*

Die Wahl des Materials für den Targetdraht unterliegt einigen Abwägungen. Zum einen ist die Vielfachstreuung der Protonen bei Durchquerung des Drahtes die Hauptursache für ineffektiven Protonenverlust und Erhöhung des Strahluntergrundes. Aus diesem Grund würde ein Targetmaterial mit kleiner Nukleonenzahl A bevorzugt. Andererseits sollte die Erzeugung von $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Paaren im Verhältnis zu allen inelastischen Wechselwirkungen so wahrscheinlich wie möglich sein. Da die Produktion der schweren Quarks etwa mit A skaliert [Loh94], die Summe aller inelastischen Wechselwirkungen aber mit $A^{0,72}$ [Fre87], würde das schwere Kerne favoritisieren. Die Spurmultiplizität, die Anzahl geladener Teilchen pro inelastischer Wechselwirkung, steigt dabei allerdings mit $A^{0,2}$ [Loh94]. Das führt dazu, dass Reaktionen an Targetdrähten mit großem A schwerer durch das Filtersystem zurückzuweisen sind und nur mit geringerer Effizienz rekonstruiert werden können. Eine Untersuchung der A-Abhängigkeit von Wirkungsquerschnitten setzt außerdem die Verwendung von zumindest zwei verschiedenen Materialien mit möglichst großem Unterschied in A voraus. Zudem stellte sich bei der Datennahme im Jahr 2000 heraus, dass nicht alle Positionen zur Erzeugung von Wechselwirkungen gleich gut geeignet sind. So führten die oberen und die äußeren Targetdrähte zu einer signifikaten Erhöhung des Strahluntergrundes. Die letztlich 2002/2003 installierte Targetkonfiguration ist in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Draht	Material	A
A1	Al	26,98
B1	C	12,01
I1	W (75 % W + 25 % Re)*	183,84 (184,43)
O1	Ti	47,87
A2	Pd	106,42
B2	Ti (75 % W + 25 % Re)*	47,87 (184,43)
I2	C	12,01
O2	C (W)**	12,01 (183,84)

* ab 06.02.2003
** ab 02.01.2003

Tabelle 3.1: *Materialien der 2002/2003 verwendeten Targetdrähte. Die Abmaße können [Aus03] entnommen werden. Für Drähte, die im Januar bzw. Februar 2003 durch solche anderen Materials ersetzt wurden, ist dieses in Klammern angegeben. Die mittleren Nukleonenzahlen stammen aus [PDG02].*

Die aktuelle Wechselwirkungsrate wird kontinuierlich mit Szintillationszählern, die hinter dem Čerenkov-Zähler installiert sind, überwacht. Durch Rückkopplung der Steuerungsmechanik des Targets an die Rate dieser Zähler wird nach einer Kalibration eine beim gewünschten Wert stabile Wechselwirkungsrate erzielt. Sinkt diese, wird der augenblicklich verwendete Targetdraht näher an den Protonenstrahl herangeführt und die Wahrscheinlichkeit einer p-N-Kollision somit erhöht. Der durch die Targetoperation schmaler werdende Strahl bedingt so eine mit 10–100 μm/h langsame, aber stetige Annäherung des Drahtes an das Strahlzentrum [Sym99].

Wird mehr als nur ein Targetdraht gleichzeitig eingesetzt, sollte die Wechselwirkungsrate gleichmäßig auf die Drähte verteilt werden. Dazu sind alle Targetdrähte mit Ladungsintegratoren bestückt. Diese sammeln die durch die Wechselwirkung der Protonen mit dem Targetmaterial erzeugten δ-Elektronen auf. Deren Strom wird in eine Frequenz transformiert, die proportional der Anzahl inelastischer Wechselwirkungen am jeweiligen Draht ist. Aus den Relationen dieser Frequenzen kann dann der individuelle Beitrag eines Drahtes zur Gesamtrate bestimmt werden. Eine entsprechende Steuerung von dessen Position zum Protonenstrahl ist dann möglich.

Ausführlichere Beschreibungen des Targets finden sich in [Sym99, Spr00].

3.3 Detektor

Der in Abbildung 3.4 dargestellte HERA-B-Detektor wurde vor allem, aber nicht ausschließlich für die Untersuchung des goldenen Zerfalls $B^0/\bar{B}^0 \to J/\psi\, K_s^0$ ausgelegt. Da sich die Reaktionsprodukte bei einer Schwerpunktsenergie der p-N-Kollision von gut 40 GeV [Loh94] unter kleinen Winkeln bezüglich der Strahlachse bewegen, ist er als magnetisches Vorwärtsspektrometer mit konischer Form ausgebildet. Er überdeckt im Laborsystem einen Raumwinkelbereich von 10–220 mrad in horizontaler und von 10–160 mrad in vertikaler Richtung, was etwa 90 % des Raumwinkelbereichs im Schwerpunktsystem der p-N-Reaktion entspricht [Loh94]. Wesentlich geprägt ist er durch die Forderung nach hoher Nachweiseffizienz und die mit ursprünglich veranschlagten 40 MHz hohe Wechselwirkungsrate, die eine große Teilchendichte und Strahlenbelastung nach sich zieht.

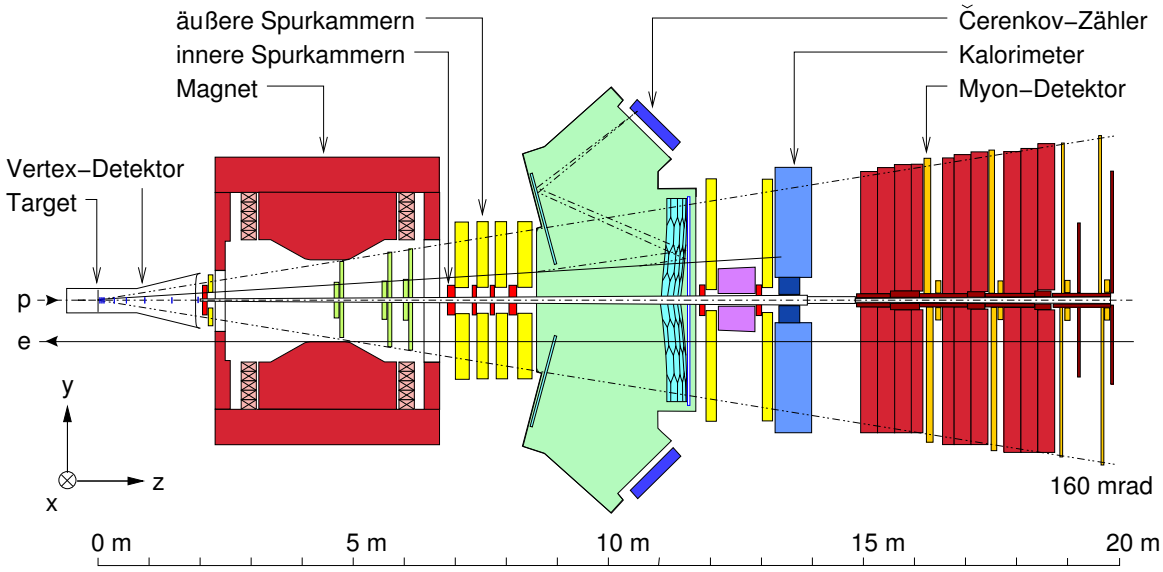


Abbildung 3.4: *Schemazeichnung des HERA-B-Detektors in Seitenansicht (nach [Spe02]).*

Bei fünf gleichzeitig stattfindenden inelastischen Wechselwirkungen am Target werden insgesamt $\mathcal{O}(100)$ geladene Teilchen erzeugt [Loh95]. Die Dichte deren Spuren fällt im Detektor mit dem Abstand r vom Protonenstrahlrohr wie $1/r^2$ stark ab. Da in allen Subdetektoren eine maximale Belegungsdichte von zum Teil deutlich weniger als 15 % gefordert wird [Loh95], sind Komponenten in unmittelbarer Strahlnähe konsequent mit feinerer Granularität ausgeführt als solche mit größerer Entfernung zur Strahlachse.

Der Ursprung des rechtshändigen HERA-B-Koordinatensystems liegt auf der Mittelachse des Protonenstrahlrohres in der Nähe des Targets. Seine positive z-Achse verläuft in Strahlrichtung, während die positive y-Achse vertikal nach oben zeigt und die positive x-Achse demnach zum Zentrum des Speicherringes weist.

Der Detektor wird nachfolgend, vom primären Wechselwirkungspunkt ausgehend kurz in Aufbau und Funktion seiner Komponenten beschrieben. Seine Subdetektoren können in Systeme zur Rekonstruktion von Teilchenspuren, was die Bestimmung des Impulses einschließt, und solche zur Identifikation der Teilchen unterschieden werden. Detailliertere Angaben hierzu sind in [Loh94, Loh95, HER00] sowie in den bei der Vorstellung der Subdetektoren angegebenen Referenzen aufgeführt.

3.3.1 Spurrekonstruktion

3.3.1.1 Vertex-Detektor

Die Hauptaufgabe des Vertex-Detektors, zumeist mit VDS[4] abgekürzt, besteht in der präzisen Bestimmung sowohl der Orte primärer inelastischer p-N-Wechselwirkungen, der primären Vertices, als auch der Zerfallsorte langlebiger[5] Teilchen, der sekundären Vertices. Insbesondere steht bei HERA-B die Vermessung der Vertices von B-Mesonen im Vordergrund. Aus dem Abstand zwischen ihrem Primär- und Sekundärvertex wird ihre Zerfallslänge bestimmt. Diese beträgt bei HERA-B im Mittel 10,7 mm und wird zur Unterdrückung des Untergrundes aus direkt in der primären Wechselwirkung erzeugten J/ψ-Mesonen benötigt. Dazu ist eine Ortsauflösung durch den VDS von 500 μm in longitudinaler und von 25 μm in transversaler Richtung erforderlich [Loh95]. Außerdem dient der VDS der unabhängigen Spurfindung und muss dafür auf einer Länge von 2,2 m den feldfreien Raum zwischen Target und Beginn des Magneten bis zu einem Winkel von 250 mrad gegen die Strahlachse abdecken [Rie97].

Der VDS ist ein Siliziumdetektor, der nach dem Prinzip einer Festkörper-Ionisationskammer arbeitet. Sein Aufbau gleicht, wie Abbildung 3.5 zeigt, dem einer Diode mit in Sperrrichtung betriebenem p-n-Übergang. Geladene Teilchen, die das schwach n-dotierte, an beweglichen Ladungsträgern verarmte Substrat des Detektors durchqueren, erzeugen Paare freier Elektronen und Löcher. Diese werden unter Einfluss des äußeren Potenzials getrennt und driften zu den stark p- bzw. n-dotierten Implantaten an den Elektroden. Ihr elektrisches Signal kann über kapazitiv gekoppelte Aluminiumelektroden ausgelesen werden. Da sich durch Strukturierung der Implantate, in diesem Fall durch die Anordnung in Streifen, räumlich getrennte Nachweisbereiche auf den Seiten ausbilden lassen, können so ortsauflösende Detektoren gefertigt werden.

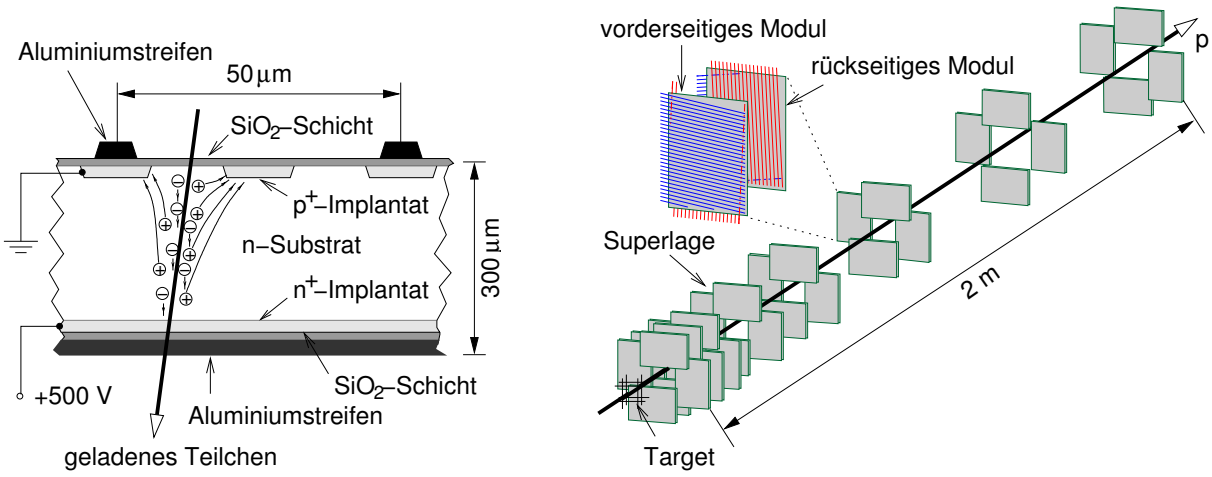


Abbildung 3.5: *Aufbau und Funktionsweise eines Siliziumstreifenzählers (links, nach [Wag99]) und schematische Darstellung der Superlagen des VDS (rechts, nach [Brä01]).*

Der VDS besteht aus zumeist doppelseitigen Siliziumstreifenzählern mit einer rechteckigen aktiven Fläche von 70 mm × 50 mm und einem Abstand ausgelesener Streifen von etwa 50 μm. Die Streifen der Vorderseite verlaufen unter Winkeln von ±2,5°, +87,5° bzw. +92,5° zur Vertikalen und orthogonal zu denen der Rückseite, da eine zweifelsfreie, dreidimensionale Rekonstruktion

[4] Vertex Detector System

[5] In der Hochenergiephysik gelten Teilchen mit Lebensdauern von $\tau \geq 10^{-12}$ s als langlebig.

von Spuren nur gelingt, wenn die einzelnen zweidimensionalen Ortsmessungen unter verschiedenen Winkeln erfolgen. Jeweils zwei solcher Module sind untereinander starr verbunden und bilden den Quadranten einer Superlage. Bis auf 10 mm können diese beweglich um den Protonenstrahl gruppierten Einheiten an die Strahlachse herangeführt werden. Da der Strahl bei seiner Füllung weiter ausgedehnt ist und einen freien Radius von 17 mm benötigt [Loh95], werden die Quadranten während der Injektion zurückgezogen. Insgesamt kommen acht Superlagen zum Einsatz, deren Anordnung in Abbildung 3.5 dargestellt ist. Ihre Position ist so optimiert, dass jedes Teilchen die aktive Fläche von zumindest drei Superlagen durchquert.

Die Ortsauflösung von Vertices und Spuren ist klar von der Vielfachstreuung der geladenen Teilchen im Detektormaterial dominiert. Konsequenterweise wurde deshalb gerade im VDS die Materialmenge und -dichte im Flugweg der Teilchen minimiert. Der gesamte VDS – ausgenommen die achte Superlage – befindet sich deshalb zusammen mit dem Target in einem Ultrahochvakuum-Tank bei einem Druck von 10^{-8} mbar. Dieser ist integraler Bestandteil des HERA-Protonenringes. Auf ein zusätzliches Strahlrohr kann somit verzichtet werden.

Der VDS verhält sich im Datennahmebetrieb nahe der Designspezifikation [Brä01]. Die mögliche räumliche Auflösung von rekonstruierten Primärvertices ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Klar lassen sich die Orte der Wechselwirkungen einem der acht Targetdrähten zuordnen.

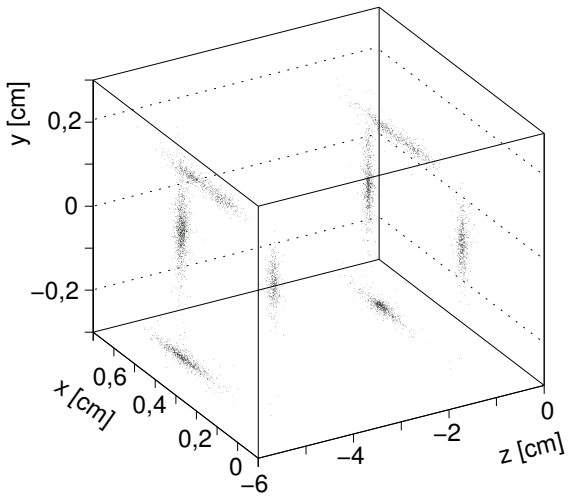


Abbildung 3.6: *Verteilung der Orte der primären Wechselwirkungen, wie sie mit den im VDS rekonstruierten Segmenten von Teilchenspuren bestimmt werden können. Die Positionen der acht Targetdrähte spiegeln sich hier deutlich wider.*

In allen Einzelheiten wird Aufbau und Funktion des VDS in [Wag99, Brä01] behandelt.

3.3.1.2 Spurkammersystem

Der wesentliche Teil der Rekonstruktion der Bahnen geladener Teilchen erfolgt in dem sich über gut 10 m vom Austrittsfenster des VDS bis zur Front des Kalorimeters erstreckenden Spurkammersystem. In Verbindung mit einem Dipolmagneten wird die Bestimmung der Impulse geladener Reaktionsprodukte aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld und der daraus folgenden Krümmung der Spuren möglich. Die angestebte Impulsauflösung beträgt $\triangle p/p \approx 0{,}5\,\%$ [Loh95].

Der Magnet mit einem Feldintegral von 2,2 Tm ist so ausgerichtet, dass sein zylindersymmetrische Dipolfeld in vertikale Richtung zeigt, geladene Teilchen also in horizontaler Richtung abgelenkt werden. Der Detektor weist aus diesem Grund auch entlang der x-Koordinatenachse größere Abmaße auf als entlang der y-Achse. Die Position des Magneten ist so gewählt, dass 85 % aller K_s^0-Mesonen vor seinem hinteren Ende zerfallen und somit die Messung des Impulses der erzeugten π-Mesonen möglich ist.

In Abhängigkeit von der Entfernung vom Strahlrohr finden im Spurkammersystem zwei verschiedene Technologien Anwendung. Die inneren Spurkammern, abgekürzt mit ITR[6], überdecken einen Bereich mit etwa 6–35 cm Abstand von der Strahlachse. Sie sind als Mikrostreifen-Gaskammern (engl.: Micro Strip Gas Chamber, MSGC) mit Gas-Elektronenvervielfacher-Folie (engl.: Gas Elektron Multiplier, GEM) ausgeführt und in Abbildung 3.7 dargestellt. Hierbei handelt es sich vom Prinzip her um Vieldraht-Proportionalkammern, wobei Anoden- und Kathodendrähte mit einem Anodenabstand von 300 μm auf dünne Glasträger aufgedampft sind. Geladene Teilchen, die den Detektor durchqueren, erzeugen durch Ionisation des Gases Primärelektronen. Diese bewegen sich im elektrischen Feld zwischen Driftelektrode und Anode, sodass ihr elektrisches Signal an der Anode nachgewiesen werden kann. Die dazu notwendige Gasverstärkung, die Erzeugung von Sekundärelektronen im Bereich starker elektrischer Felder, teilt sich auf die Anodenregion und die GEM-Folie auf. Die Kathodenspannung kann deshalb gesenkt werden, was die Wahrscheinlichkeit von Überschlägen verringert und den Einsatz unter der hohen Belastung durch hochionisierende Teilchen bei HERA-*B* erst möglich macht. Typischerweise wird an der Anode eine Gasverstärkung von 100 und an der GEM-Folie, einer beidseitig dünn mit Kupfer beschichteten, perforierten Kaptonfolie, deren Seiten auf unterschiedlichem Potenzial liegen, von 30 erreicht [Dre98]. In x-Richtung ist eine Ortsauflösung von 100 μm möglich [Zeu03]. Allerdings wies der ITR in der Datennahmeperiode 2002/2003 große ineffiziente Bereiche auf [Gra03].

Den restlichen Akzeptanzbereich des Detektors, mit 20–400 cm Abstand von der Strahlachse, decken die äußeren Spurkammern, mit OTR[7] abgekürzt, ab. Hier kommen, wie in Abbildung 3.7 dargestellt, geschlossene, wabenförmige Driftzellen mit Durchmessern von 5 mm im strahlnäheren und 10 mm im äußeren Bereich zum Einsatz. Sie werden aus leitfähiger, mit Gold bedampfter Polycarbonatfolie gefaltet und mit einer Mischung aus Ar, CF_4 und CO_2 im Verhältnis 65:35:5 gefüllt. Auch hier ionisieren geladene, den Detektor durchquerende Teilchen das Gas. Die entstehenden Elektronen driften im elektrischen Feld zwischen Kammerfolie und Signaldraht allerdings so langsam zur Anode, dass eine präzise Zeitmessung zwischen Teilchendurchgang – als Referenz dafür dient der HERA-Takt – und Signalerzeugung möglich ist. Der Abstand der Teilchenspur von der Anode kann dann daraus nach einer Kalibration der Kammer bestimmt werden. So wird eine Spurauflösung, die mit 350 μm [Hul02] kleiner als die Zellgröße, aber deutlich größer als der Spezifikationswert ist, möglich.

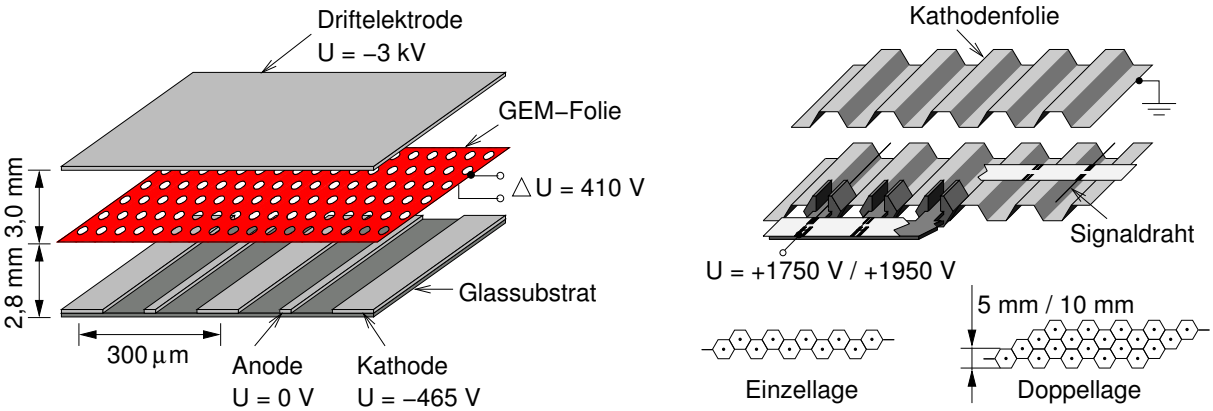


Abbildung 3.7: *Schematische Darstellung des Aufbaus einer Mikrostreifen-Gaskammer des ITR (links, nach [Dre98]) und einer Driftkammer des OTR (rechts).*

[6] Inner Tracker
[7] Outer Tracker

In einer Ebene senkrecht zur Strahlachse mit untereinander paralleler Ausrichtung der Signaldrähte angeordnete Mikrostreifen-Gas- bzw. Driftkammern bilden eine so genannte Stereolage. Wenigstens drei und bis zu sechs solcher Stereolagen, die gegeneinander um einen Winkel von 5° verdreht sind, werden zu einer Superlage zusammengefasst. Innerhalb dieser existiert dann zumindest eine Lage, deren Signaldrähte unter einem Winkel von 0° und ±5° zur Vertikalen verlaufen. Das gesamte Spurkammersystem besteht aus sieben solcher Superlagen, deren Anordnung und Bezeichnung in Abbildung 3.8 schematisch dargestellt ist. Nach ihrer Funktion lassen sie sich in drei Gruppen einteilen. Die mit PC1–PC4 (engl.: Pattern Recognition Chamber) bzw. MS10–MS13 bezeichneten und im feldfreien Raum zwischen Magneten und Čerenkov-Zähler installierten vier Lagen bilden den Hauptteil. In ihnen werden gerade Teilchenspuren mit hoher Präzision rekonstruiert. Sie enthalten daher jeweils sechs Stereolagen. Die beiden zwischen Čerenkov-Zähler und Kalorimeter positionierten Lagen TC1–TC2 (engl.: Trigger Chamber) bzw. MS14–MS15 dienen der Spurverlängerung zum Kalorimeter und werden zusammen mit PC1 und PC4 bzw. MS10 und MS13 bei der Spurverfolgung der ersten Filterstufe verwendet. Zur Erhöhung der Effizienz sind die entsprechenden Stereolagen aus Doppellage von Mikrostreifen-Gas- bzw. Diftkammern aufgebaut. Die MC1 (engl.: Magnet Chamber) bzw. MS01 ist die letzte verbliebene von ursprünglich sieben innerhalb des Magnetfeldes installierten Superlagen. Sie sollten der Rekonstruktion von $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Zerfallsvertices außerhalb des VDS dienen und die Verfolgung von Teilchenspuren durch den Magneten erleichtern. Da die Messung der CP-Verletzung nicht mehr zum Programm von HERA-B zählt, eine hocheffiziente K_s^0-Rekonstruktion damit nicht länger notwendig und die Verknüpfung von Spursegmenten aus VDS und Spurkammersystem auch ohne die Magnetkammern mit kaum verminderter Effizienz möglich ist, wurden sie zur Datennahmeperiode 2002/2003 entfernt.

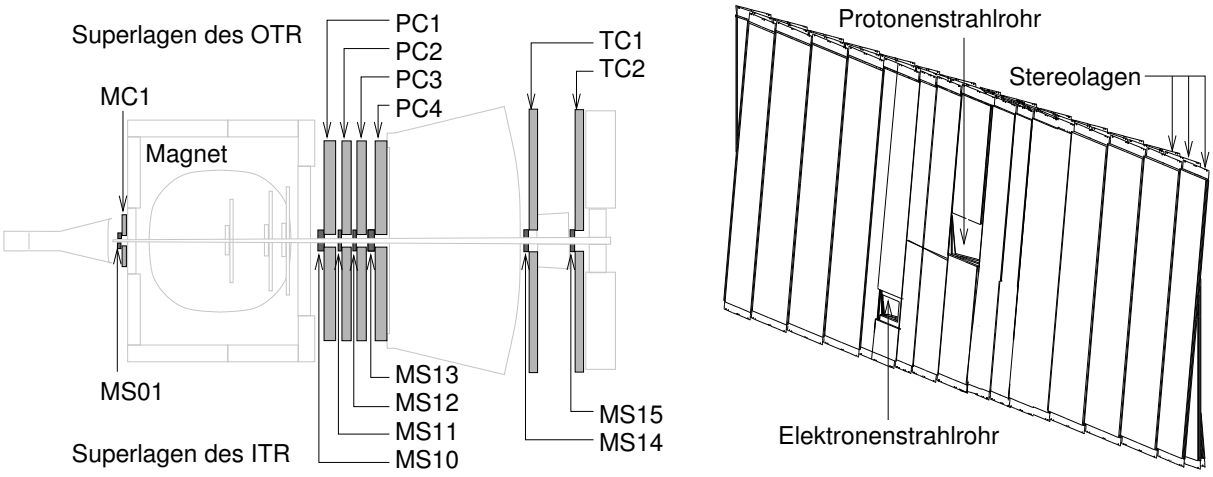


Abbildung 3.8: *Überblick über Position und Bezeichnung der Superlagen des Spurkammersystems (links) und Aufbau einer Superlage des OTR mit einer Größe von bis zu* $6{,}5\,m \times 4{,}6\,m$ *(rechts, nach [Deck00]).*

Details zum ITR bzw. OTR können [Kra02] bzw. [Deck00, Hul02] entnommen werden.

3.3.2 Teilchenidentifikation

Die nachzuweisenden Endprodukte des goldenen Zerfallskanals sind ein e^+e^-- oder $\mu^+\mu^-$-Paar vom Zerfall des J/ψ und ein $\pi^+\pi^-$-Paar von dem des K_s^0. Der effektiven Unterdrückung des Untergrundes bei der Rekonstruktion dieser Mesonen dienen die folgenden Subdetektoren.

3.3.2.1 Čerenkov-Zähler

Der Čerenkov-Zähler, der in Form eines RICH[8] realisiert ist, befindet sich zwischen den PC- und den TC-Superlagen des Spurkammersystems. Er soll hauptsächlich die Trennung der K-Mesonen von π-Mesonen und Protonen ermöglichen.

Der RICH nutzt den Čerenkov-Effekt, um die Geschwindigkeit geladener Teilchen als zweite Messgröße zu bestimmen. Zusammen mit deren im Spurkammersystem bestimmten Impuls wird somit die Teilchenmasse zugänglich, über die eine Identifizierung möglich ist. Čerenkov-Licht wird von geladenen relativistischen Teilchen immer dann, und zwar unter dem charakteristischen Winkel θ_C bezüglich ihrer Flugrichtung, emittiert, wenn sie sich in einem Medium schneller als Licht im selben Medium bewegen. Zwischen θ_C, der Geschwindigkeit v des Teilchens und dem Brechungsindex n des Mediums besteht dann die Beziehung $\cos\theta_\mathrm{C} = \mathrm{c}/(nv)$.

Im Wesentlichen besteht der RICH aus einem mit C_4H_{10}-Gas gefüllten Tank. Über eine Kombination aus Hohl- und Planspiegeln werden die bei Durchgang eines entsprechend schnellen geladenen Teilchens in einem Kegel ausgesendeten Photonen auf einen Ring fokussiert und auf die Ausleseebenen aus jeweils einer Matrix von Photodetektoren ober- und unterhalb des geometrischen Akzeptanzbereichs des HERA-B-Detektors reflektiert. Der Strahlengang ist in Abbildung 3.4 erkennbar. Aus den Signalen der Photodetektoren werden dann die entsprechenden Ringe rekonstruiert, aus deren Durchmesser der Čerenkov-Winkel θ_C ermittelt werden kann. Beispiele für solche Ringe zeigt Abbildung 3.9. Die Lage des Kreismittelpunktes korrespondiert dabei mit der Flugrichtung des Teilchens und macht eine Zuordnung zu den rekonstruierten Teilchenspuren möglich.

Für kleine Winkel wird die oben aufgeführte Beziehung zu:

$$\theta_\mathrm{C}^2 = \theta_0^2 - \frac{m^2}{p^2} \tag{3.1}$$

Dabei ist θ_0 der minimale Čerenkov-Winkel für Teilchen der Geschwindigkeit $v/\mathrm{c} = 1$. Dieser ist vom verwendeten Medium abhängig und beträgt für das Radiatorgas des RICH 52,4 mrad. p und m bezeichnen Impuls und Masse des Teilchens. Abbildung 3.9 zeigt die Korrelation zwischen θ_C^2 und $1/p^2$. Im Impulsbereich 12–54 GeV können K-Mesonen von π-Mesonen, im Bereich 23–85 GeV K-Mesonen von Protonen und bei 3,4–15 GeV Elektronen von π-Mesonen sicher unterschieden werden [HER00]. Der RICH erfüllt damit die Designanforderungen.

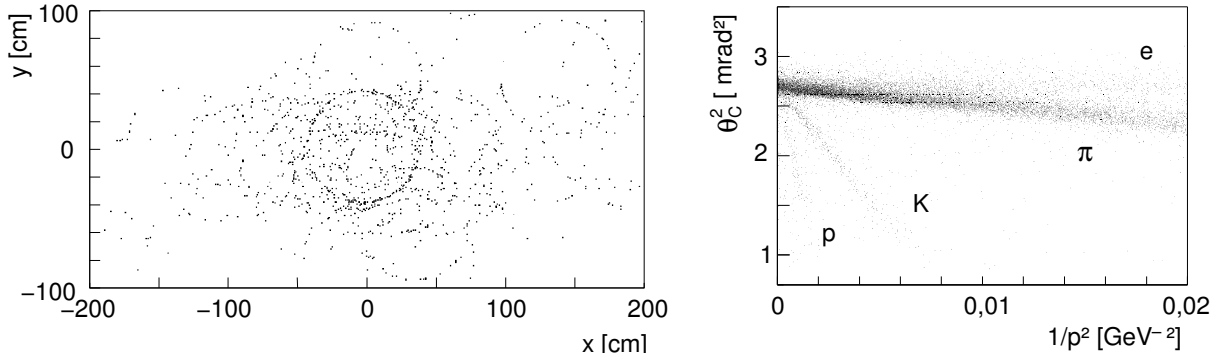


Abbildung 3.9: *Im RICH rekonstruierte Ringe nach einer typischen p-N-Wechselwirkung am Target (links, [Moč94]) und Korrelation zwischen dem Čerenkov-Winkel θ_C und dem Impuls p (rechts, [Ari03]). Klare Bänder, die mit Elektronen, π-Mesonen, K-Mesonen und Protonen korrespondieren treten hervor.*

[8] Ring Imaging Cherenkov Hodoscope

3.3.2.2 Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL[9]) ist in 13,5 m Entfernung vom Target hinter dem Spurkammersystem installiert. Es dient der Identifikation von Elektronen. Insbesondere sollen sie mit seiner Hilfe von π-Mesonen unterschieden werden. Außerdem kann die Energie von Photonen, die ansonsten keine Spur im Detektor hinterlassen, bestimmt werden. Des Weiteren liefert das ECAL Startpunkte für die Verfolgung von $e^{\pm}$-Spuren in der ersten Filterstufe.

Zu Nutze gemacht wird sich hierbei die Tatsache, dass hochenergetische Photonen und Elektronen, die auf massives Material treffen, über e^+e^--Paarerzeugung und Bremsstrahlung elektromagnetische Schauer, d. h. Kaskaden von Elektron-Positron-Paaren und Photonen, erzeugen. Besitzt das Kalorimeter eine Tiefe so vieler Strahlungslängen, dass nahezu alle Elektronen vollständig in ihm gestoppt werden, entspricht die Gesamtenergie E eines durch Elektronen hervorgerufenen Schauers deren im Spurkammersystem bestimmten Impuls p, d. h. $E/p \approx 1$. Hadronen und Myonen deponieren hingegen nur einen Bruchteil ihrer Gesamtenergie im Kalorimeter. Für sie ist demnach $E/p \ll 1$. Im Übrigen bietet die Form der Schauer, die sich für Elektronen und Hadronen unterscheidet, eine Möglichkeit, die Identifizierung zu verfeinern.

Das ECAL ist in drei Bereiche unterschiedlicher Granularität eingeteilt. Es besteht aus kleinen Einheiten, so genannten Modulen, mit einer Frontfläche von 11,2 cm × 11,2 cm, die wiederum in mehrere Zellen unterteilt sind. Im inneren ECAL umfasst ein Modul 5 × 5 Zellen, im mittleren 2 × 2 und im äußeren eine einzige Zelle. Diese Zellen sind aus alternierenden Schichten von Absorber- und Szintillatormaterial aufgebaut. Die Absorberplatten bestehen im inneren ECAL aus einer Wolframlegierung mit einer Gesamtstrahlungslänge von 23 und im mittleren und äußeren ECAL aus Blei mit einer Gesamtstrahlungslänge von 20. Senkrecht durch die Schichten werden Fasern von Wellenlängenschiebern geführt, die mit Photoelektronen-Vervielfachern ausgelesen werden. Der Aufbau des ECAL ist in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt.

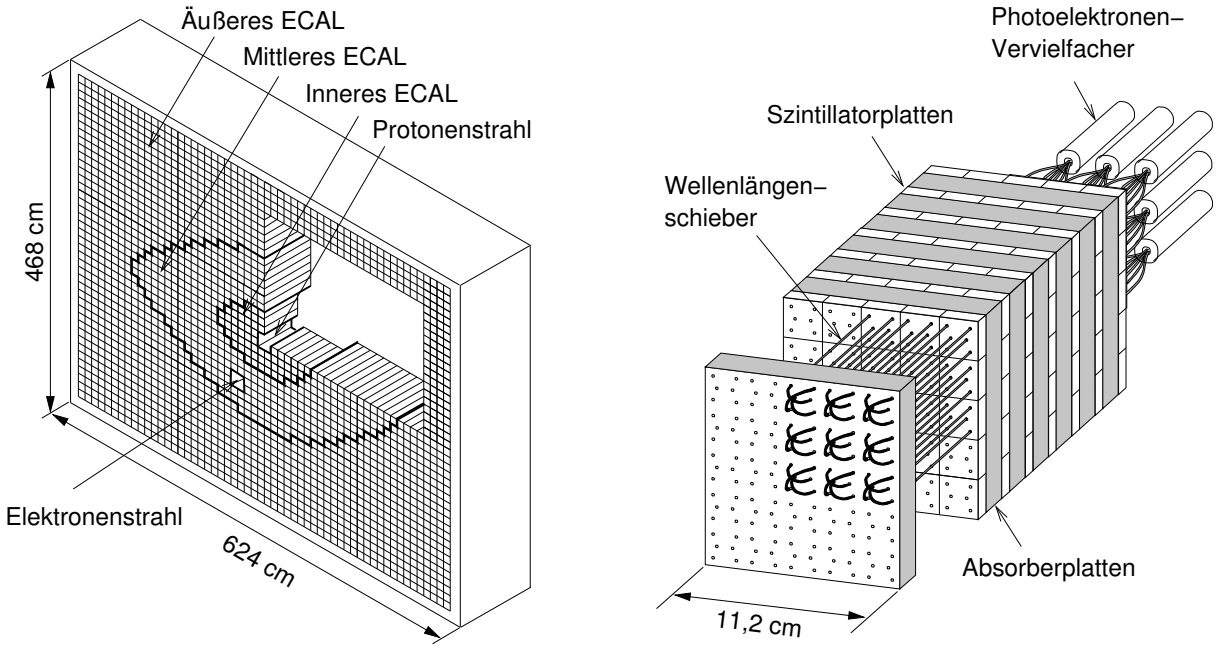


Abbildung 3.10: *Modularer Aufbau des ECAL (links, nach [Loh95]) und schematische Darstellung der Zusammensetzung eines Moduls des inneren ECAL (rechts, nach [Loh94]).*

[9] Electromagnetic Calorimeter

Aus der in den Szintillatorplatten erzeugten und mit den Photoelektronen-Vervielfachern detektierten Lichtmenge kann nach einer Kalibration die durch das Teilchen deponierte Energie bestimmt werden. Dabei werden die Signale mehrerer benachbarter Zellen zu so genannten Clustern kombiniert. Die gemessene Energieauflösung beträgt im inneren ECAL $\triangle E/E = 0{,}23/\sqrt{E} \bigoplus 0{,}02$, was in guter Übereinstimmung mit dem Designwert ist. Für die Ortsauflösung wird ein Wert von 2 mm im inneren ECAL und eine obere Abschätzung von 9 mm im mittleren ECAL angegeben [HER00].

3.3.2.3 Myon-Detektor

Der Myon-Detektor, dessen Aufbau in Abbildung 3.11 skizziert ist, bildet mit einem Abstand von 15 m vom Target in Strahlrichtung den Abschluss des HERA-B-Detektors. Mit seiner Hilfe können Myonen in einem weiten Impulsbereich von 5–200 GeV von Hadronen separiert werden. Außerdem liefert er, analog dem ECAL, Startpunkte für die Verfolgung von $\mu^{\pm}$-Spuren in der ersten Filterstufe.

Das Prinzip der Identifizierung basiert darauf, dass Myonen nur wenig mit Materie wechselwirken und deshalb dickere Absorberschichten durchdringen als andere geladene Teilchen. Vor ihrem eigentlichen Nachweis wird daher durch den Einsatz massiven Materials die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten anderer Teilchen als Myonen minimiert. Die Absorberstärke ist dabei ein Kompromiss zwischen einer guten Hadronenabsorption und einer geringen Vielfachstreuung für Myonen. Diese Vielfachstreuung im Material bestimmt letztlich auch den minimalen Impuls, bei dem Myonen noch als solche identifizierbar sind. Langsamere Myonen erfahren im Mittel eine zu starke Ablenkung von ihrer ursprünglichen Flugrichtung, als dass ihre Spuren noch mit den im OTR und ITR gefundenen Segmenten verknüpft werden könnten.

Der Myon-Detektor, dessen Aufbau in Abbildung 3.11 schematisch dargestellt ist, besteht aus vier Superlagen, die mit MU1–MU4 bezeichnet sind. Insgesamt kommen drei verschiedene Arten von Nachweisdetektoren zum Einsatz. Im äußeren Bereich des Detektors werden Doppellagen röhrenförmiger Proportionalkammern mit einem Querschnitt von 1,4 cm × 1,2 cm verwendet. Sie werden mit einer Mischung aus Ar und CF_4 im Verhältnis 80:20 betrieben. Die beiden Einzellagen einer Doppellage sind dabei um eine halbe Röhrenbreite gegeneinander verschoben. MU1 und MU2 setzen sich aus jeweils drei Stereolagen mit Winkeln von 0° und ±20° der Signaldrähte zur Vertikalen zusammen. Diese Ausführungsart wird als Tube-Kammer bezeichnet. Dagegen bauen sich MU3 und MU4 aus jeweils einer einzigen Stereolage, deren Drähte auf einen Winkel von 0° zur Vertikalen ausgerichtet sind, auf. Zusätzlich zu den Signalen der Anodendrähte werden hier die der Kathoden über so genannte Pads aus kupferbeschichtetem Phenol der Größe 12 cm × 10 cm ausgelesen. Die Bezeichnung dieser Kammern als Pad-Kammern ist darin begründet. Ihr Aufbau ist in Abbildung 3.11 skizziert. Im Bereich nahe des Strahlrohres mit bis zu 33 cm Abstand von der Mittelachse, sind alle vier Superlagen mit Gas-Pixel-Kammern ausgestattet. Die Zellen im Pixel-System mit einer Grundfläche von 9 mm × 9 mm werden durch vier Potenzialdrähte mit einer Länge von 30 mm, die parallel zur Strahlachse gespannt sind und einen Signaldraht umgeben, gebildet.

Vor den Superlagen MU1–MU3 befindet sich jeweils ein etwa 1 m dicker Hadronabsorber aus Eisenblöcken im inneren Bereich und Betonblöcken im äußeren. Zwischen MU3 und MU4 ist nur ein kleinerer Absorber aus 5 cm dickem Stahl installiert. Hier sollen die Effekte der Vielfachstreuung gering gehalten werden, da in Koinzidenzen der Signale beider Superlagen nach Startpunkten für die Verfolgung von $\mu^{\pm}$-Spuren in der ersten Filterstufe gesucht wird. Myonen benötigen einen Impuls von mindestens 4,5 GeV, um sämtliche Absorber zu durchdringen und in allen vier Superlagen nachgewiesen zu werden.

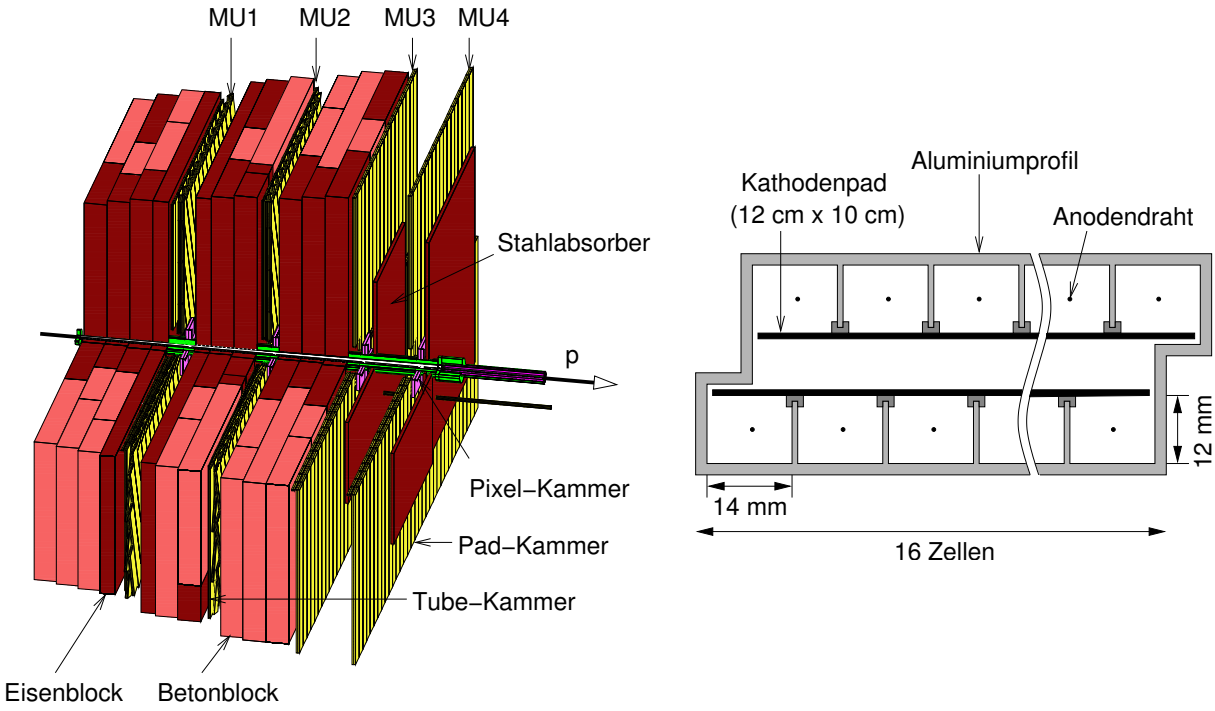


Abbildung 3.11: *Schematische Zeichnung des Myon-Detektors (links, nach [Fom97]) und Aufbau einer Pad-Kammer (rechts, nach [Sch01]).*

Bei einer Nachweiseffizienz für Myonen von 99 % wurde die Wahrscheinlichkeit ein π-Meson fälschlicherweise als Myon zu identifizieren zu 0,8 % gemessen. Für K-Mesonen ergab sich eine Wahrscheinlichkeit von 0,6 % [Tit00].

3.4 Online-Filtersystem

Die feine Segmentierung des HERA-B-Detektors führt zu über 500.000 Auslesekanälen, die zunächst allesamt bei der Aufklärung des Ergebnisses einer primären Wechselwirkung zwischen Strahlprotonen und Targetnukleonen zu berücksichtigen sind, d. h. ausgelesen und bewertet werden müssen. Insgesamt wird so mit jedem das Target passierenden Protonenpaket eine Informationsmenge von mehr als 450 KB erzeugt [Wag00]. Bei der Taktfrequenz des HERA-Protonenringes von 10,41 MHz entspricht das einer Datenrate von 5 TB/s. Diese Flut an Messdaten kann mit den augenblicklichen technischen Möglichkeiten weder vollständig online analysiert noch irgendwie archiviert werden. Durchführbar ist lediglich eine Endspeicherung von einigen MB/s. Da die Datenmenge eines Ereignisses nach dessen vollständiger Rekonstruktion eine Größe von ca. 100 KB aufweist, kann sie mit einer Rate von einigen 10 Hz auf Massenspeicher geschrieben werden. Eine Reduktion der Ereignisrate um sechs Größenordnungen ist demnach erforderlich. Auf der anderen Seite ist die inklusive Produktion der in erster Linie interessierenden $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Paare gegenüber allen inelastischen hadronischen Wechselwirkungen um Faktoren von $\mathcal{O}(10^3)$ bzw. $\mathcal{O}(10^6)$ unterdrückt [Loh94]. Um dennoch in akzeptabler Zeit eine adäquate Anzahl an Zerfällen von Mesonen, die schwere Quarks enthalten, aufzuzeichnen, bietet sich der Einsatz eines mehrstufigen Filtersystems an, welches bevorzugt die näher zu untersuchenden Ereignisse extrahiert und zur Speicherung weiterreicht.

In diesem Abschnitt wird das Filtersystem des HERA-B-Experimentes vorgestellt. Dabei wird zunächst auf seinen Aufbau aus insgesamt vier Stufen, deren charakteristischen Größen in Abbildung 3.12 aufgeführt werden, eingegangen. Diese vier Filterstufen sind größtenteils unabhängig voneinander implementiert und führen nacheinander eine sich verfeinernde Datenanalyse und -selektion durch. Wird ein Ereignis von einer Stufe als möglicherweise interessant akzeptiert, so wird eine entsprechende Nachricht zusammen mit den Ergebnissen der Berechnungen zur nächsten weitergeleitet. Da solchermaßen durch jede Filterstufe eine Reduktion der Ereignisrate erfolgt, muss die jeweils nachfolgende nur noch eine geringere Eingangsrate bewältigen. Dementsprechend steht hier mehr Zeit für die Entscheidung zur Verfügung, was komplexere Algorithmen und die Berücksichtigung weiterer Detektorinformationen erlaubt.

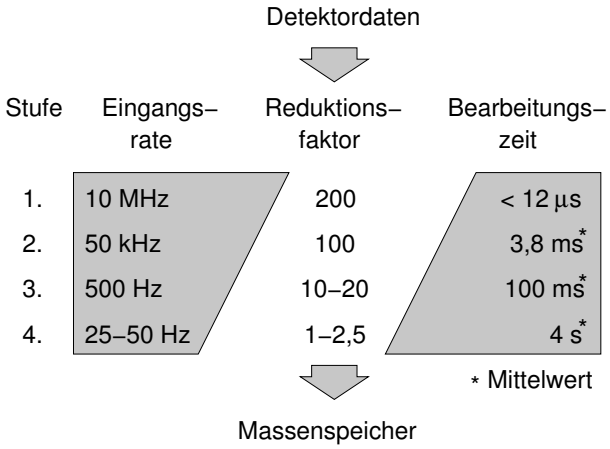


Abbildung 3.12: *Charakteristische Größen der einzelnen Filterstufen (nach [Wag00]). Die Detektordaten werden mit einer Rate von 10,41 MHz ausgelesen. Ein Teil davon steht dann der ersten Filterstufe für ihre notwendigerweise grobe Selektion zur Verfügung. Diese muss für jedes Ereignis nach spätestens 12 µs abgeschlossen sein. Da in den höheren Filterstufen immer mehr Zeit für die Entscheidung bleibt, die durch die immer weiter reduzierte Eingangsrate und die Kapazität des Zwischenspeichers für Ereignisse gegeben ist, kann die Analyse stets weiter verfeinert werden. Am Ende ist es möglich die Daten mit einer Rate von 25-50 Hz auf Massenspeicher zu schreiben.*

Über die Anpasssung einiger Parameter besteht eine gewisse Flexibilität, was die Kriterien zur Klassifizierung einzelner Ereignisse als potenziell interessant oder uninteressant durch die Filterstufen betrifft. Die bei der Aufzeichnung der in der vorliegenden Arbeit analysierten Messdaten angewandten Filtermodi werden im Anschluss beschrieben. Die meisten zielen darauf ab, den Zerfall von J/ψ-Mesonen in zwei Leptonen, $J/\psi \to l^+l^-$, zu identifizieren und zur näheren Analyse in den auf Massenspeichern gesicherten Daten anzureichern. Da B-Mesonen mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 1 % via $B \to J/\psi(\to l^+l^-)\,X$ zerfallen [PDG02], ist hierüber auch die Produktion von $b\bar{b}$-Paaren zugänglich.

3.4.1 Filterstufen

3.4.1.1 Vorfilter

Die Algorithmen der ersten beiden Filterstufen basieren auf der Verfolgung und Rekonstruktion von Teilchenspuren, zu der nur Detektordaten räumlich eingegrenzter Bereiche, so genannter RoIs[10], herangezogen werden. Aufgabe der beiden aus spezialisierter Hardware aufgebauten Vorfilter ist es, nach Leptonkandidaten mit hohem Transversalimpuls im betreffenden Subdetektor zu suchen und das Filtersystem mit entsprechenden ersten RoIs zu speisen.

[10] Region of Interest

Der ECAL-Vorfilter dient der Identifikation von $e^{\pm}$-Kandidaten. Hierzu wird eine schnelle Suche nach hohen Energiedepositionen durch elektromagnetische Schauer im ECAL aufgesetzt. Folgende Signatur führt dann zur Annahme eines aus 3×3 Kalorimeterzellen gebildeten ECAL-Clusters als $e^{\pm}$-Kandidat: Die Energiesumme des Clusters überschreitet einen vorgegebenen und vom Abstand des Clusters vom Protonenstrahlrohr abhängigen Schwellenwert – üblicherweise wird ohne Berücksichtigung der Ablenkung im Magnetfeld eine Transversalenergie von $E_{\mathrm{T}} > 1$–$1{,}2\,\mathrm{GeV}$ gefordert; die in der zentralen Zelle detektierte Energiemenge stellt ein lokales Maximum dar und ist größer als der halbe Schwellenwert. Der Abstrahlung von Bremsstrahlungsphotonen vor dem Magneten kann dabei Rechnung getragen werden, da der Vorfilter in der Lage ist, die möglichen Positionen von Bremsstrahlungsphotonen zu ermitteln. Die dort deponierte Energie kann dann in der ersten Filterstufe der Clusterenergie des $e^{\pm}$-Kandidaten zugeschlagen werden. Die durchschnittliche Effizienz des ECAL-Vorfilters beträgt zwischen 91,7 % im äußeren ECAL und 97,2 % im inneren [HER00]. Zusätzlich kann dieser Vorfilter zur Selektion von Ereignissen mit hochenergetischen Photonen eingesetzt werden.

Im Falle des Myon-Vorfilters wird eine Koinzidenz von Signalen in Pads verschiedener Superlagen als $\mu^{\pm}$-Kandidat akzeptiert. Das Schema hierfür sieht folgendermaßen aus. Zunächst werden die Signale der direkt hintereinander liegenden Kathodenpads der Pad-Kammern einer Doppellage durch ein logisches ODER verknüpft. Zu einem getroffenen Pad in MU3 wird dann wenigstens ein Treffer in einem der 3×2 perspektivisch zugeordneten Pads in MU4 gefordert. Unter Treffer wird dabei allgemein die Bestätigung des Teilchendurchganges durch ein entsprechendes Signal des jeweiligen Auslesekanals des Detektors verstanden. Für die überwiegende Anzahl an Kanälen des Myon-Vorfilters liegt die Effizienz bei 95-99 % [HER00]. Die ursprünglich ebenfalls vorgesehene Verwendung von Signalen des Pixel-Systems für den Myon-Vorfilter wurde während der Datennahme 2002/2003 allerdings lediglich getestet.

Die erste Filterstufe wird dann mittels einer standardisierten Nachricht über Ort, Flugrichtung und Teilchensorte der gefundenen Kandidaten sowie die daraus bestimmte RoI informiert und die Verfolgung der entsprechenden Spur dort initiiert. Da die gemeinsame Ausgangsrate der Vorfilter in der Größenordnung ihrer Eingangsrate liegt, wird hiermit im Allgemeinen noch keine Reduktion der Ereignisrate vorgenommen. Detailliertere Beschreibungen der Vorfilter finden sich in [Fla01, Sch01].

3.4.1.2 Erste Filterstufe

Die erste Filterstufe, der FLT[11], ist auf die Identifizierung der Leptonen eines $J/\psi \rightarrow l^+l^-$-Zerfalls optimiert. Ausgehend von den durch die beiden Vorfiltersysteme gefundenen Kandidaten werden dazu $e^{\pm}$- und $\mu^{\pm}$-Spuren durch die Superlagen des Spurkammersystems und gegebenenfalls des Myon-Detektors in Richtung auf das Targets hin, also entgegengesetzt der Teilchenflugrichtung, zurückverfolgt. Der Durchgang des Teilchens muss dabei durch Treffer in den OTR-Superlagen TC2, TC1, PC4 und PC1 – eine Einbindung des ITR in die erste Filterstufe war zwar vorgesehen, wurde aber bis zum Ende der Datennahme 2003 nicht realisiert – und für $\mu^{\pm}$-Kandidaten auch in den Myon-Superlagen MU4, MU3 und MU1 bestätigt werden. Alle diese Superlagen sind im feldfreien Raum hinter dem Magneten positioniert, wo Teilchenspuren durch Geraden beschrieben werden können. Nach Rekonstruktion der kinematischen Parameter der entsprechenden Leptonkandidaten kann die programmierbare Entscheidung der Filterstufe auf deren Anzahl, Sorte und Ladung sowie der invarianten Masse von Teilchenpaaren basieren.

Der FLT ist aus einem Netzwerk spezialisierter Prozessoren aufgebaut, das in Abbildung 3.13 schematisch dargestellt wird. Sämtliche durchgeführten Berechnungen basieren aufgrund der

[11] First Level Trigger

knapp bemessenen Zeit auf der Verwendung speziell programmierter Tabellen. Die eigentliche Spursuche erfolgt nachrichtenbasiert mittels eines von der Kalmanfiltertechnik adaptierten Algorithmus durch die TFUs[12]. Dafür ist jeder TFU ein bestimmter Bereich einer der insgesamt sieben im FLT verwendeten Superlage zugeordnet. Die Information über Teilchendurchgänge in den Auslesekanälen eines Detektorbereichs werden an die betreffende TFU synchron zum HERA-Takt auf optischem Weg übertragen und dort 128 Takte lang gespeichert. Die Daten werden dabei mit einer Taktnummer gekennzeichnet, um sie jederzeit wieder einem konkreten Ereignis zuordnen zu können. Eine parallele Prozessierung mehrerer Spuren unterschiedlicher Ereignisse asynchron zum HERA-Takt durch das TFU-Netzwerk wird so ermöglicht. Da eine Auswertung der Driftzeitinformation des OTR zu zeitaufwändig ist, wird diese auf eine einfache Information über getroffene Driftzellen reduziert. Zudem werden die Signale direkt hintereinander liegender Zellen durch ein logisches ODER verknüpft. Zur Spurensuche erhält jede TFU von den Vorfiltersystemen oder einer auf den Daten der vorhergehenden, also weiter vom Target entfernten Superlage prozessierenden TFU u. a. Informationen über eine RoI, die sich auf den der TFU zugeordneten Detektorbereich bezieht, und die zugehörige Taktnummer. In der spezifizierten Suchregion durchmustert die TFU die unter der Taktnummer gespeicherten Detektorinformationen auf räumliche Koinzidenzen von Treffern in allen drei Stereolagen. Nur in MU3 und MU4, wo lediglich eine Stereolage zur Verfügung steht, wird das Auftreten von einzelnen Treffern innerhalb der RoI als Koinzidenz gewertet. Findet die TFU eine entsprechende Koinzidenz, extrapoliert sie die Spur unter Verwendung aller bisher gefundenen Treffer und der Annahme, dass die Spur auf das Target führt, in die nachfolgende Superlage und berechnet dort eine ähnliche, aber enger begrenzte RoI. Diese wird mittels einer Nachricht an die TFUs übergeben, deren zugeordneter Detektorbereich eine Schnittregion mit der neuen RoI aufweist. Findet die TFU dagegen mehrere Koinzidenzen, berechnet sie jeweils eine Suchregion und erzeugt die entsprechende Anzahl an Nachrichten. Wird allerdings keine Koinzidenz gefunden, bricht die Spurverfolgung für den betreffenden $e^{\pm}$- bzw. $\mu^{\pm}$-Kandidaten zumindest in der durch die RoI vorgegebenen Richtung ab. Auf diese Art werden sukzessive die Spuren der Teilchen ermittelt, die verantwortlich für die durch die Vorfilter gefundenen Signaturen sind, und auf zufälligen Signalen basierende Nachrichten eliminiert. Mit jedem Schritt gewinnt dabei die Bestimmung der entsprechenden Bahnparameter an Präzision, was zu einer stetig sinkenden Größe der RoI führt. Insgesamt besteht das Netzwerk aus 73 TFUs, davon 17 für den Myon-Detektor und 56 für das Spurkammersystem.

Gelingt die Spurverfolgung eines Leptonkandidaten durch alle der insgesamt 12 für $e^{\pm}$- bzw. 17 für $\mu^{\pm}$-Kandidaten berücksichtigten Detektorlagen bis einschließlich der der PC1, so wird die Spur in eine in der Mitte des Magneten liegende, imaginäre Superlage extrapoliert. Zur Berechnung der relevanten kinematischen Bahnparameter wird eine entsprechende Nachricht an eine von vier TPUs[13] übergeben. Unter der Annahme, dass der Ursprung des durch die Spur beschriebenen Teilchens bei einer mittleren Targetposition liegt, wird aus der dann bestimmbaren Ablenkung, die das Teilchen im Magnetfeld erfahren hat, sein Impuls abgeschätzt. Seine Ladung folgt aus der Richtung der Ablenkung. Somit wird erstmals die eindeutige Zuordnung eventueller, durch den ECAL-Vorfilter identifizierter Bremsstrahlungscluster zu den Spuren von $e^{\pm}$-Kandidaten möglich. Deren rekonstruierte Impuls kann dann mit der Clusterenergie korrigiert werden. In der TPU ist es zudem möglich, erste Bedingungen an die Leptonkandidaten zu stellen. So können Teilchenspuren, die einstellbaren Kriterien in Bezug auf Gesamt- und Transversalimpuls sowie für $e^{\pm}$-Kandidaten auf das Verhältnis E/p der im ECAL rekonstruierten Energie E zum Teilchenimpuls p nicht genügen, verworfen werden. Darüber hinaus können

[12] Track Finding Unit
[13] Track Parameter Unit

Nachrichtendublikate – so genannte Klone –, die ihre Ursache in der mehrfachen Verfolgung derselben Teilchenspur aufgrund von nahe beieinander liegenden Treffern oder sich überlappenden TFU-Bereichen haben, eliminiert werden. Optional erlaubt es die TPU außerdem, die Anzahl der für ein Ereignis akzeptierten Spuren zu begrenzen.

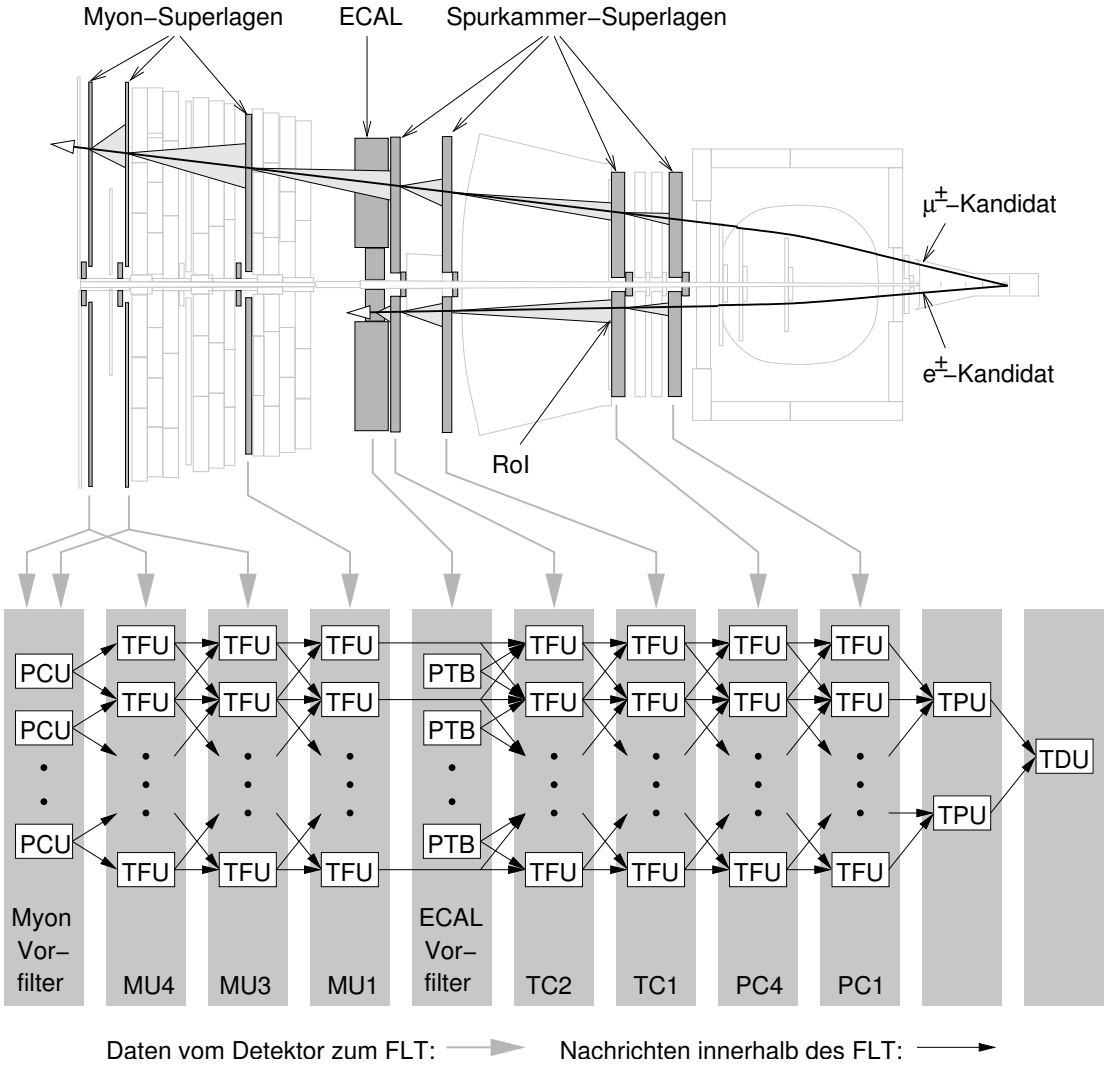


Abbildung 3.13: *Überblick über das Netzwerk der Vorfilter und des FLT (nach [Nör03a]). PTB und PCU bezeichnen dabei die spezielle Hardware des ECAL- bzw. Myon-Vorfilters. Schematisch dargestellt ist die schrittweise Verfolgung von Teilchenspuren unter Verwendung von RoIs für Elektron- und Myonkandidaten.*

Die Entscheidung über Verwerfen oder Akzeptieren eines Ereignisses auf FLT-Ebene trifft die TDU[14]. Da die Verfolgung einzelner Spuren eines Ereignisses unterschiedlich viel Zeit beansprucht und die Bearbeitung der Nachrichten durch TFU und TPU asynchron erfolgt, sammelt die TDU zunächst alle Spurkandidaten und sortiert sie nach dem Ereignis, zu dem sie gehören. Die Spuren werden dann zu Paaren, die Teilchen derselben Sorte und unterschiedlicher Ladung beschreiben, kombiniert und deren invariante Masse berechnet. Im Paarmodus der TDU wird ein Ereignis angenommen, wenn eben diese invariante Masse eines Paares oberhalb einer in

[14] Trigger Decision Unit

Abhängigkeit von der Teilchensorte gesetzten Masseschwelle liegt. Der Zerfall massiver Mutterteilchen, wie beispielsweise des J/ψ-Mesons, kann so bevorzugt selektiert werden. Parallel dazu kann eine Entscheidung im Zählmodus gefällt werden. Diese basiert auf der Anzahl gefundener Teilchen einer Sorte ober- bzw. unterhalb einer einstellbaren Transversalimpulsschwelle. Sämtliche Schwellwerte sind dabei unabhängig voneinander variierbar. Zudem können die unterschiedlichen Entscheidungsklassen mit individuellen Skalierungsfaktoren versehen werden. Akzeptiert die TDU ein Ereignis, werden die einzelnen Spurnachrichten und die Information, was letztlich zur positiven Entscheidung geführt hat, dem Detektordatensatz zur späteren Analyse hinzugefügt.

Die mittlere Effizienz des FLT, eine $e^{\pm}$- bzw. $\mu^{\pm}$-Spur aus einem $J/\psi \rightarrow l^+l^-$-Zerfall zu finden, wurde zu 55 % bzw. 30 % bestimmt [Nör03b]. Sie variiert stark in der Zeit und der Detektorregion, was in erster Linie auf die instabile optische Datenübertragung vom Detektor zu den TFUs zurückgeführt wird [Bal03]. Eine umfassende Beschreibung der ersten Filterstufe findet sich in [Fle02, Bru02, Nör03a].

3.4.1.3 Zweite Filterstufe

Die zweite Filterstufe, auch mit SLT[15] abgekürzt, ist als Softwarefilter in Form mehrerer nacheinander auszuführender Algorithmen realisiert. Ihre Aufgabe besteht darin, die durch den FLT gefundenen Spuren durch die Verwendung weiterer Detektorinformationen mit größerer Präzision neu zu rekonstruieren. Außerdem wird die Spurverfolgung auf den VDS ausgedehnt. Ähnlich wie im FLT verwendet jeder Teilalgorithmus ausschließlich die Detektordaten innerhalb zuvor definierter RoIs und ist in der Lage, einzelne Spuren und ganze Ereignisse zu verwerfen. Der nachfolgende Teilschritt arbeitet demnach bereits mit einer reduzierten Eingangsrate. Alternativ zu den durch den FLT gefundenen Spuren kann der SLT auch die durch die Vorfiltersysteme selektierten Leptonkandidaten als Ausgangspunkte der Spurrekonstruktion und zur Berechnung entsprechender RoIs verwenden. Hierzu werden ihm in einem im Vergleich zu Abbildung 3.13 leicht modifizierten Aufbau mit jedem vom FLT akzeptierten Ereignis über eine zweite TDU die ursprünglichen Nachrichten der beiden Vorfiltersystem übergeben.

Das Prinzip des ersten, Slicer genannten Algorithmus ist verhältnismäßig einfach, da er die volle Eingangsrate des SLT verarbeiten muss. Um auf zufällig entstandenen Signaturen basierende Spurkandidaten zu eliminieren, wird lediglich die Existenz von Treffern auf einer grob abgeschätzten geraden Linie in den 0°-Stereolagen der sechs Spurkammer-Superlagen zwischen Magnet und ECAL überprüft. Dazu wird die sich über alle Superlagen erstreckende RoI in Richtung der x-Koordinatenachse in insgesamt 64 sich teilweise überdeckende Unterbereiche, die eine mögliche Teilchenspur einhüllen sollen, geteilt. Gefordert werden dann mehr als acht Treffer in wenigstens vier Superlagen innerhalb mindestens eines dieser Unterbereiche.

Refit, der zweite Algorithmus, ist ein vereinfachter Kalmanfilter, der die Spurkandidaten bestätigt und verfeinert. Er stützt sich dabei zunächst auf die auch in Slicer verwendeten Treffer in den 0°-Stereolagen der Spurkammer-Superlagen und rekonstruiert die Spur in der horizontalen, durch die Koordinatenachsen x und z aufgespannten Ebene. Erst dann werden auch die Treffer in den ±5°-Stereolagen innerhalb der RoI hinzugezogen, um die Bahnparameter in Richtung der y-Achse zu berechnen. Wie Tests gezeigt haben, führt eine Auswertung der Driftzeiten nur zu einer maginalen Verbesserung der Präzision, aber zu einem signifikanten Anstieg der benötigten Zeit [Dam03]. Aus diesem Grund wird darauf verzichtet und ausschließlich die reduzierte Trefferinformation verwendet. Ereignisse mit weniger als der einstellbaren Mindestanzahl von Spuren nach diesem Schritt können an dieser Stelle zurückgewiesen werden.

[15] Second Level Trigger

Als nächstes werden die verifizierten Spuren mit dem Modul L2Magnet durch das Magnetfeld bis zum VDS extrapoliert. Dafür werden neben Informationen über die verwendeten Targetdrähte und deren Position Treffer in den zwischen Vakuumtank und Magneten installierten Superlagen MC1 des OTR und SI8 des VDS verwendet. Das Ziel ist lediglich die Definition entsprechender RoIs zur Fortsetzung der Verfolgung von Spuren im VDS. Eine Reduktion der Ereignisrate findet hierdurch im Prinzip nicht statt.

Die Spurrekonstruktion im VDS erfolgt mit L2Sili auf der Basis der Kalmanfiltertechnik. Dabei werden die von L2Magnet angebotenen RoIs verwendet. Aus Zeitgründen wird die Rekonstruktion in den sieben verbliebenen VDS-Superlagen unabhängig voneinander in x- und y-Koordinaten durchgeführt. Die Vielfachstreuung im Detektormaterial erfährt hierbei Berücksichtigung, da eine exakte Kenntnis nicht nur der Bahnparameter sondern auch ihrer Kovarianzmatrix im nachfolgenden Schritt erforderlich wird. Forderungen an die Anzahl von Spuren oder an deren Abstände voneinander können gestellt werden.

Abschließend wird mit L2Vertex überprüft, ob Paare von Spurkandidaten von einem gemeinsamen Vertex ausgehen. Optional können Bedingungen an die Qualität des Vertex und dessen Abstand vom Target gestellt werden. Es wird davon ausgegangen, dass im Falle der Suche nach Zerfällen der Art $B \to J/\psi(\to l^+l^-)\,X$ bereits hierdurch eine ausreichende Reduktion der Ereignisrate erfolgt. Solche Ereignisse werden dann direkt der vierten Filterstufe übergeben. Sollen dagegen Zerfälle untersucht werden, bei denen die gefundenen Leptonen keinen gemeinsamen Vertex bilden, kann die Größe des Stoßparameters der Teilchenspuren relativ zum nächstgelegenen Targetdraht als Selektionskriterium herangezogen werden.

Die Algorithmen des SLT werden auf einer aus 240 PCs zusammengesetzten Rechnerfarm abgearbeitet. Ein PC führt dabei alle Teilschritte für ein Ereignis durch, prozessiert dieses Ereignis also komplett. Die Effizienz des SLT, eine tatsächlich vorhandene Teilchenspur zu finden, wurde in Simulationen zu 77 % bestimmt [Núñ03], und deren Übereinstimmung mit der in realen Daten bestätigt [Med03]. Eine ausführliche Darstellung des SLT bieten [Pet02, Dam03].

3.4.1.4 Dritte Filterstufe

Die dritte Filterstufe, der TLT[16], kann anschließend erstmals auf die gesamte Detektorinformation zugreifen. Er ist nicht mehr auf die Vorgaben der Vorfiltersysteme und begrenzte Suchregionen beschränkt. Dem TLT kommt vor allem bei der Suche nach solchen Zerfällen große Bedeutung zu, bei denen die vom SLT rekonstruierten Teilchenspuren keinem gemeinsamen Vertex entspringen. Die bisher verwendeten kinematischen Zwangsbedingungen sind für diese Zerfallskanäle nicht ausreichend, um sie klar von Untergrundereignissen zu separieren, und die Ratenreduktion durch die ersten beiden Filterstufen ist noch zu gering. Das trifft in erster Linie auf semileptonische Zerfälle von B- und D-Mesonen zu, für die der SLT lediglich die Existenz entsprechender Leptonkandidaten nachgewiesen hat.

Da die Entscheidung auf Grundlage der gesamten Ereignistopologie getroffen werden kann, ist der Spielraum für denkbare Selektionskriterien im TLT sehr groß. Bisher ist allerdings nur eine schnelle Rekonstruktion von Spuren im VDS implementiert, die es erlaubt, primäre und sekundäre Vertices sowie Spuren außerhalb der durch den SLT definierten RoIs zu finden. Untersuchungen zeigen, dass eine auf großen Stoßparametern basierende Ereignisselektion die Signaleffizienz für semileptonische Zerfälle um bis zu 30 % erhöhen kann [HER00].

Um unnötigen Datentransfer und den damit einhergehenden Zeitverlust zu vermeiden, werden die Algorithmen des TLT auf demselben Prozessor der Rechnerfarm ausgeführt, der das betreffende Ereignis bereits im SLT bearbeitet hat. Nähere Informationen sind in [Sch00].

[16] Third Level Trigger

3.4.1.5 Vierte Filterstufe

Die vierte und letzte Filterstufe ist der 4LT[17]. Sie dient in erster Linie der vollständigen Rekonstruktion akzeptierter Ereignisse aus den Detektordaten. Die einzelnen Ereignisse werden nach frei programmierbaren Kriterien klassifiziert, wobei gegebenenfalls eine weitere Selektion auf dieser Grundlage vollzogen wird. Zudem können die Konstanten für Kalibration und Positionierung der verschiedenen Subdetektoren gewonnen werden, die wiederum Auswirkungen auf die Ereignisrekonstruktion haben. Des Weiteren werden Parameter, die Rückschlüsse auf die Datenqualität erlauben, ermittelt und diese Informationen einer kontinuierlichen Überwachung zur Verfügung gestellt. Für einen erfolgreichen Datennahmebetrieb ist das von großer Bedeutung.

Die Prozesse des 4LT laufen auf einer eigenen Rechnerfarm aus 200 PCs. Nach der Rekonstruktion und finalen Selektion der Ereignisse erfolgt die endgültige Archivierung der Daten auf Massenspeichern. Eine Reihe von Notizen und Vorträgen zum 4LT stellt [Gel01] zusammen.

3.4.2 Filtermodi

Wie bei der Beschreibung der einzelnen Filterstufen deutlich wurde, existieren eine Reihe von Parametern, die auf die konkreten Gegebenheiten abzustimmen sind. Die Rahmenbedingungen werden dabei durch das Ziel der geplanten Datenanalyse und das aktuelle Leistungsverhalten des Detektors gesteckt. Nicht in jedem Fall werden alle Filterstufen in ihrer vollen Funktionalität verwendet. Insbesondere der FLT konnte nie seine ursprünglich im Design vorgesehenen Fähigkeiten entfalten. Ursache waren die instabilen optischen Datenübertragungen und Ineffizienzen in den Detektorlagen. Vor allem der auf Software basierende SLT bietet dann eine hinreichende Flexibilität, um durch zusätzliche Module Aufgaben des FLT oder der Vorfiltersysteme zu übernehmen, diese quasi zu emulieren. Daraus folgen letztlich verschiedene Filtermodi, die zu einer jeweils unterschiedlichen Anreicherung spezieller Reaktionen in den aufgezeichneten Datensätzen führen. Auf die vor der Speicherung der für die vorliegenden Arbeit relevanten Messdaten verwendeten Modi wird im Folgenden kurz eingegangen. Eine exakte Beschreibung und Untersuchung des SLT in den verschiedenen Filtermodi findet sich in [Pet02].

3.4.2.1 Zufall-Filter

Die simpelste Form der Datenfilterung ist der Zufall-Filter. Hier wird eine über die Positionsnummern des HERA-Protonenringes gleichverteilte Zufallszahl generiert, welche dann die Auslese der Detektordaten zu einem konkreten Zeitpunkt bestimmt. Der einzige Grund, nicht einfach kontinuierlich alle Ereignisse auszulesen, liegt in der nach wie vor notwendigen Reduktion der Ereignisrate vor der Speicherung. Die so ausgewählten Daten sind frei von sämtlichen systematischen Effekten, die durch alle komplexeren Filter eingeführt werden. Um diese systematischen Effekte genauer studieren zu können, erfolgt parallel zu jedem anderen Filtermodus solch eine Zufallsauswahl. Diese im Prinzip ungefilterten Ereignisse werden als solche gekennzeichnet und in der Größenordnung einiger Prozent allen aufgezeichneten Datensätze beigefügt.

Im April 2000 wurden zusätzlich dazu 4.000.000 ungefilterte Ereignisse zumeist bei einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz aufgezeichnet. Diese wurden u. a. zu Studien des V^0-Produktionswirkungsquerschnittes [Abt03b], der Λ-Polarisation [Ple02] und der ϕ-Produktion [Jag03] verwendet.

[17] Fourth Level Trigger

3.4.2.2 Wechselwirkung-Filter

Der Wechselwirkung-Filter soll Ereignisse mit inelastischen p-N-Wechselwirkungen anreichern. In Abhängigkeit von der Targetrate ist ein Großteil der mit dem Zufall-Filter ausgewählten Ereignisse nämlich schlicht leer, d. h. ohne primäre hadronische Wechselwirkung. Als Signatur für solch eine Wechselwirkung werden mehr als 20 im RICH detektierte Treffer oder eine Gesamtenergiedeposition von mehr als 1 GeV im inneren ECAL angesehen. Wie beim Zufall-Filter wird zunächst eine über die Positionsnummern des HERA-Protonenringes gleichverteilte Zufallszahl generiert. Für das betreffende Ereignis werden dann auf der SLT-Ebene die Treffer im RICH und die Energiedepositionen im ECAL aufsummiert. Genügt wenigstens einer dieser Parameter dem Selektionskriterium, wird abschließend überprüft, ob die mit der Positionsnummer korrespondierende Position im HERA-Protonenring tatsächlich mit einem Protonenpaket besetzt ist. Im Erfolgsfall wird der entsprechende Datensatz zur Rekonstruktion und Archivierung weitergereicht. Die Filtereffizienz, d. h. die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis mit einer einzelnen p-N-Wechselwirkung zu identifizieren, beträgt 95 % ohne Berücksichtigung der Totzeit aufgrund der Zufallsauswahl von Ereignissen zur Ratenreduktion [Spe03].

Dieser Filtermodus wurde erst zur Datennahme 2002/2003 implementiert. Unter seinem Einfluss wurden vornehmlich im Dezember 2002 bei einer Wechselwirkungsrate von 1,5 MHz etwa 250.000.000 Ereignisse erfasst. U. a. werden sie augenblicklich zur Bestimmung der K^*- und ϕ-Produktionswirkungsquerschnitte analysiert [Eld04, Sym04].

3.4.2.3 Ein-Lepton-Filter

Ausgangspunkt für den Ein-Lepton-Filtermodus sind die Nachrichten des ECAL- und des Myon-Vorfilters. Der FLT muss dann zumindest die Spur eines Leptonkandidaten mit einem Transversalimpuls von $p_\mathrm{T} > 1\,\mathrm{GeV}$ bestätigen. Anschließend präzisiert der SLT mit Slicer, Refit, L2Magnet und L2Sili die Bahnparameter der durch den FLT gefundenen Spur und verstärkt gegebenenfalls die Forderung nach einem großen Transversalimpuls auf $p_\mathrm{T} > 1{,}5\,\mathrm{GeV}$.

Das im August 2000 bei einer Wechselwirkungsrate von 2 MHz bzw. 5 MHz nach diesem Filtermodus aufgezeichnete Datensample umfasst etwa 5.000.000 Ereignisse. Mit ihnen wurden beispielsweise Untersuchungen zur Produktion von D-Mesonen angestellt [Con02].

3.4.2.4 Zwei-Leptonen-Filter

Im Zwei-Leptonen-Filtermodus reduziert sich die Aufgabe des FLT auf die Forderung nach zumindest zwei durch ECAL- oder Myon-Vorfilter identifizierten $e^\pm$- oder $\mu^\pm$-Kandidaten. In einem zusätzlichen SLT-Modul wird anschließend eine vollständige Rekonstruktion des ECAL durchgeführt. Die Cluster mit einer unter Vernachlässigung der Ablenkung im Magnetfeld berechneten Transversalenergie von $E_\mathrm{T} > 1\,\mathrm{GeV}$ werden zu Paaren kombiniert und die invariante Masse ermittelt. Dafür wird den zugunde liegenden Teilchen eines Paares über die Annahme, sie seien im Magnetfeld jeweils nach außen abgelenkt worden, eine entgegengesetzte Ladung zugeordnet. Ihr Impuls wird zudem gleich der im ECAL-Cluster deponierten Energie, vermehrt um die Energie eventuell identifizierter Bremsstrahlungscluster, gesetzt. Ergibt sich für ein Paar eine invariante Masse von $m_{e^+e^-} > 2\,\mathrm{GeV}$, werden entsprechende RoIs zur Verfolgung der Teilchenspuren berechnet. Parallel dazu wird überprüft, ob sich die durch den Myon-Vorfilter gefundenen $\mu^\pm$-Kandidaten durch auf einer Geraden mit der entsprechenden Koinzidenz liegende Treffer in den 0°-Stereolagen von MU1 und MU2 bestätigen lassen. Durch Annahmen über Ladung und Transversalimpuls werden auch hier RoIs zur weiteren Spurverfolgung festgelegt. Ein Ereignis wird endgültig akzeptiert, wenn es dem SLT gelingt, die Spuren zumindest eines Leptonpaares

derselben Teilchensorte mit Slicer, Refit, L2Magnet und L2Sili innerhalb der RoIs zu rekonstruieren. Die inklusive Effizienz der Detektion von $J/\psi \to l^+l^-$-Zerfällen nach Anwendung dieses Filters wurde in Simulationen zu 1–2 % bestimmt [HER00].

Zwischen Mai und August 2000 wurden auf diese Weise bei einer mittleren Wechselwirkungsrate von 5 MHz gut 15.000.000 Ereignisse auf Massenspeicher geschrieben. Die Rate an tatsächlich erfassten J/ψ-Mesonen erreichte Spitzenwerte von 100/h in jedem der beiden Kanäle. Die Daten wurden insbesondere zur Messung des $b\bar{b}$-Produktionswirkungsquerschnittes [Abt03a], zu χ_c-Studien [Abt03c], und der Bestimmung des differenziellen J/ψ-Produktionswirkungsquerschnittes [Bar02, Buc02] herangezogen. Zudem konnten erste Resultate der Untersuchung der A-Abhängigkeit der J/ψ-Produktion vorgestellt werden [Bru02].

3.4.2.5 J/ψ-Filter

Auf FLT-Ebene basiert die Entscheidung im J/ψ-Filtermodus auf der Existenz mindestens zweier Vorfilternachrichten derselben Teilchensorte, von denen wenigstens eine durch die Spurverfolgung im FLT erfolgreich zu bestätigen ist. An dieser Stelle findet das erstmals eingesetzte RICH-Multiplizitätsveto-System Verwendung. Dieses summiert hardwarebasiert die Treffer im RICH auf und unterbindet ab einer bestimmten Anzahl die Erzeugung von Nachrichten der beiden Vorfiltersysteme zu dem betreffenden Ereignis. Dadurch wird die hohe Belastung der FLT-Prozessoren durch Ereignisse mit mehreren gleichzeitig stattfindenden p-N-Wechselwirkungen und der daraus folgenden großen Zahl auch zufälliger Trefferkoinzidenzen effektiv vermieden [Cru02]. Der SLT berechnet die von ihm verwendeten RoIs aus den Vorgaben der Vorfilter ohne Berücksichtigung der vom FLT bereits gefundenen Spur. Dafür legt er die beiden möglichen Ladungen der Leptonkandidaten, für $e^{\pm}$-Kandidaten die Equivalenz von Impuls und Clusterenergie und für $\mu^{\pm}$-Kandidaten einen Transversalimpuls von $0{,}7\,\mathrm{GeV} < p_\mathrm{T} < 2{,}5\,\mathrm{GeV}$ zugrunde. Myon-Vorfilternachrichten müssen zuvor noch durch auf einer Geraden mit der entsprechenden Koinzidenz liegende Treffer in den 0°-Stereolagen von MU1 und MU2 bestätigt werden. Anschließend erfolgt die Spurrekonstruktion über Slicer, Refit, L2Magnet und L2Sili. Die so verifizierten Spurkandidaten werden zu Paaren, die Teilchen derselben Sorte und ungleicher Ladung beschreiben, kombiniert. Bestätigt L2Vertex, dass zumindest ein solches Paar einen gemeinsamen Vertex aufweist, wird das Ereignis endgültig akzeptiert.

Insgesamt konnten zwischen Oktober 2002 und Februar 2003 bei einer mittleren Wechselwirkungsrate von 5 MHz und unterschiedlichen Targetkonfigurationen gut 150.000.000 Ereignisse unter Verwendung des J/ψ-Filters aufgezeichnet werden. Im Mittel wurde eine J/ψ-Rate von deutlich über 1000/h in der Summe beider Kanäle erzielt. Dieses Datensample liegt den in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Charmonium-Studien zugrunde.

3.5 Messdaten

3.5.1 Datenerfassung

Einen Überblick über das Datennahmesystem von HERA-B, die DAQ[18], vermittelt Abbildung 3.14. Es umfasst sämtliche Komponenten, die in die Realisierung und Steuerung des Datenflusses, ausgehend von den einzelnen Subdetektoren bis zur endgültigen Archivierung auf Massenspeichern, involviert sind. Darin eingebettet sind die Komponenten des Filtersystems.

Zunächst werden mit jedem HERA-Takt die über 500.000 Detektorkanäle mittels für die einzelnen Subdetektoren spezifischen Systemen ausgelesen. Diese Auslesesysteme leisten die not-

[18] Data Acquisition

wendige Aufbereitung, z. B. Verstärkung, Pulsformung und Digitalisierung – im Falle des OTR schließt das die Driftzeitmessung ein –, der Detektorsignale und deren Zwischenspeicherung während der Bewertung des Ereignisses durch den FLT. Die als Ringpuffer konzipierten Zwischenspeicher können die Daten von 128 aufeinander folgenden Ereignissen aufnehmen. Jedes Ereignis wird somit nach $129 \times 96\,\text{ns} = 12{,}4\,\mu\text{s}$ unweigerlich überschrieben. Ist bis dahin keine Entscheidung zugunsten des Ereignisses durch den FLT gefallen, gehen seine Informationen unwiderruflich verloren. Werden diverse Signallauf- und -bearbeitungszeiten berücksichtigt, muss die Latenzzeit des FLT für eine effiziente Selektion sogar deutlich unter $12\,\mu\text{s}$ liegen [Ger00]. Darüber hinaus stellen die betreffenden Auslesesysteme mit jedem HERA-Takt teilweise vereinfachte Kopien – aus Driftzeiten im OTR werden dabei simple Trefferinformationen – der von den Vorfiltersystemen und dem FLT benötigten Daten zur Verfügung. Diese werden durch so genannte Vorfilter- bzw. FLT-Links übertragen, wobei gegebenenfalls eine filtergerechte Anpassung und Neuordnung der Daten erfolgt.

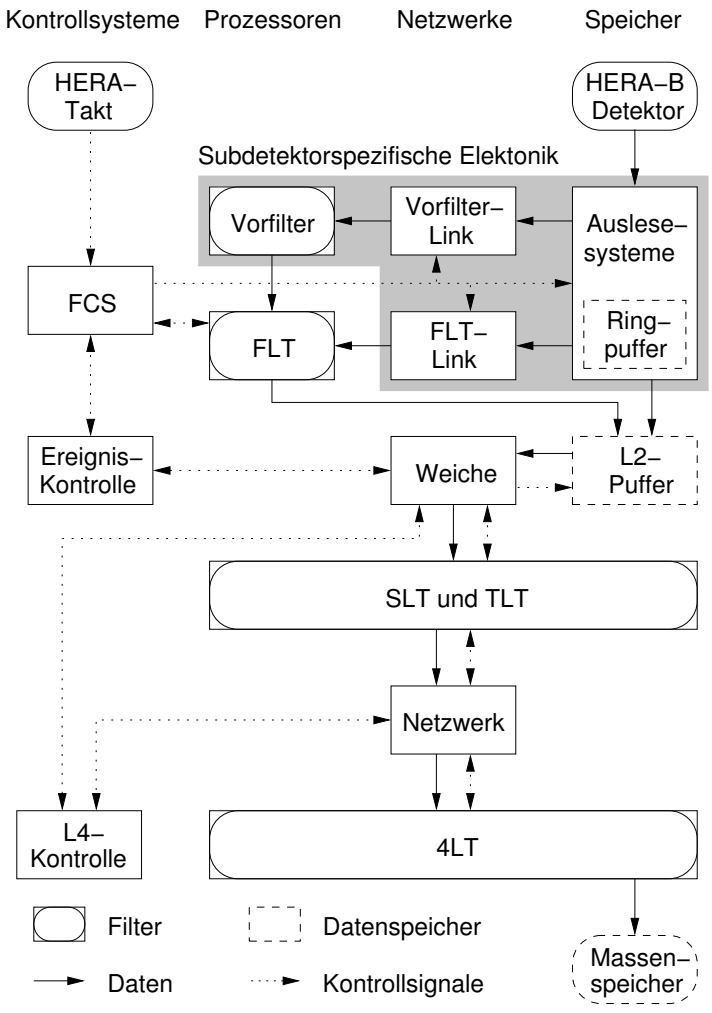


Abbildung 3.14: *Schema der DAQ-Architektur (nach [Wag00]). Die einzelnen Komponenten lassen sich nach ihrer Funktion in Prozessoren, Zwischenspeicher, Kontrollsysteme und Netzwerke unterteilen. Der Fluss von Daten und Kontrollsignalen zwischen den Komponenten ist schematisch dargestellt.*

Die Synchronisation der Detektorauslese wird vom so genannten FCS[19] vorgenommen. Es verteilt den, um Unterschiede in den Teilchenflugzeiten vom Target zum betreffenden Subde-

[19] Fast Control System

tekor und den Signalaufzeiten auszugleichen, unterschiedlich verzögerten HERA-Takt an die Auslesesysteme und die Links. Gleichzeitig wird die Taktnummer zur Identifikation des Ereignisses generiert und ebenfalls an Auslesesysteme und Links weitergegeben. Nach erfolgreicher Bearbeitung eines Ereignisses durch Vorfilter und FLT signalisiert dieser dem FCS eine positive Entscheidung. Das FCS überprüft daraufhin, ob die maximale Latenzzeit noch nicht überschritten ist, d. h. die Ereignisdaten sich noch im Ringpuffer der Auslesesysteme befinden, und veranlasst gegebenenfalls ihre Weitergabe an den so genannten L2-Puffer, den Zwischenspeicher des SLT. Dabei werden die das Ereignis betreffenden Nachrichten des FLT hinzugefügt. Durch das FCS werden darüber hinaus die für Zufall- und Wechselwirkung-Filter benötigten Zufallszahlen erzeugt und auf ihrer Basis eine Auslese des Detektors erzwungen.

Die Verwaltung der Speicherbereiche im L2-Puffer und den Transfer über die so genannte Weiche zu einem freien Prozessor des SLT steuert die vom FCS über die Annahme eines Ereignisses und dessen Kennnummer informierte Ereigniskontrolle. Im Prinzip kann ein Ereignis beliebig lange im L2-Puffer verbleiben, während die Algorithmen des SLT mit der angeforderten Teilmenge von Daten arbeiten. Eine mittlere Speicherdauer ergibt sich lediglich aus der Anzahl verfügbarer PCs in der gemeinsamen Rechnerfarm von SLT und TLT und der Eingangsrate des SLT. Der Speicherbereich wird erst freigegeben, wenn ein Ereignis vom SLT verworfen wird oder alle Daten eines Ereignisses im TLT zu einem gemeinsamen Datensatz zusammengesetzt und dann im lokalen Speicherbereich des betreffenden Prozessors gehalten werden. Sowohl L2-Puffer und Weiche als auch Ereigniskontrolle sind aus digitalen Signalprozessoren aufgebaut.

Der zu einem vom TLT akzeptierten Ereignis gehörende Datensatz wird über ein schnelles Netzwerk zur 4LT-Farm gesendet. Dabei übernimmt ein PC die Funktion der L4-Kontrolle, die dem Ereignis einen freien Prozessor zuweist. Nach Rekonstruktion durch den 4LT werden die Datensätze über einen zentralen Knoten zunächst temporär auf Festplatten gespeichert und von dort zur Archivierung automatisch auf Bandlaufwerke kopiert.

Weitere Informationen zur DAQ, insbesondere zum FCS, finden sich in [Ful99, Wag00].

3.5.2 Datenrekonstruktion

Das Design von HERA-*B* sieht vor, die selektierten Ereignisse bereits online im 4LT zu rekonstruieren. Während der Datennahme werden ausgehend von Startwerten erste Konstanten zur Kalibration und Positionierung der einzelnen Subdetektoren gewonnen und in der HERA-*B*-Datenbank gespeichert. Von dort werden sie zur Verwendung in den Berechnungen der Filterstufen und der Ereignisrekonstruktion aufgerufen. Durch detailliertere Offline-Analysen gewonnene, exaktere Kalibrations- und Positionierungskonstanten sowie verbesserte Algorithmen können nach der Datennahme dennoch eine erneute Rekonstruktion notwendig machen. In der Regel durchlaufen die Daten so einige Iterationen der Wiederaufbereitung. An dieser Stelle wird lediglich die Abfolge der durch die Rekonstruktionssoftware ARTE [HER96] durchgeführten Schritte angedeutet. Details sind den Referenzen zu den einzelnen Modulen zu entnehmen.

Zunächst werden die elektrischen Signale der Subdetektoren aufbereitet, d. h. in Treffer transformiert, die mit ihren Koordinaten die Orte, wo Teilchen die Detektorlagen passiert haben, beschreiben. Im Falle des OTR muss hierfür die gemessene Driftzeit in einen Abstand vom Signaldraht übersetzt werden. Für die ECAL-Zellen wird die gemessene Ladung in die deponierte Energie umgerechnet. Die Konstanten zur Kalibration und Positionierung werden dabei von der Datenbank angefordert und verwendet, um die Treffer korrekt im Raum anzuordnen. Mit der Multiplitität steigt die Wahrscheinlichkeit, zufällige Zusammenstellungen von Treffern als Teilchenspuren zu interpretieren. Aus diesem Grund werden Ereignisse mit mehr als 10.000 Treffern im OTR – das entspricht einer Belegungsdichte von gut 10 % – nicht rekonstruiert.

Im zweiten Schritt werden in einzelnen Subdetektoren autonome Segmente unter ausschließlicher Verwendung der Information des betreffenden Subdetektors rekonstruiert. Dazu zählt die Rekonstruktion von VDS- und Spurkammer-Segmenten mit CATS [Kis99] bzw. OTR/ITR-CATS [Eme01a] und RANGER [Man97]. Zudem wird mit CARE [Vil97] die Energiedeposition in benachbarten ECAL-Zellen zu Clustern verknüpft. Erste RICH-Ringe können in einem autonomen Modus mit RISE [Eck00] rekonstruiert werden.

Als nächstes erfolgt durch MARPLE [Igo98] die Verknüpfung von VDS- und Spurkammer-Segmenten zu rekonstruierten Teilchenspuren. Auch Spurkammer-Segmente für die keine Entsprechung im VDS gefunden werden kann, werden an dieser Stelle als Teilchenspuren akzeptiert. Danach werden unter Berücksichtigung aller Treffer die Bahnparameter sämtlicher Teilchenspuren mit RANGER aktualisiert und eventuell vorhandene mehrfache Verknüpfungen eines Spurkammer-Segmentes mit verschiedenen VDS-Segmenten eliminiert.

Es schließt sich ein zweiter Teil der ECAL-Rekonstruktion mit CARE an, bei dem die bisher rekonstruierten Teilchenspuren als Ausgangspunkte der Clustersuche verwendet werden. Dabei werden die im ersten Teil der ECAL-Rekonstruktion gebildeten komplexen Cluster möglicherweise in mehrere einzelne aufgespalten. Allen auf diese Weise noch nicht einer konkreten Teilchenspur zugeordneten Clustern wird über MARPLE versucht, ein bisher nicht mit einem Spurkammer-Segment verknüpftes VDS-Segment zuzuordnen. Solche VDS-ECAL-Verknüpfungen werden nachfolgend ebenso wie die verbliebenen autonomen VDS-Segmente als rekonstruierte Teilchenspuren akzeptiert, deren Bahnparameter mit RANGER zu aktualisieren sind.

Nachdem die eventuell mit RISE im RICH rekonstruierten Ringe mit MARPLE den Teilchenspuren zugeordnet wurden, erfolgt eine weitere Rekonstruktion von RICH-Ringen mit RITER [Pes01]. Dabei definiert der Anstieg einer Teilchenspur einen potenziellen Ringmittelpunkt und dient somit als Startpunkt der Zuordnung einzelner Signale der Photodetektoren zu Ringen. Im Anschluss werden die normierten Werte speziell konstruierter Likelihood-Funktionen als Maße für die Wahrscheinlichkeiten der in Betracht gezogenen Massehypothesen berechnet. Maße für die Wahrscheinlichkeiten der Teilchenhypothesen auf Basis der Messdaten des Myon-Detektors werden mit MUREC-B ebenfalls über die Werte von Likelihood-Funktionen berechnet. Dafür werden rekonstruierte Teilchenspuren bis zu den Superlagen des Myon-Detektors extrapoliert und entsprechende Detektorregionen dort nach möglichen Treffern abgesucht.

Aufgrund der Verknüpfungsalgorithmen von MARPLE ist es möglich, dass ein konkretes Segment eines Subdetektors Teil mehrerer bisher rekonstruierter Teilchenspuren ist. Mit CLONEREMOVE [Ple01] wird nun nach gewissen Qualitätskriterien solch eine Untermenge von Teilchenspuren zusammengestellt, bei denen jedes einzelne Segment tatsächlich nur einmal Verwendung findet.

In einem letzten Rekonstruktionsschritt wird GROVER [Eme01b] verwendet, um die Position primärer Vertices zu bestimmen. Werden deren Koordinaten über mehrere Ereignisse gemittelt, lassen sich Rückschlüsse über die aktuelle Target- und Protonenstrahlposition ziehen.

3.5.3 Monte-Carlo-Simulation

Für die Analyse von Messdaten ist die möglichst exakte Kenntnisse der geometrischen Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz des Detektors unerlässlich. Im Prinzip geht es um den mit sensitiven Detektorelementen abgedeckten Raumbereich und die Wahrscheinlichkeit, aus Detektorsignalen die Eigenschaften, wie Masse und Impuls, des sie verursachenden Teilchens zu bestimmen. Einfluss auf diese für den Detektor charakteristischen Größen haben u. a. die geometrische Konfiguration der Subdetektoren und deren Positionierung zueinander, die Verteilung eventuell defekter Auslesekanäle, die Rekonstruktionsalgorithmen und Selektionskriterien.

Zu ihrer Untersuchung wird das gesamte Geschehen innerhalb der komplexen Apparatur modelliert und simuliert. Ausgangspunkt sind mit Monte-Carlo-Methoden generierte Ereignisse. Dabei wird aus den Vorhersagen der QCD und phänomenologischen Modellen detailliert der Endzustand einer primären Wechselwirkung berechnet. Das Verhalten der in diesen Ereignissen produzierten Teilchen im Detektor und andersherum die Reaktion des Detektors auf den Durchgang der Teilchen muss dann aus einer akkuraten Simulation gewonnen werden. Das Ergebnis sind so genannte Monte-Carlo-Daten, die anschließend exakt denselben Rekonstruktions- und Selektionsalgorithmen unterworfen werden können wie reale Daten. Aus einem Vergleich der ursprünglich generierten Ereignisse, die die so bezeichnete Monte-Carlo-Wahrheit darstellen, mit den rekonstruierten Ereignissen, der Monte-Carlo-Rekonstruktion, kann – sorgfältigen und kritischen Umgang vorausgesetzt – Aufschluss über Akzeptanz und Effizienz gewonnen werden.

Die Erzeugung von Ereignissen, die Charmonium-Zustände enthalten, erfolgt bei HERA-B durch die beiden sich ergänzenden Generatoren PYTHIA/JETSET [Sjö94] und FRITIOF [Pi92]. Die Stärken von PYTHIA/JETSET liegen dabei in der Darstellung harter Prozesse, wie der Produktion schwerer Quarkpaare, in Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Dagegen ist FRITIOF für gewöhnliche inelastische Wechselwirkungen optimiert und erfasst dafür den Einfluss der das betreffende Nukleon umgebenden Kernmaterie auf die Reaktion. Konsequenterweise werden beide Generatoren deshalb miteinander kombiniert. Während PYTHIA/JETSET die Erzeugung eines Charmonium-Zustandes in p-N-Wechselwirkung simuliert, generiert FRITIOF den Rest des Ereignisses auf der Grundlage einer p-A-Wechselwirkung[20], wobei dem Proton die um die Energie des Charmoniums reduzierte Strahlenergie zugeordnet wird [Iva99]. Allerdings werden die verschiedenen physikalischen Produktionsmechanismen, die in p-N-Wechselwirkungen zu Charmonium-Zuständen führen, durch PYTHIA/JETSET nur teilweise berücksichtigt. Die Folge ist, dass die Simulation die Kinematik der entsprechenden Mesonen nicht angemessen realistisch abbildet. Die pragmatische Vorgehensweise bei der Behandlung dieser Diskrepanz besteht in der Anpassung der generierten Verteilungen der kinematischen Variablen p_{T} und x_{F} an die bereits im FNAL-Experiment E789 gemessenen Spektren [Sch95]. Das erfolgt über die Zuordnung spezieller Gewichte zu den einzelnen Monte-Carlo-Ereignissen [Iva99].

Die Verfolgung der Flugbahnen der generierten Teilchen erfolgt mit Hilfe von GEANT [Bru78]. Dazu wird der Einfluss des an dieser Stelle als ideal angesehenen Detektors auf die Teilchenbahn simuliert, wobei sich die Beschreibung des Magnetfeldes und die von Geometrie, Material und Positionierung der Subdetektoren mit der Realität während der Datennahme decken muss. Sämtliche physikalischen Prozesse, wie beispielsweise Vielfachstreuung und verschiedene Arten von Energieverlust, denen die Teilchen auf ihrem Weg durch den Detektor unterworfen werden, sind hier zu berücksichtigen. So werden die Orte, an denen die Teilchen die einzelnen Detektorlagen passieren würden, die so genannten Monte-Carlo-Auftreffpunkte, bestimmt.

Anschließend wird die Antwort des Detektors, seine Ausgangssignale, auf den Durchgang der Teilchen simuliert. Dabei werden den Effizienzen und Auflösungen der einzelnen Auslesekanäle Werte zugrunde gelegt, die den während der Datennahme beobachteten entsprechen, und defekte Kanäle maskiert. Am Ende dieses als Digitalisierung bezeichneten Prozesses stehen die simulierten Treffer, die durch die generierten Teilchen im Detektor erzeugt würden. Verwendung finden dabei die bei der Datennahme gewonnenen Kalibrations- und Positionierungskonstanten.

Die Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse erfolgt dann mit exakt derselben Software wie die Rekonstruktion entsprechender realer Daten. Besondere Beachtung erfordert dabei die bei realen Daten durch das Filtersystem online vorgenommene Ereignisselektion, die auf Monte-Carlo-Daten zu übertragen ist. Die Simulation entsprechender Signale des ECAL- bzw. Myon-

[20] Proton-Kern-Wechselwirkung

Vorfiltersystems erfolgt mit ECALSIM [Fla01] bzw. MUPRESIM [Ada02]. Auf deren Grundlage können die auf Software basierenden Algorithmen des SLT ihre Selektion wie in realen Daten durchführen. Die Nachbildung des FLT im J/ψ-Filter bereitet allerdings größere Probleme. Eine detaillierte Hardwaresimulation liefert nicht die während der Datennahme beobachteten Effizienzen, was auf die in der Simulation nicht zu erfassenden instabilen optischen Datenübertragungen vom Detektor zum FLT zurückzuführen ist. Den einzig praktikablen Ausweg bietet die Gewinnung dreidimensionaler – x- und y-Koordinate des Eintrittspunktes der vom FLT gefundenen Spur in TC2 und eine Linearkombination der x-Koordinaten der Eintrittspunkte in PC1 und TC2 – Effizienzkarten aus der Analyse realer Daten und deren Verwendung als Ereignisgewichte. Letztlich beruhen diese FLT-Effizienzkarten auf der Untersuchung, wie häufig eine vom SLT gefundene Teilchenspur auch durch den FLT zurückverfolgt werden konnte, wenn die zweite SLT-Spur bereits mit einer durch den FLT bestätigten identisch ist. Da die Selektion eines Ereignisses im SLT nicht von der Akzeptanz desselben durch den FLT abhängt, SLT und FLT folglich in ihrer Reihenfolge vertauscht werden können, ist diese Vorgehensweise möglich. Um konsistent zu bleiben, dürfen in der Datenanalyse dann allerdings auch nur solche Ereignisse Verwendung finden, für die zumindest einer der durch den SLT rekonstruierten Leptonkandidaten auch im FLT erfolgreich verfolgt wurde. Details hierzu finden sich in [Bal03].

Um die in realen Daten beobachteten Belegungsdichten zu reproduzieren, wird vor der Rekonstruktion jedem generierten $c\bar{c}$-Ereignis die generierten Reaktionsprodukte einer aus der Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert 1 folgenden Anzahl gewöhnlicher inelastischer p-N-Wechselwirkungen beigefügt.

Zumeist ist es für die Analysen notwendig, die Monte-Carlo-Wahrheit und die Monte-Carlo-Rekonstruktion miteinander in Beziehung zu bringen. Bei HERA-B wird einer aus Monte-Carlo-Daten rekonstruierten Spur dasjenige generierte Teilchen zugeordnet, dessen Monte-Carlo-Auftreffpunkte die Basis für den größten Anteil der für die Spurrekonstruktion verwendeten simulierten Treffer liefert. Allerdings sollte dieser Anteil einen einstellbaren Grenzwert von typischerweise 70 % überschreiten [Man99].

Abbildung 3.15 illustriert nochmals die Behandlung von mit Monte-Carlo-Methoden simulierten Ereignissen im Vergleich zur Erfassung realer Daten.

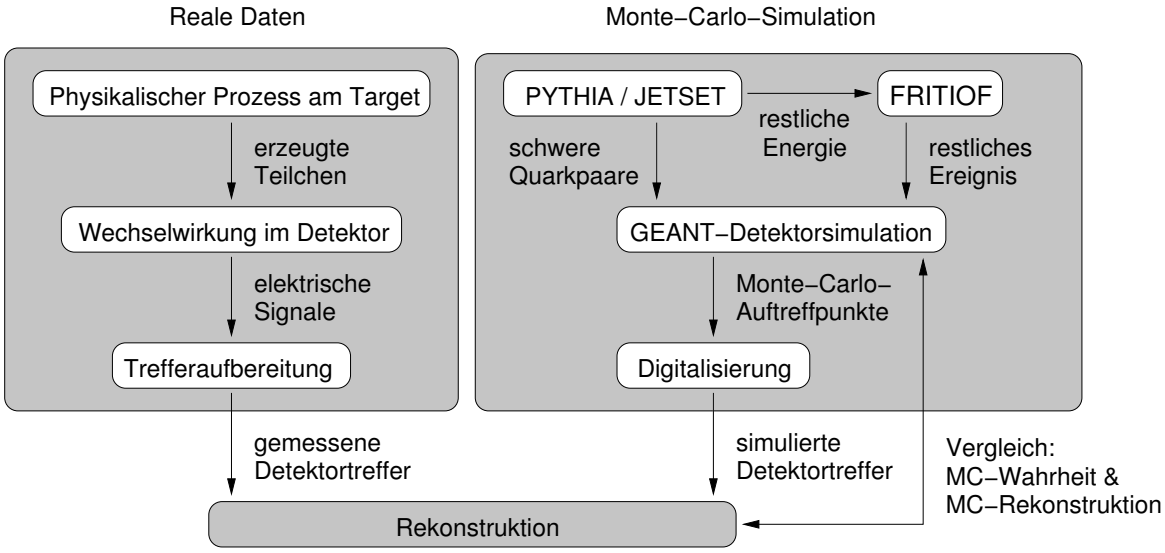


Abbildung 3.15: *Schema der Simulation von Ereignissen im Vergleich zur Erfassung realer Daten.*

3.6 Physikalisches Programm

Ursprünglich war der Beginn der Datennahme beim HERA-B-Experiment für 1999 vorgesehen. Allerdings traten während des Aufbaus und der Inbetriebnahme des Detektors unvorhergesehene technische Probleme auf [HER00]. Das verursachte ernsthafte Verzögerungen. Physikalisch interessante Daten konnten erst im Jahr 2000 innerhalb eines eng begrenzten Zeitrahmens mit einem immer noch unvollständigen Detektor aufgezeichnet werden. Es schloss sich ein gut einjähriger Umbau des HERA-Beschleunigers an. Diese Zeit ohne Protonenstrahl wurde zur notwendig gewordenen Reparatur und Modifikation des Detektors, der nach wie vor Designspezifikationen nicht erreicht, genutzt. Letztlich blieb für die Datennahme lediglich der Zeitraum von Oktober 2002 bis einschließlich Februar 2003. Die beiden Hauptrichtungen des aus diesen Gründen reduzierten Physikprogramms von HERA-B werden im Folgenden kurz vorgestellt. Weitere Angaben finden sich in [HER01].

- **$b\bar{b}$-Produktionswirkungsquerschnitt**
  Messungen des $b\bar{b}$-Produktionswirkungsquerschnittes in p-N-Streuung bei einer mit der von HERA-B vergleichbaren Schwerpunktsenergie wurden bisher von den beiden FNAL-Experimenten E789 [Jan95] und E771 [Ale99] durchgeführt. Allerdings weichen die beiden veröffentlichten Ergebnisse um den Faktor sieben voneinander ab und sind mit großen Unsicherheiten behaftet. Anhand der im Jahr 2000 aufgezeichneten Daten führte eine erste Messung mit dem HERA-B-Detektor zu einem mit neuesten QCD-Berechnungen übereinstimmenden Wert bei einer relativen Unsicherheit von 50 % [Abt03a]. Die während der Datennahmeperiode 2002/2003 in deutlich mehr als einer Größenordnung höherem Umfang erfassten Messdaten ermöglichen es, diese statistisch dominierte Unsicherheit erheblich zu verringern.

- **Nukleare Abhängigkeit der Produktion von Charmonium**
  Die Produktion von Charmonium-Zuständen ist in p-A-Wechselwirkungen gegenüber der in p-N-Wechselwirkung unterdrückt. Bisherige, beispielsweise durch das FNAL-Experiment E866 [Lei00] aufgezeichnete Messdaten sind auf den positiven Bereich der kinematischen Variable x_F beschränkt. Der HERA-B-Detektor ermöglicht durch seinen großen Akzeptanzbereich dagegen die Rekonstruktion von Charmonium-Zuständen mit positiven und negativen x_F-Werten im Intervall $-0{,}4 < x_\mathrm{F} < 0{,}3$ [HER01]. Durch diese Erweiterung der experimentellen Basis in den negativen x_F-Bereich kann HERA-B zur Unterscheidung zwischen den verschiedenen Modellen, die die zugrunde liegenden und zu berücksichtigenden Effekte theoretisch beschreiben, beitragen.

Kapitel 4

Spur-Rekonstruktionseffizienz

Die Spur-Rekonstruktionseffizienz – im Weiteren kürzer als *Spureffizienz* bezeichnet – ist die Wahrscheinlichkeit, mit der es gelingt, die Bahn eines geladenen Teilchens zu rekonstruieren, welches den Detektor innerhalb seiner geometrischen Akzeptanz durchquert hat. Die Kenntnis dieser Größe ist von grundlegender Bedeutung für die meisten physikalischen Analysen der im Experiment gewonnenen Daten. Im Prinzip ergibt sie sich aus dem Verhältnis von rekonstruierten Spuren zur Gesamtanzahl geladener Teilchen innerhalb der Detektorakzeptanz. Die eigentliche Schwierigkeit liegt dabei darin, dass die Anwesenheit dieser Teilchen ohne unmittelbare Verwendung des Detektors bzw. der hauptsächlich für die Spurrekonstruktion vorgesehenen Subdetektoren nachgewiesen werden muss. Hierfür gibt es drei Ansätze, die unterschiedliche neuralgische Punkte aufweisen. Bei der Verwendung von Monte-Carlo-Daten sind die Bahnparameter der den Detektor passierenden Teilchen einfach über die zugrunde liegende Monte-Carlo-Wahrheit zugänglich. Voraussetzung für eine realistische Bestimmung der Spureffizienz auf diesem Weg ist allerdings, dass die anschließende Detektorsimulation und Digitalisierung auf einer korrekten Beschreibung der Geometrie sowie der tatsächlichen Effizienz einzelner Auslesekanäle basiert. Insbesondere bereitet dabei die Erfassung aller relevanten Abweichungen von den Designwerten des Detektors nicht zu unterschätzende Probleme. Dagegen erfordert die Verwendung realer Daten die interne oder externe Definition von Teilchenspuren als Referenz. Intern kann diese Definition über die Rekonstruktion einer Zerfallskaskade unter Ignorierung eines Teilchens erfolgen. Bedingung hierfür ist, dass die Rekonstruktion der Ausgangsteilchen und die zweifelsfreie Ermittlung ihrer Anzahl auch ohne den fehlenden Impulsvektor gelingt. Insgesamt erfordert diese Vorgehensweise eine sehr hohe Statistik, um entsprechend streng selektieren zu können. Eine externe Definition, also eine Rekonstruktion der Teilchenspur mit Hilfe von Subdetektoren, die für diese Aufgabe nicht optimiert sind, leidet dagegen häufig unter einem großen Anteil *nichtphysikalischer* Spuren (*Geister*). Als nichtphysikalisch – im Gegensatz zu *physikalisch* – werden hier Spuren bezeichnet, die nicht die Bahn eines tatsächlich existierenden Teilchens beschreiben, sondern ein Artefakt des Detektors oder der Rekonstruktionssoftware sind.

In diesem Kapitel wird eine Methode zur Bestimmung der Spureffizienz des OTR vorgestellt, bei der extern definierte, physikalische Spuren von identifizierten Zerfällen des bei HERA-B häufig auftretenden K_s^0-Mesons verwendet werden. Der Beitrag nichtphysikalischer Spuren zur Messung wird auf diese Weise eliminiert. Ausführlich wird auf die Selektion der für die Rekonstruktion der K_s^0-Mesonen notwendigen Spuren eingegangen. Wie die Spureffizienz nach der vorgestellten Methode im Detail aus den Daten berechnet wird, beschreibt ein eigener Abschnitt. Hier werden zudem die Ergebnisse für die Datennahmeperioden der Jahre 2000 und 2002 aufgeführt. Das Kapitel schließt mit systematischen Untersuchungen der ermittelten Spureffizienzen. Alle Abbildungen – soweit nicht explizit angegeben – basieren auf Daten vom April 2000.

4.1 Messmethode

Die Idee, die der nachfolgend beschriebenen Methode zur Messung der Spureffizienz zugrunde liegt, ist in Abbildung 4.1 skizziert. Ausgangspunkt ist eine möglichst reine Auswahl an $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Zerfällen, bei denen die Bahn eines der geladenen π-Mesonen allein mit Hilfe von Spursegmenten des VDS und des RICH bzw. ECAL rekonstruiert wurde. Kandidaten für solch eine π-Spur werden im Folgenden als *Referenzspur* bezeichnet. Profitiert wird hierbei vom Softwarepaket RISE [Eck00] zur autonomen RICH-Rekonstruktion. Dieses erlaubt die Rekonstruktion von RICH-Ringen bei ausschließlicher Verwendung von Messdaten des RICH und liefert die Steigung ($t_\mathrm{x} = p_\mathrm{x}/p_\mathrm{z}, t_\mathrm{y} = p_\mathrm{y}/p_\mathrm{z}$) der Teilchenspur mit hoher Präzision. Die Verknüpfung solch eines RICH-Ringes mit einem VDS-Segment zu einer Referenzspur wird in diesem Zusammenhang *VDS-RICH-Paar* genannt. Alternativ bietet die Verknüpfung von VDS-Segmenten mit ECAL-Clustern eine hiervon weitgehend unabhängige Möglichkeit, Referenzspuren zu definieren. Sie wird *VDS-ECAL-Paar* genannt. In beiden Fällen ist eine Bestimmung des π-Impulses aus der Ablenkung des Teilchens im Magnetfeld und der daraus resultierenden Krümmung der Referenzspur zwischen VDS-Segment und RICH-Ring bzw. ECAL-Cluster hinreichend genau. Kandidaten für die zweite π-Spur, fortan als *Partnerspur* bezeichnet, werden zumindest aus im VDS und im Spurkammersystem rekonstruierten Segmenten gebildet.

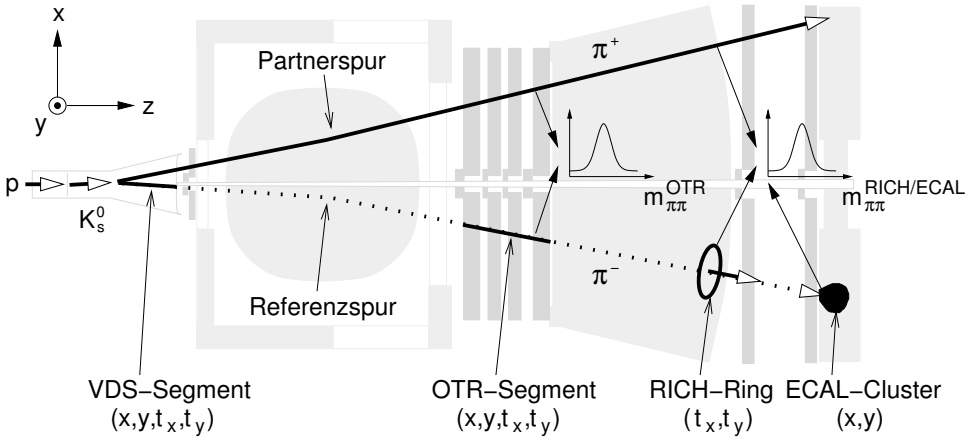


Abbildung 4.1: *Konzeptionsskizze zur Messung der Spureffizienz unter Verwendung externer VDS-RICH/ECAL-Spuren eines $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Zerfalls.*

Die Anzahl physikalischer Referenzspuren lässt sich als die Anzahl an K_s^0-Mesonen, welche sie in Kombination mit Partnerspuren formieren, ermitteln. Solche K_s^0-Mesonen, deren Zerfall in zwei geladene π-Mesonen im Detektor als Paar aus Referenz- und Partnerspur rekonstruiert wurde, werden nunmehr als *Referenzteilchen* bezeichnet. Ihre invariante $\pi^+\pi^-$-Masse[1] $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$ kann aus den Referenz- und Partnerspur zugeordneten Impulsvektoren und der Hypothese, beide Spuren beschrieben die Bahnen von π-Mesonen, berechnet werden. Im OTR wird nun nach rekonstruierten Segmenten gesucht, die zu den Referenzspuren passen, d. h. die Verknüpfungskriterien mit demselben VDS-Segment erfüllen. Im Erfolgsfall wird solch eine Verknüpfung *VDS-OTR-Paar* genannt. Eine Referenzspur besteht somit immer aus einem VDS-RICH/ECAL-Paar, dem möglicherweise ein VDS-OTR-Paar über das gemeinsame VDS-Segment zugeordnet ist. Um zufällige VDS-OTR-Paare, die nichtphysikalischen Ursprungs sind, auszuschließen, wird wiederum die Anzahl an Referenzteilchen ermittelt. Dabei wird der der Referenzspur zugeordnete

[1] Unabhängig vom Bezugssystem ist der Betrag des Energie-Impuls-Vierervektors gleich der Teilchenruhemasse.

Impuls durch den auf der Basis des VDS-OTR-Paares bestimmten ersetzt und erneut die invariante $\pi^+\pi^-$-Masse, jetzt $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$, berechnet. Einer Kombination aus Referenz- und Partnerspur – kurz als K^0_s-*Kandidat* bezeichnet – sind somit, abhängig von der Existenz eines entsprechenden VDS-OTR-Paares, möglicherweise zwei unterschiedliche invariante $\pi^+\pi^-$-Massen, $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$ und $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$, zugeordnet. In erster Näherung kann die Spureffizienz dann mit:

$$\varepsilon_{\mathrm{Spur}} = \frac{N^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}}{N^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{K^0_s}} \tag{4.1}$$

angegeben werden. Dabei ist $N^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{K^0_s}$ bzw. $N^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ die aus dem Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$ bzw. $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ ermittelte Anzahl von Referenzteilchen.

Dass die Spureffizienz nach Gleichung 4.1 systematisch zu hoch abgeschätzt ist, zeigt die folgende Überlegung. Alle Paare, ob VDS-RICH/ECAL oder VDS-OTR, lassen sich zwei Kategorien zuordnen, abhängig davon, ob ein Paar *real* oder *nichtreal* ist. Ein Paar ist in diesem Zusammenhang real, wenn beide einzelnen Segmente, VDS- und RICH- bzw. ECAL- oder OTR-Segment, auf dasselbe π-Meson aus einem $K^0_s \to \pi^+\pi^-$-Zerfall zurückgehen und die Bahn des zweiten π-Mesons durch eine entsprechende Partnerspur beschrieben wird. Alle anderen Paare fallen in die Kategorie nichtreal. Diese Unterteilung in reale und nichtreale Paare führt, wenn nichtexistierende VDS-OTR-Paare zu den nichtrealen gezählt werden, für einen K^0_s-Kandidaten zu vier möglichen Fällen, die einzeln zu diskutieren sind:

1. Reales VDS-RICH/ECAL-Paar und reales VDS-OTR-Paar. Diese K^0_s-Kandidaten tragen zu $N^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{K^0_s}$ und $N^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ bei.

2. Reales VDS-RICH/ECAL-Paar und nichtreales VDS-OTR-Paar. Diese K^0_s-Kandidaten führen zusammen mit denen des ersten Falles zu $N^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{K^0_s}$.

3. Nichtreales VDS-RICH/ECAL-Paar und reales VDS-OTR-Paar. Diese K^0_s-Kandidaten tragen fälschlicherweise zusammen mit denen des ersten Falles zu $N^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ bei. Sie müssen bei der Analyse verworfen werden, da sie zu einer Überschätzung der Spureffizienz führen.

4. Nichtreales VDS-RICH/ECAL-Paar und nichtreales VDS-OTR-Paar. Diese K^0_s-Kandidaten bilden in erster Linie den kontinuierlichen K^0_s-Untergrund und werden durch das Messverfahren bei der Bestimmung der Anzahl an Referenzteilchen ignoriert.

Da die vorgestellte Methode zur Bestimmung der Spureffizienz statistischer Art ist, ist es nicht möglich die K^0_s-Kandidaten des dritten Falles auf der Basis einer Entscheidung Ereignis für Ereignis zu identifizieren. Eine solche Verfahrensweise würde eine zusätzliche systematische Messabweichung über ein dann notwendiges Kriterium zur Verknüpfung von OTR-Segmenten mit RICH-Ringen bzw. ECAL-Clustern einführen und wurde deshalb nicht erwogen. Die Anzahl $N^{\mathrm{OTR}}_{\mathrm{Geist}}$ an Referenzteilchen unter den K^0_s-Kandidaten, die dem dritten Fall zuzuordnen sind, muss also ebenfalls statistisch ermittelt und von der Gesamtanzahl $N^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ abgezogen werden. Deutlich wird die Situation, wenn die korrespondierenden invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ und $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$ wie in Abbildung 4.2 gegeneinander aufgetragen werden. Hier liegen K^0_s-Kandidaten im K^0_s-Seitenband des Spektrums der $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$, liefern allerdings mit $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ die korrekte K^0_s-Masse von knapp 0,5 GeV [PDG02].

Die Anzahl $N^{\mathrm{OTR}}_{\mathrm{Geist}}$ wird aus den Daten durch Ermittlung der Anzahl an Referenzteilchen im Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$, für die die korrespondierende invariante $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$ außerhalb des K^0_s-Masseintervalls liegt, und anschließende Extrapolation auf

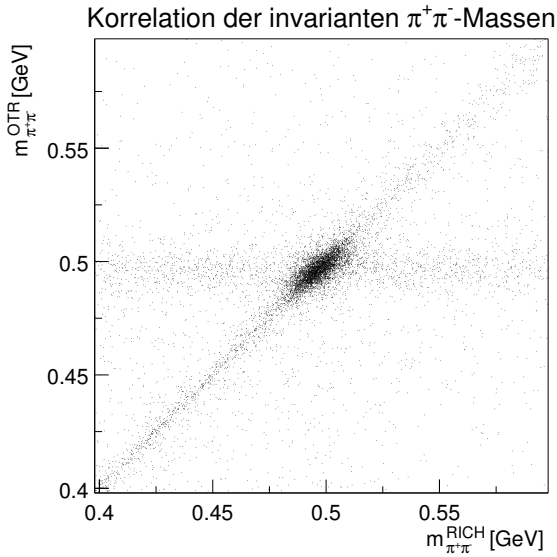


Abbildung 4.2: *Korrelation zwischen den korrespondierenden invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-}$ und $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ eines K^0_s-Kandidaten. Deutlich werden die K^0_s-Kandidaten, die dem oben beschrieben dritten Fall zuzurechnen sind. Sie ordnen sich in einem Band mit $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-} \approx 0{,}5\,GeV$ und nahezu gleich verteiltem $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-}$ an. In der zentralen Region mit $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-} \approx 0{,}5\,GeV$ sind nichtreale VDS-RICH-Paare nicht von realen zu unterscheiden. In einem zweiten, diagonalen Band mit $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-} \approx m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ ordnen sich K^0_s-Kandidaten mit – in der Begriffskonvention dieses Kapitels – physikalischen, aber nichtrealen VDS-RICH- und VDS-OTR-Paaren an.*

den gesamten Massebereich – einschließlich des K^0_s-Masseintervalls – bestimmt. Die Spureffizienz kann dann mit:

$$\varepsilon_{\mathrm{Spur}} = \frac{N^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s} - f \cdot N^{\mathrm{OTR}}_{\mathrm{Seite}}}{N^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{K^0_s}} \tag{4.2}$$

berechnet werden. Dabei ist $N^{\mathrm{OTR}}_{\mathrm{Seite}}$ die Anzahl an Referenzteilchen auf der Grundlage der Masse $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$, für die die korrespondierende Masse $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$ im Seitenband des K^0_s-Mesons liegt, und f ist der Skalierungsfaktor, um auf den gesamten Massebereich zu extrapolieren.

An dieser Stelle muss bemerkt werden, dass die auf diese Weise bestimmte Effizienz keine reine Spureffizienz, sondern ein Produkt aus dieser und der Verknüpfungseffizienz von VDS- und OTR-Segmenten ist. Für die Verwendung bei der Analyse physikalischer Prozesse ist das allerdings keine Einschränkung. Hierbei wird letztlich der exakte Wert derjenigen Effizienz benötigt, die sich aus den Rekonstruktionseffizienzen in VDS und OTR und der Verknüpfungseffizienz der Segmente beider Subdetektoren zusammensetzt.

4.2 Spurselektion

Zunächst wird in zwei Unterabschnitten getrennt auf die Bedingungen, die an Referenz- bzw. Partnerspuren gestellt werden, eingegangen. Anschließend werden dann die Kriterien beschrieben, nach denen die Kandidaten für Referenzteilchen aus allen möglichen Kombinationen von Referenz- mit Partnerspuren ausgewählt werden.

4.2.1 Referenzspuren

Das Softwarepaket MARPLE [Igo98] erlaubt die Verknüpfung der in den verschiedenen Subdetektoren unabhängig voneinander rekonstruierten Segmente, u. a. die Zusammenfügung von VDS-Segmenten mit RICH-Ringen, ECAL-Clustern oder OTR-Segmenten. Dazu werden alle möglichen Kombinationen mit Hilfe definierter Verknüpfungskriterien daraufhin untersucht, ob die beiden Segmente zueinander passen, d. h. mit hoher Wahrscheinlichkeit Eigenschaften

desselben Teilchens wiedergeben. Im Erfolgsfall wird die entsprechende Kombination als VDS-RICH-, VDS-ECAL- bzw. VDS-OTR-Paar – in der Begriffskonvention von MARPLE sind das MARPLE-Segmente – deklariert. Als Referenzspuren werden nun alle solche Paare akzeptiert, die den drei folgenden Bedingungen genügen:

- Das Paar ist aus einem VDS-Segment und einem RICH-Ring bzw. ECAL-Cluster zusammengesetzt und erfüllt das unten beschriebene, zusätzliche Verknüpfungskriterium.
- Das VDS-Segment basiert auf wenigstens fünf Treffern.
- Das durch das Paar beschriebene Teilchen hat den Detektor innerhalb seiner geometrischen Akzeptanz durchquert. D. h. die Interpolation des Paares führt durch die sensitive Fläche wenigstens einer der vier Spurkammer-Superlagen, PC1–PC4, des OTR, wie sie Abbildung 4.3 zeigt. Aufgrund des nicht vollständig betriebsbereiten ITR im Jahr 2000 und der großen ineffizienten Bereiche während der Datennahme 2002/2003 beschränkt sich die Berechnung der Spureffizienz auf den OTR, obgleich eine Ausweitung auf das gesamte Spurkammersystem prinzipiell möglich ist.

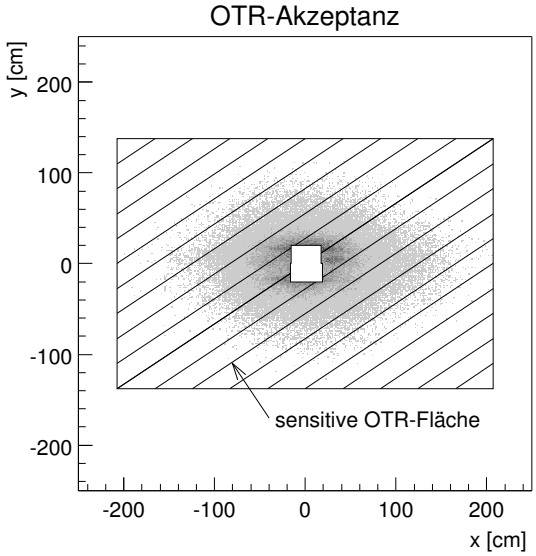


Abbildung 4.3: *Geometrische Akzeptanz des OTR und Eintrittspunkte von Referenzspuren am Beispiel der PC4. Die Grenzen der sensitiven OTR-Fläche werden aus Angaben über die nominale Geometrie und Position der* $0°$*-Stereolagen in den Superlagen ermittelt. Für die schraffiert markierte Fläche, die der sensitiven OTR-Fläche entspricht, ist die Akzeptanz 1 und außerhalb 0.*

Nachfolgend werden die Verknüpfungskriterien für die in diesem Zusammenhang interessierenden Kategorien von Paaren in groben Zügen beschrieben. Wie bereits erwähnt, wird neben den Standardkriterien von MARPLE an VDS-RICH- und VDS-ECAL-Paare jeweils eine weitere Bedingung gestellt, welche darauf abzielt, den Anteil von tatsächlichen π-Spuren zu erhöhen.

4.2.1.1 VDS-RICH-Paar

Der RICH ist nur in der Lage, die Richtung einer Teilchenspur zu bestimmen, und unempfindlich für deren Eintrittspunkt in den RICH-Tank. Da aus der Krümmung der Spur in der Ebene senkrecht zu den Magnetfeldlinien – aufgespannt durch die Koordinatenachsen x und z – der Impuls des Teilchens berechnet wird, kommt als Verknüpfungsparameter nur die Differenz in der von beiden Segmenten bestimmten Steigung t_y infrage. Diese wird vom RICH allerdings in exzellenter Auflösung geliefert. Dennoch ist der Anteil nichtphysikalischer Spuren unter den VDS-RICH-Paaren im Vergleich zu VDS-OTR-Paaren aufgrund dieses einzigen Verknüpfungsparameters hoch. VDS-Segment und RICH-Ring werden letztlich einander zugeordnet, wenn:

- $\triangle t_{\mathrm{y}} = \left| t_{\mathrm{y}}^{\mathrm{VDS}} - t_{\mathrm{y}}^{\mathrm{RICH}} \right| < 3\,\mathrm{mrad}$

Dabei ist $t_{\mathrm{y}}^{\mathrm{VDS}}$ bzw. $t_{\mathrm{y}}^{\mathrm{RICH}}$ die Steigung t_{y}, die durch den VDS bzw. den RICH bestimmt wurde.

Die Messung des Čerenkov-Winkels θ_{C} durch den RICH ausnutzend kann mit dem mit Hilfe des VDS-RICH-Paares bestimmten Impuls p die Ruhemasse m_{π}^{0} des entsprechenden Teilchens berechnet werden. Bei einer nominalen Ruhemasse des $\pi^{\pm}$ von etwa 0,14 GeV [PDG02] wird nach Gleichung 3.1 als zusätzliches Kriterium an das VDS-RICH-Paar deshalb:

- $0{,}04\,\mathrm{GeV} = (m_{\pi}^{0})_{\min} \leq m_{\pi}^{0} = p\sqrt{\theta_{0}^{2} - \theta_{\mathrm{C}}^{2}} \leq (m_{\pi}^{0})_{\max} = 0{,}22\,\mathrm{GeV}$

eingeführt. Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der so berechneten Ruhemasse in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^{+}\pi^{-}$-Masse $m_{\pi^{+}\pi^{-}}^{\mathrm{RICH}}$ des entsprechenden K_{s}^{0}-Kandidaten. Die Optimierung des Kriteriums erfolgt hier und im Folgenden anhand realer Daten unter der Bedingung der Maximierung der Signifikanz $\Sigma = N_{\mathrm{Sg}}/\sqrt{N_{\mathrm{Sg}} + N_{\mathrm{Ug}}}$ des K_{s}^{0}-Signals. Dabei ist N_{Sg} die Anzahl von *Signalprozessen* – in diesem Fall tatsächliche $K_{s}^{0} \rightarrow \pi^{+}\pi^{-}$-Zerfälle – und N_{Ug} die Anzahl von *Untergrundprozessen* – alle anderen Prozesse, inklusive zufällige Kombinationen und Geister. Beide Größen werden, wie Abbildung 4.4 zeigt, aus dem Spektrum der invarianten $\pi^{+}\pi^{-}$-Masse gewonnen. Eine Optimierung auf der Basis von Monte-Carlo-Daten ist hierbei nicht notwendig, da die ermittelte Anzahl an Signalprozessen nicht Gegenstand der Analyse ist und nur in Verhältnissen in die Berechnung nach Gleichung 4.2 eingeht.

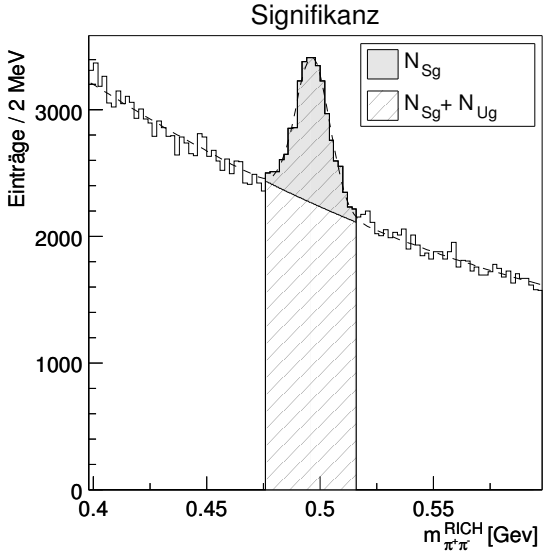


Abbildung 4.4: *Bestimmung der Signifikanz* $\Sigma = N_{\mathrm{Sg}}/\sqrt{N_{\mathrm{Sg}} + N_{\mathrm{Ug}}}$ *des* K_{s}^{0}*-Signals. An das Spektrum der invarianten* $\pi^{+}\pi^{-}$*-Masse wird zunächst die Summe aus einer Gaußfunktion zur Beschreibung des* K_{s}^{0}*-Signals und einem Polynom zweiten Grades zur Beschreibung des kontinuierlichen* K_{s}^{0}*-Untergrundes angepasst (gestrichelte Linie). Für die Summe* $N_{\mathrm{Sg}}+N_{\mathrm{Ug}}$ *aus Signal- und Untergrundprozessen (schraffiert) werden alle Einträge im* K_{s}^{0}*-Masseintervall* $0{,}477\,GeV < m_{\pi^{+}\pi^{-}}^{\mathrm{RICH}} < 0{,}516\,GeV$ *herangezogen. Zur Ermittlung der Anzahl* N_{Sg} *von Signalprozessen (grau hinterlegt) wird davon die Anzahl* N_{Ug} *an Untergrundprozessen abgezogen. Diese ergibt sich aus der Fläche unterhalb des den Untergrund beschreibenden Polynoms und innerhalb des* K_{s}^{0}*-Masseintervalls geteilt durch die Klassenbreite.*

4.2.1.2 VDS-ECAL-Paar

Um VDS-Segmente und ECAL-Cluster zusammenzufügen, wird das VDS-Segment bis zu der z-Koordinate des ECAL-Clusters verlängert und so der Eintrittspunkt in den ECAL eines imaginären, neutralen Teilchens, dessen Bahnparameter durch das VDS-Segment vorgegeben werden, ermittelt. Die Differenz zwischen den Koordinaten dieses Eintrittspunktes und denen des ECAL-Clusters dient als Verknüpfungsparameter. Analog zu VDS-RICH-Paaren wird hierbei nur die Differenz in Richtung der y-Koordinatenachse verwendet, während aus der Differenz in Richtung der x-Koordinatenachse der Impuls des Teilchens berechnet wird. Es wird erwartet, dass der Anteil nichtphysikalischer Spuren ähnlich hoch ist, wie im Falle der VDS-RICH-Paare. VDS-Segment und ECAL-Cluster werden miteinander verknüpft, wenn:

- $\triangle y = \left| y_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{ECAL}} - y_{\mathrm{ECAL}} \right| < 2{,}5\,\mathrm{cm}$

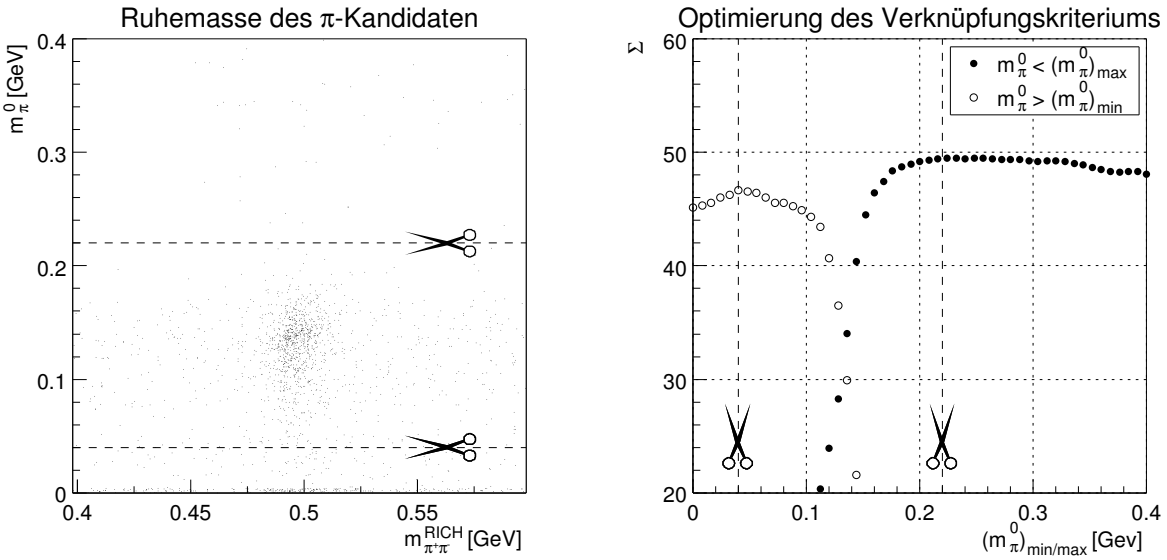


Abbildung 4.5: *Verknüpfungskriterium: Ruhemasse des $\pi^\pm$-Kandidaten. Das linke Diagramm zeigt die Verteilung der Ruhemasse m_π^0 des durch die Referenzspur beschriebenen $\pi^\pm$-Kandidaten in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH}}$ des entsprechenden K_s^0-Kandidaten. Rechts ist dagegen die Abhängigkeit der Signifikanz $\Sigma = N_{\mathrm{Sg}}/\sqrt{N_{\mathrm{Sg}} + N_{\mathrm{Ug}}}$ des K_s^0-Signals von den Intervallgrenzen $(m_\pi^0)_{\min}$ mit offenen Kreisen und $(m_\pi^0)_{\max}$ mit schwarzen Kreisen für die Ruhemasse akzeptierter $\pi^\pm$-Kandidaten dargestellt. Mit gestrichelten Linien ist das als optimal ermittelte Intervall markiert.*

Dabei ist $y_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{ECAL}}$ die y-Koordinate am Ende des bis zur z-Koordinate des ECAL-Clusters verlängerten VDS-Segmentes und y_{ECAL} die y-Koordinate des ECAL-Clusters.

Da Hadronen, wie das π-Meson, in der Regel nicht im ECAL gestoppt werden und somit nur einen Bruchteil ihrer gesamten Energie hier deponieren, kann mit:

- $E/p \leq (E/p)_{\max} = 0{,}8$

eine weitere Bedingung an ein solches Paar gestellt werden, wobei E die Energie des ECAL-Clusters und p der aus dem VDS-ECAL-Paar bestimmte Teilchenimpuls ist. Die Verteilung der Größe E/p und die Optimierung des Kriteriums zeigt Abbildung 4.6.

4.2.1.3 VDS-OTR-Paar

Hier wurde ausschließlich die Standardroutine von MARPLE zur Zuordnung von OTR[2]- zu VDS-Segmenten verwendet. Das VDS-Segment wird dafür bis zur z-Koordinate des Beginns des OTR-Segmentes und das OTR-Segment bis zur z-Koordinate der Mitte des Magneten verlängert. Zu einem Paar werden sie zusammengefügt, wenn sie die Bedingungen:

- $|\triangle x| = \left| x_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{Magnet}} - x_{\mathrm{OTR}}^{\mathrm{Magnet}} \right| < |\triangle x|_{\max} = 2{,}57\,\mathrm{cm}$
- $|\triangle y| = \left| y_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{OTR}} - y_{\mathrm{OTR}} \right| < |\triangle y|_{\max} = 5{,}65\,\mathrm{cm}$

erfüllen. Hierbei ist $x_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{Magnet}}$ bzw. $x_{\mathrm{OTR}}^{\mathrm{Magnet}}$ die x-Koordinate des verlängerten VDS- bzw. OTR-Segmentes bei der z-Koordinate der Mitte des Magneten und $y_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{OTR}}$ bzw. y_{OTR} die y-Koordinate

[2]Tatsächlich handelt es sich um sowohl aus OTR- als auch ITR-Treffern rekonstruierte Spurkammer-Segmente.

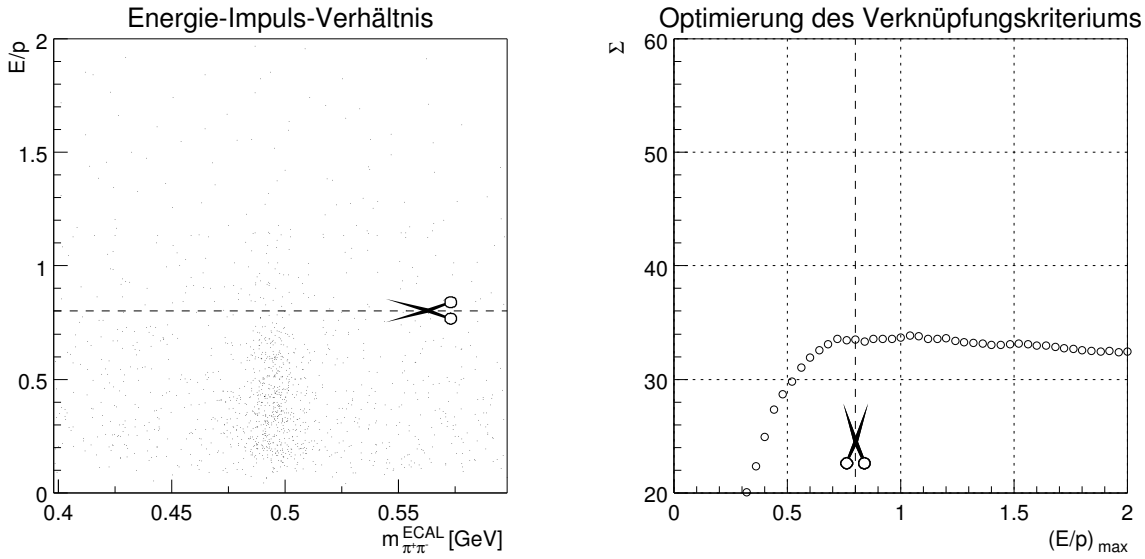


Abbildung 4.6: *Verknüpfungskriterium: Energie-Impuls-Verhältnis. Das linke Diagramm zeigt die Verteilung des Energie-Impuls-Verhältnisses E/p des durch die Referenzspur beschriebenen $\pi^{\pm}$-Kandidaten in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$ des entsprechenden K^0_s-Kandidaten. Rechts ist dagegen die Abhängigkeit der Signifikanz $\Sigma = N_{\mathrm{Sg}}/\sqrt{N_{\mathrm{Sg}} + N_{\mathrm{Ug}}}$ des K^0_s-Signals vom Maximalwert $(E/p)_{\mathrm{max}}$ für akzeptierte $\pi^{\pm}$-Kandidaten dargestellt. Mit gestrichelter Linie ist der optimale Wert markiert.*

des verlängerten VDS- bzw. des OTR-Segmentes bei der z-Koordinate des Beginns des OTR-Segmentes. Dabei wird keine Anforderung an die Qualität des betreffenden OTR-Segmentes, z. B. eine Mindestanzahl von Treffern im OTR, gestellt. Die einfache Existenz ist ausschlaggebend.

Einer Referenzspur, also einem VDS-RICH- bzw. VDS-ECAL-Paar, kann solch ein VDS-OTR-Paar allerdings nur zugeordnet werden, wenn beide auf demselben VDS-Segment basieren und die Ladung der durch sie beschriebenen Teilchen gleich ist.

In etwa 10 % der Fälle kann so mehr als nur ein OTR-Segment einem einzigen VDS-Segment zugeordnet werden. Um diese Fälle zu handhaben, ist es notwendig, genau ein VDS-OTR-Paar unter denen mit demselben VDS-Segment auszuwählen. Ein weiteres Kriterium zu deren Klassifizierung ist dabei erforderlich. Die beiden folgenden Möglichkeiten bieten sich an:

1. Auswahl des OTR-Segmentes, das nach den Verknüpfungskriterien am besten zu dem jeweiligen VDS-Segment passt, also das kleinste $\chi^2_{\mathrm{pseudo}} = \left(\frac{\triangle x - \langle \triangle x \rangle}{\sigma_{\triangle x}}\right)^2 + \left(\frac{\triangle y - \langle \triangle y \rangle}{\sigma_{\triangle y}}\right)^2$ liefert. Dabei ist $\langle \triangle x \rangle$ bzw. $\langle \triangle y \rangle$ der Erwartungswert der Verteilungen der $\triangle x$ bzw. $\triangle y$ für physikalische VDS-OTR-Paare und $\sigma_{\triangle x}$ bzw. $\sigma_{\triangle y}$ deren Standardabweichung. Schätzwerte dieser Größen können Abbildung 4.7 entnommen werden. Die auf der Grundlage der so ausgewählten OTR-Segmente berechnete Spureffizienz unterschätzt die tatsächliche allerdings systematisch.

2. Auswahl des OTR-Segmentes, das am besten zum entsprechenden VDS-RICH/ECAL-Paar passt, also das kleinste $\triangle m_{\pi^+\pi^-} = \left| m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-} - m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-} \right|$ liefert. Leicht einzusehen ist, dass eine Berechnung, bei der die auf diese Weise selektierten OTR-Segmente betrachtet werden, die tatsächliche Spureffizienz systematisch überschätzt.

Auch im ungünstigsten Fall unterscheiden sich die auf der Grundlage beider Varianten berechneten Spureffizienzen um nicht mehr als einen Prozentpunkt voneinander. Beide Werte liefern die

Grenzen des Intervalls, in dem sich die tatsächliche Spureffizienz befindet. Die Differenz zwischen ihnen findet Eingang in die Abschätzung der systematischen Messabweichung.

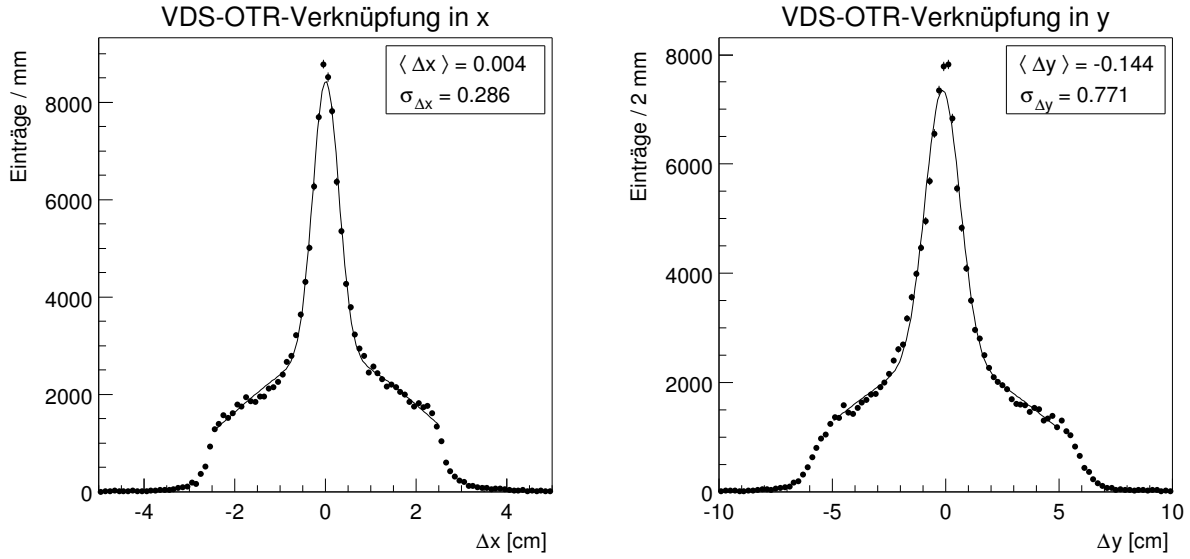


Abbildung 4.7: *Verteilung der Werte der Verknüpfungsparameter* $\triangle x = x_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{Magnet}} - x_{\mathrm{OTR}}^{\mathrm{Magnet}}$ *und* $\triangle y = y_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{OTR}} - y_{\mathrm{OTR}}$*, anhand derer VDS- und OTR-Segmente einander zugeordnet werden, für akzeptierte VDS-OTR-Paare. Beiden Verteilungen wird die Summe aus Gaußfunktion zur Beschreibung der Verteilung für physikalische VDS-OTR-Paare und Polynom zur Beschreibung des Untergrundes angepasst. Angegeben sind jeweils Erwartungswert und Standardabweichung, abgeschätzt durch die Parametern der Gaußfunktion.*

4.2.2 Partnerspuren

Als Partnerspuren werden alle im Detektor rekonstruierten Spuren geladener Teilchen akzeptiert, die die beiden folgenden Bedingungen erfüllen:

- Die Spur enthält ein VDS-Segment mit wenigstens fünf Treffern.
- Die Spur enthält ein Spurkammer-Segment mit wenigstens zehn Treffern in OTR und ITR.

4.2.3 K_s^0-Kandidaten

Ein typischer $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Zerfall erscheint im Detektor als sekundärer Vertex aus zwei Spuren ungleich geladener Teilchen, deren Gesamtimpulsvektor auf den Targetdraht zurückzeigt. Mit geeigneten Selektionskriterien kann er effektiv vom Untergrund, der im Wesentlichen aus Teilchenspuren vom primären Vertex und $e^{\pm}$-Spuren aus Paarerzeugung besteht, separiert werden. Dazu werden zunächst sämtliche Referenzspuren eines Ereignisses mit sämtlichen Partnerspuren desselben Ereignisses kombiniert. Genügt solch eine Kombination den nachfolgend aufgeführten Kriterien, wird sie als Kandidat für ein Referenzteilchen zugelassen:

- Referenz- und Partnerspur beschreiben die Bahnen von Teilchen unterschiedlicher Ladung und enthalten nicht dasselbe VDS-Segment.
- Die invariante $\pi^+\pi^-$-Masse des K_s^0-Kandidaten liegt im Bereich der nominalen K_s^0-Masse von 0,498 GeV [PDG02]:
  $0{,}398\,\mathrm{GeV} \leq m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH/ECAL}} \leq 0{,}598\,\mathrm{GeV}$.

- Referenz- und Partnerspur bilden gemeinsam einen sekundären Vertex:
  $d \leq d_{\max} = 0{,}016\,\mathrm{cm}$,
  mit d als den kürzesten Abstand zwischen den VDS-Segmenten beider Spuren. Die Verteilung der Spurabstände und die Optimierung des Kriteriums zeigt Abbildung 4.8.

- Der K_s^0-Kandidat legt bei einer mittleren Lebensdauer von $0{,}893 \times 10^{-10}\,\mathrm{s}$ [PDG02] eine gewisse Flugstrecke zurück:
  $l \geq l_{\min} = 0{,}4\,\mathrm{cm}$,
  mit l als den Flugweg des K_s^0-Kandidaten in seinem Ruhesystem. Abbildung 4.9 zeigt die Verteilung der Flugstrecken und die Optimierung des Kriteriums.

- Der Impuls des K_s^0-Kandidaten wird im Mittel symmetrisch auf die beiden Zerfallsprodukte aufgeteilt:
  $\left| p_{\mathrm{T}}^{-}(p_{\mathrm{L}}^{+} + p_{\mathrm{L}}^{-})/(p_{\mathrm{L}}^{+} - p_{\mathrm{L}}^{-}) \right| \geq 0{,}12\,\mathrm{GeV}$,
  mit p_{T}^{-} als den in Bezug auf die Flugrichtung des K_s^0-Kandidaten transversalen Impuls des π^--Kandidaten und $p_{\mathrm{L}}^{\pm}$ als den in Bezug auf die Flugrichtung des K_s^0-Kandidaten longitudinalen Impuls des $\pi^{\pm}$-Kandidaten. Das so genannte Armenteros-Podolanski Diagramm [Pod54] und die Optimierung des Kriteriums zeigt Abbildung 4.10.

- Der K_s^0-Kandidat stammt aus einer primären Wechselwirkung am Targetdraht:
  $b \leq b_{\max} = 0{,}5\,\mathrm{cm}$,
  mit b als den Stoßparameter des K_s^0-Kandidaten zu demjenigen primären Vertex mit dem geringsten Abstand zum sekundären $\pi^+\pi^-$-Vertex. Die Verteilung der Stoßparameter zeigt Abbildung 4.11.

Fließt in die Berechnung der Größe, anhand derer die Selektionsentscheidung gefällt wird, der Impuls des durch die Referenzspur beschriebenen $\pi^{\pm}$-Kandidaten ein, wird stets auf den mit Hilfe des entsprechenden VDS-RICH/ECAL-Paares bestimmten Impuls zurückgegriffen.

Das letzte Selektionskriterium erfordert eine genauere Betrachtung. Die hohe Genauigkeit, mit der die Spuren im VDS vermessen werden, der geringe Anteil an nichtphysikalischen Vertices und die gute Impulsauflösung führen bei kleinem $b_{\max}$ dazu, unter den nichtrealen VDS-RICH/ECAL-Paaren bevorzugt diejenigen auszuwählen, die zusammen mit der Partnerspur die korrekte K_s^0-Masse liefern. Voraussetzung dafür sind neben einem primären und einem sekundären Vertex von einem tatsächlichen $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$-Zerfall im Ereignis zahlreiche RICH-Ringe bzw. ECAL-Cluster, die zufällig mit den VDS-Segmenten des sekundären Vertex verknüpft werden. Beschreibt nun die Partnerspur eines der tatsächlichen π-Mesonen, engt der maximal erlaubte Stoßparameter zum primären Vertex die Auswahl an Kandidaten für Referenzteilchen auf die mit ähnlichen kinematischen Eigenschaften wie das tatsächliche K_s^0-Meson ein. Unter der Vielzahl von nichtrealen VDS-RICH/ECAL-Paaren werden demnach genau die selektiert, denen ein Impulsvektor zugeordnet ist, der dem des zweiten tatsächlichen π-Mesons entspricht. Abbildung 4.12 skizziert den Zusammenhang. Letztlich führt das in Abhängigkeit von $b_{\max}$ zu einer Verzerrung des K_s^0-Untergrundes, welche leicht durch die Kombination von Referenz- mit solchen Partnerspuren, die Teilchen gleicher Ladung beschreiben, identifiziert werden kann, wie Abbildung 4.13 zeigt. Aus diesem Grund ist der Wert für $b_{\max}$ nicht das Ergebnis einer Optimierung mit Hinblick auf maximale Signifikanz, sondern wurde so großzügig gewählt, dass ein Einfluss auf die Form des K_s^0-Untergrundes ausgeschlossen werden kann.

Den Effekt der hier beschriebenen Selektionskriterien, einschließlich der zusätzlichen Verknüpfungskriterien, auf die Spektren der invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen und die K_s^0-Signale zeigt die Abbildung 4.14.

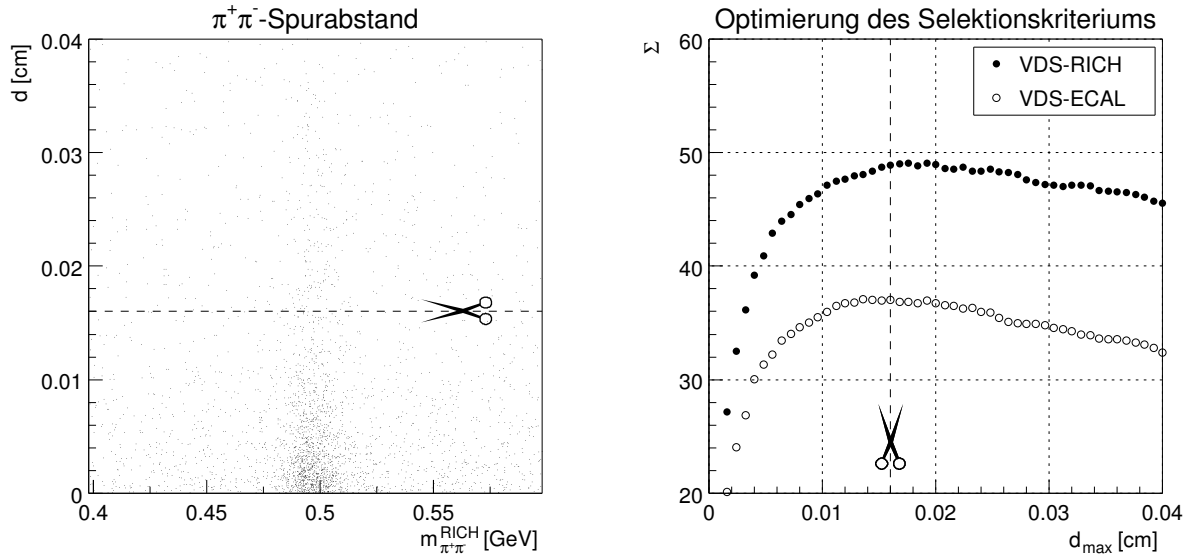


Abbildung 4.8: *Selektionskriterium: $\pi^+\pi^-$-Spurabstand. Das linke Diagramm zeigt die Verteilung des kürzesten Abstands d zwischen den VDS-Segmenten von Referenz- und Partnerspur in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-}$ des entsprechenden K^0_s-Kandidaten. Rechts ist dagegen die Abhängigkeit der Signifikanz $\Sigma = N_{\mathrm{Sg}}/\sqrt{N_{\mathrm{Sg}} + N_{\mathrm{Ug}}}$ des K^0_s-Signals vom Maximalwert $d_{\max}$ für den kürzesten Spurabstand akzeptierter K^0_s-Kandidaten mit offenen bzw. schwarzen Kreisen für den Fall der Verwendung von VDS-ECAL- bzw. VDS-RICH-Paaren als Referenzspuren dargestellt. Mit gestrichelter Linie ist der als optimal ermittelte Wert markiert.*

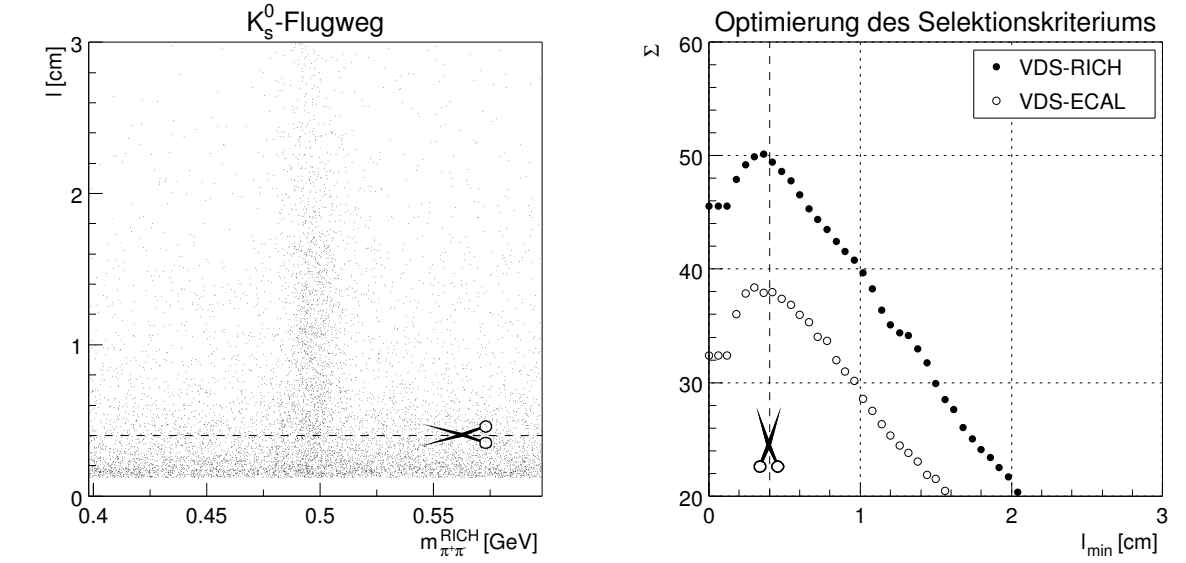


Abbildung 4.9: *Selektionskriterium: K^0_s-Flugweg. Das linke Diagramm zeigt die Verteilung des Flugweges l des K^0_s-Kandidaten in seinem Ruhesystem in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-}$ des entsprechenden K^0_s-Kandidaten. Rechts ist dagegen die Abhängigkeit der Signifikanz $\Sigma = N_{\mathrm{Sg}}/\sqrt{N_{\mathrm{Sg}} + N_{\mathrm{Ug}}}$ des K^0_s-Signals vom Minimalwert $l_{\min}$ für den Flugweg akzeptierter K^0_s-Kandidaten mit offenen bzw. schwarzen Kreisen für den Fall der Verwendung von VDS-ECAL- bzw. VDS-RICH-Paaren als Referenzspuren dargestellt. Mit gestrichelter Linie ist der als optimal ermittelte Wert markiert.*

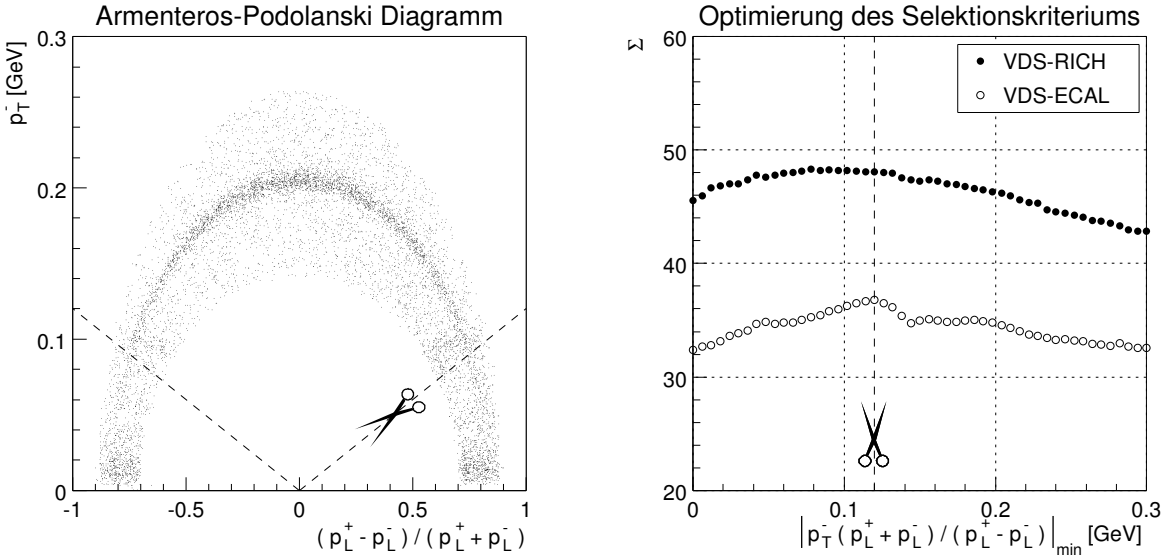


Abbildung 4.10: *Selektionskriterium: Armenteros-Podolanski Diagramm. Die linke Abbildung zeigt das Armenteros-Podolanski Diagramm. Dabei wird der in Bezug auf die Flugrichtung des K_s^0-Kandidaten transversale Impuls p_T^- des π^--Kandidaten gegen die Asymmetrie $(p_L^+ - p_L^-)/(p_L^+ + p_L^-)$ der in Bezug auf die Flugrichtung des K_s^0-Kandidaten longitudinalen Impulse der beiden $\pi^\pm$-Kandidaten aufgetragen. Das gekrümmte Band mit den Einträgen spiegelt die Breite des im zweiten Selektionskriterium um die nominale K_s^0-Masse gewählten Intervalls für die invariante Masse der K_s^0-Kandidaten wider. Tatsächliche K_s^0 zeichnen sich als stark bevölkertes Band in der Mitte des Bandes mit allen Einträgen ab. Rechts ist dagegen die Abhängigkeit der Signifikanz $\Sigma = N_{\mathrm{Sg}}/\sqrt{N_{\mathrm{Sg}} + N_{\mathrm{Ug}}}$ des K_s^0-Signals vom Minimalwert $\left|p_T^-(p_L^+ - p_L^-)/(p_L^+ + p_L^-)\right|_{\mathrm{min}}$ für akzeptierte K_s^0-Kandidaten mit offenen bzw. schwarzen Kreisen für den Fall der Verwendung von VDS-ECAL- bzw. VDS-RICH-Paaren als Referenzspuren dargestellt. Mit gestrichelter Linie ist der als optimal ermittelte Wert markiert.*

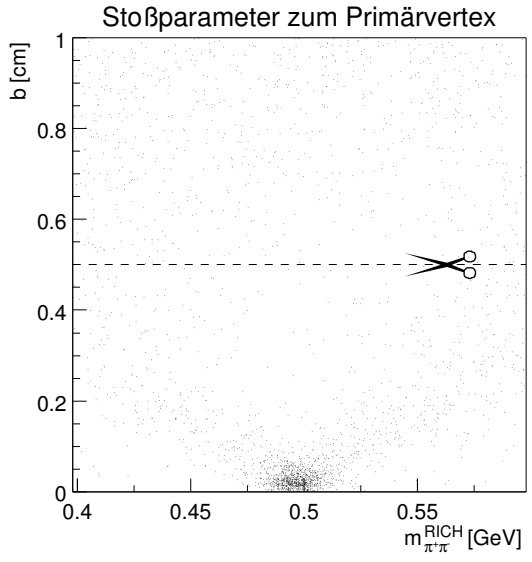


Abbildung 4.11: *Selektionskriterium: Stoßparameter zum primären Vertex. Dargestellt ist die Verteilung des Stoßparameter b zu demjenigen Primärvertex mit dem geringsten Abstand zum sekundären $\pi^+\pi^-$-Vertex in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH}}$ des entsprechenden K_s^0-Kandidaten. Mit gestrichelter Linie ist der gewählte Maximalwert b_{max} für den Stoßparameter akzeptierter K_s^0-Kandidaten eingezeichnet.*

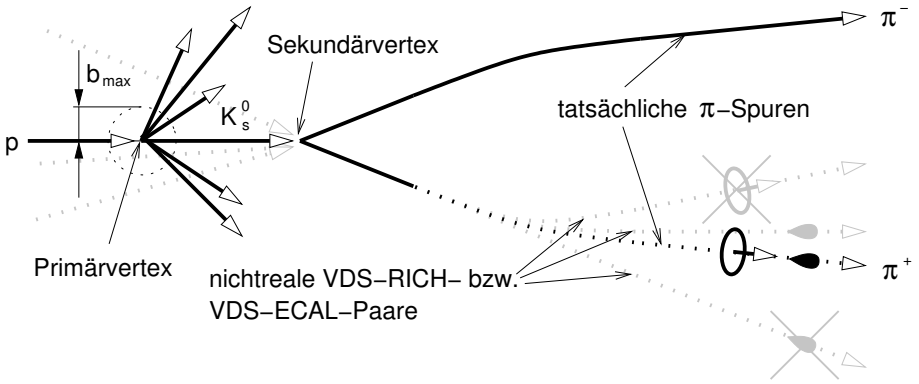


Abbildung 4.12: *Skizze zum Zusammenhang zwischen Stoßparameter und Auswahl der Referenzspur. Wurde in einem Ereignis ein tatsächlicher $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Zerfall rekonstruiert, führt eine enge Begrenzung des erlaubten Stoßparameters b zur Selektion ausschließlich solcher nichtrealer VDS-RICH- und VDS-ECAL-Paare, denen ein Impulsvektor, ähnlich dem des tatsächlichen π-Mesons, zugeordnet ist.*

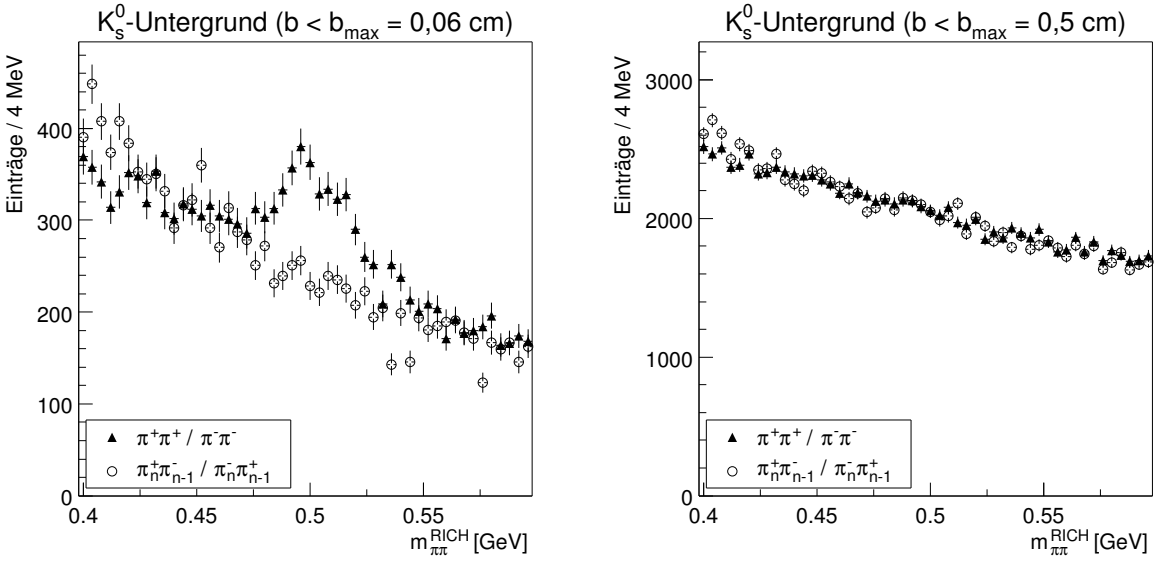
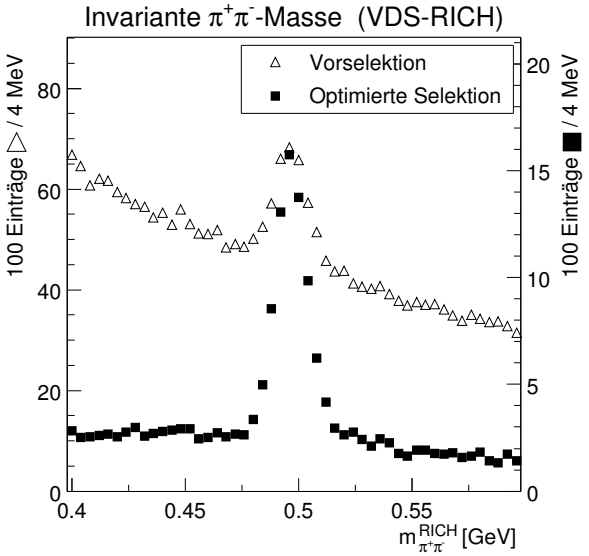
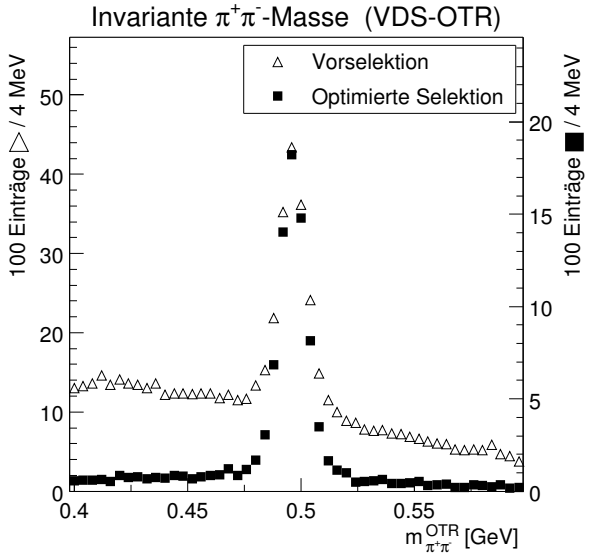


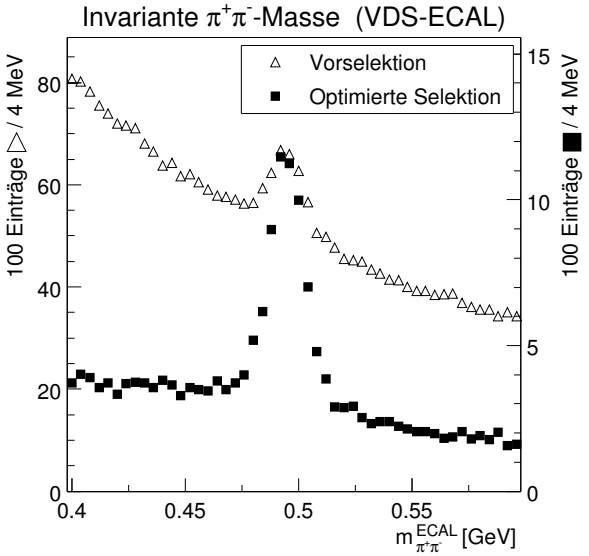
Abbildung 4.13: *Verzerrung des K_s^0-Untergrundes durch enge Begrenzung des für K_s^0-Kandidaten erlaubten Stoßparameters zum Primärvertex. Für zwei unterschiedliche Werte von $b_{\max}$ ist die Form des Untergrundes, simuliert durch die Kombination von Referenz- mit Partnerspuren, die Teilchen gleicher Ladung beschreiben (schwarze Dreiecke) bzw. aus einem anderen Ereignis stammen (offene Kreise), dargestellt. Deutlich erkennbar wird im linken Diagramm für $b_{\max} = 0{,}06\,cm$ eine Häufung der invarianten Masse aus Partnerspur und nichtrealem VDS-RICH-Paar im Bereich der nominalen K_s^0-Masse, die im rechten Diagramm für $b_{\max} = 0{,}5\,cm$ nicht beobachtbar ist.*



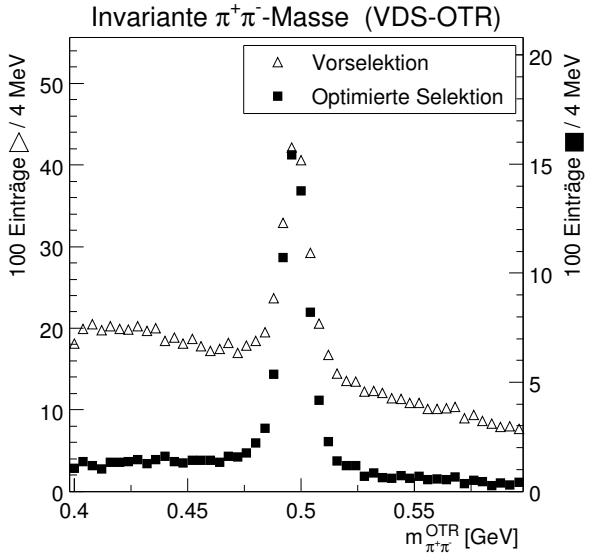
(a) $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-}$ *mit Referenzspur aus VDS-RICH-Paar*



(b) $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ *mit Referenzspur aus VDS-RICH-Paar*



(c) $m^{\mathrm{ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$ *mit Referenzspur aus VDS-ECAL-Paar*



(d) $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ *mit Referenzspur aus VDS-ECAL-Paar*

Abbildung 4.14: K^0_s*-Signal, rekonstruiert aus Referenz- und Partnerspur. Dargestellt sind die Spektren der invarianten* $\pi^+\pi^-$*-Massen* $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$ *und* $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$*, mit Referenzspuren auf der Grundlage von VDS-RICH- bzw. VDS-ECAL-Paaren. Mit offenen Dreiecken ist das Signal nach der Vorselektion –* $d \leq 0{,}04\,cm$ *und* $l \geq 0{,}13\,cm$ *– und mit schwarzen Quadraten nach der optimierten Selektion dargestellt. Beide Spektren sind jeweils im Maximum aufeinander normiert, wobei die Skala auf der linken bzw. rechten Achse dem Spektrum nach der Vorselektion bzw. der optimierten Selektion zugeordnet ist.*

4.3 Bestimmung der Spureffizienz

Gleichung 4.2 liefert die Vorschrift, nach der die Spureffizienz auf Basis der vorgestellten Methode ermittelt werden kann. In diesem Abschnitt wird dargelegt, nach welchem Verfahren die Werte der in die Berechnung eingehenden Größen aus den Daten gewonnen werden. Auf die Bestimmung der Messunsicherheit wird in einem gesonderten Unterabschnitt eingegangen. Zudem werden die Messergebnisse für die Datennahmeperioden der Jahre 2000 und 2002 diskutiert.

4.3.1 Messverfahren

4.3.1.1 Anzahl $N_{K_s^0}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$ und $N_{K_s^0}^{\mathrm{OTR}}$

Die Bestimmung des Wertes der Eingangsgröße $N_{K_s^0}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$ bzw. $N_{K_s^0}^{\mathrm{OTR}}$ erfolgt über die Anpassung einer Funktion nach der Maximum-Likelihood-Methode an das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$ bzw. $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{OTR}}$. Infrage kommt hierfür die Summe aus einer Gaußfunktion für das K_s^0-Signal und einem Polynom zweiten Grades für den kontinuierlichen Untergrund. Das Resultat zeigt Abbildung 4.15.

Zunächst werden die beschriebenen Verknüpfungs- und Selektionskriterien auf sämtliche Referenz- und Partnerspuren sowie die daraus kombinierten K_s^0-Kandidaten angewendet. Alle verbliebenen Kandidaten für Referenzteilchen gehen in die Analyse zur Ermittlung des Wertes der erstgenannten Größe ein. Von diesen werden für die Bestimmung von $N_{K_s^0}^{\mathrm{OTR}}$ nur diejenigen mit einem der entsprechenden Referenzspur zugeordneten VDS-OTR-Paar verwendet. Aus den Parametern der Funktionsanpassung wird durch Integration der Gaußfunktion und Division durch die Klassenbreite die jeweilige Anzahl an Referenzteilchen gewonnen.

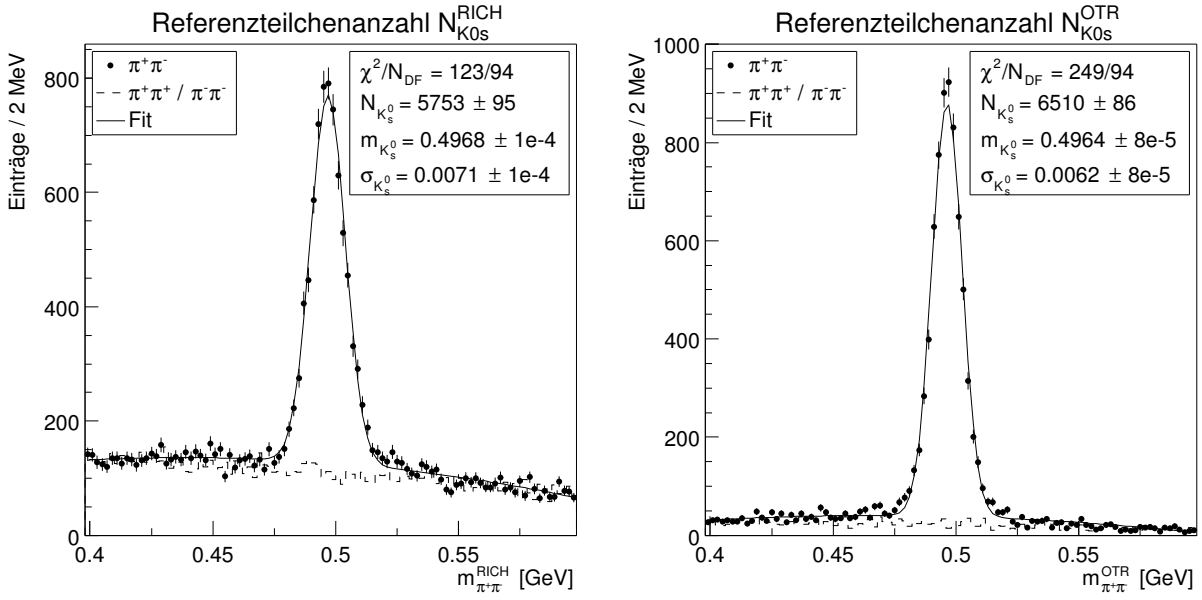


Abbildung 4.15: *Ermittlung der Anzahl $N_{K_s^0}^{\mathrm{RICH}}$ und $N_{K_s^0}^{\mathrm{OTR}}$ an Referenzteilchen. Die Diagramme zeigen die Spektren der invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH}}$ (links) und $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{OTR}}$ (rechts) aller Kandidaten für Referenzteilchen, die den Verknüpfungs- und Selektionskriterien genügen. Mit durchgezogener Linie ist das Ergebnis der Funktionsanpassung, deren wichtigsten Parameter aufgeführt werden, eingezeichnet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den kontinuierlichen Untergrund. Er ist durch die Kombination von Referenz- mit Partnerspuren, die Teilchen gleicher Ladung beschreiben, simuliert.*

4.3.1.2 Anzahl $N_{\text{Seite}}^{\text{OTR}}$

Die Ermittlung der Anzahl $N_{\text{Seite}}^{\text{OTR}}$ erfolgt analog der von $N_{K_s^0}^{\text{OTR}}$. Allerdings werden von den dort ins Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\text{OTR}}$ eingehenden Kandidaten für Referenzteilchen zusätzlich alle diejenigen, für die $m_{\pi^+\pi^-}^{\text{RICH/ECAL}}$ im K_s^0-Masseintervall liegt, zurückgewiesen. Für sie gilt $\left|m_{K_s^0}^{\text{RICH/ECAL}} - m_{\pi^+\pi^-}^{\text{RICH/ECAL}}\right| < 3\sigma_{K_s^0}^{\text{RICH/ECAL}}$. Dabei sind $m_{K_s^0}^{\text{RICH/ECAL}}$ und $\sigma_{K_s^0}^{\text{RICH/ECAL}}$ Erwartungswert und Standardabweichung der Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\text{RICH/ECAL}}$ für tatsächliche K_s^0-Mesonen. Schätzwerte beider Größen können der Funktionsanpassung an das K_s^0-Signal im linken Diagramm in Abbildung 4.15 entnommen werden.

So werden alle tatsächlichen Referenzteilchen im Spektrum der Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\text{RICH/ECAL}}$ und ein entsprechender Anteil von Kandidaten für Referenzteilchen, die dem gleichverteilten K_s^0-Untergrund zuzuordnen sind, verworfen. Kritisch ist allerdings, dass ebenso auch der Teil derjenigen Kandidaten mit physikalischen, aber nichtrealen VDS-RICH/ECAL- und VDS-OTR-Paaren zurückgewiesen wird, deren invariante $\pi^+\pi^-$-Masse nur zufällig der nominalen K_s^0-Masse entspricht. (Vergleiche dazu Abbildung 4.2.) Im Spektrum der Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\text{OTR}}$ sind diese nun nicht mehr gleichverteilt, sondern bevölkern ausschließlich das K_s^0-Seitenband. Um den K_s^0-Untergrund korrekt zu behandeln, ist es deshalb erforderlich, sämtliche Kandidaten für Referenzteilchen mit physikalischen VDS-RICH/ECAL- und VDS-OTR-Paaren zu verwerfen. Für diese muss $\triangle m_{\pi^+\pi^-} = \left|m_{\pi^+\pi^-}^{\text{RICH/ECAL}} - m_{\pi^+\pi^-}^{\text{OTR}}\right| < 3\sigma_{\triangle m}$ gelten. Dabei ist $\sigma_{\triangle m}$ die Standardabweichung der Verteilung der $\triangle m_{\pi^+\pi^-}$ für den Fall physikalischer VDS-RICH/ECAL- und VDS-OTR-Paare. Ein Schätzwert kann Abbildung 4.16 entnommen werden. Die solcherweise zu viel entfernten Kandidaten für Referenzteilchen, die tatsächlich dem gleichverteilten K_s^0-Untergrund zuzurechnen sind, müssen simuliert und wieder zugefügt werden. Aus diesem Grund wird das sich in der $m_{\pi^+\pi^-}^{\text{OTR}}$-$m_{\pi^+\pi^-}^{\text{RICH/ECAL}}$-Ebene daraufhin ergebende leere Band mit Kandidaten für Referenzteilchen der benachbarten Regionen, für die $m_{\pi^+\pi^-}^{\text{OTR}}$ um $6\sigma_{\triangle m}$ verringert bzw. vermehrt wird, aufgefüllt. Ohne die soeben beschriebene Prozedur der Präparation des K_s^0-Untergrundes würde dieser bei der Anpassung des Polynoms im K_s^0-Masseintervall überschätzt. Die ermittelte Anzahl $N_{\text{Seite}}^{\text{OTR}}$ an Referenzteilchen wäre entsprechend zu klein und die berechnete Spureffizienz zu groß. Abbildung 4.17 illustriert das Vorgehen bei der Bestimmung des Wertes von $N_{\text{Seite}}^{\text{OTR}}$.

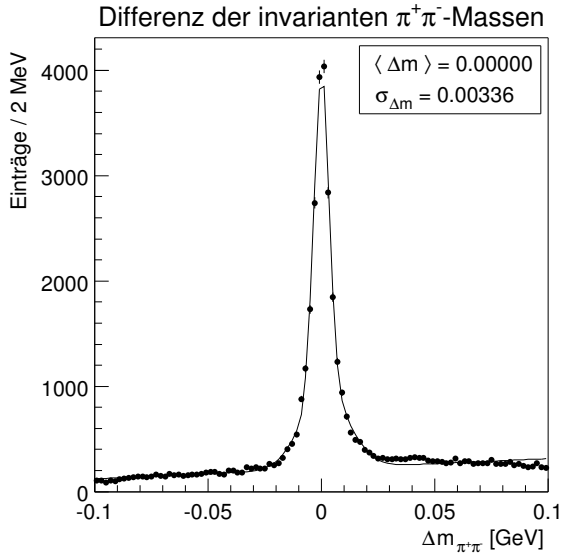


Abbildung 4.16: *Die Verteilung der Differenz* $\triangle m_{\pi^+\pi^-} = \left|m_{\pi^+\pi^-}^{\text{RICH/ECAL}} - m_{\pi^+\pi^-}^{\text{OTR}}\right|$ *der korrespondierenden invarianten* $\pi^+\pi^-$*-Massen eines* K_s^0*-Kandidaten. Der Verteilung wurde die Summe aus einer Gaußfunktion zur Beschreibung der Verteilung für den Fall physikalischer VDS-RICH- und VDS-OTR-Paare und einem Polynom zur Beschreibung des Untergrundes angepasst. Erwartungswert und Standardabweichung, abgeschätzt durch die Parametern der Gaußfunktion, sind angegeben.*

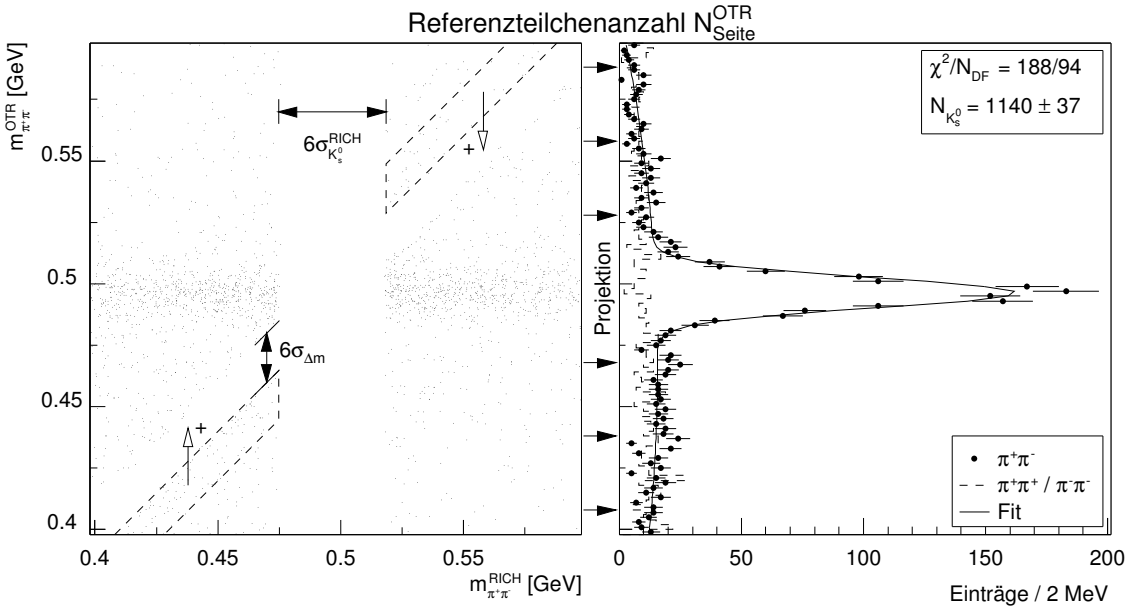


Abbildung 4.17: *Ermittlung der Anzahl $N^{\mathrm{OTR}}_{\mathrm{Seite}}$ an Referenzteilchen. Das linke Diagramm zeigt alle zur Berechnung zugelassenen Kandidaten für Referenzteilchen in der $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$-$m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$-Ebene. (Vergleiche mit Abbildung 4.2.) Im Vergleich zur Bestimmung von $N^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ werden hier zusätzlich alle Kandidaten, für die $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-}$ in das K^0_s-Masseintervall fällt oder $m^{\mathrm{RICH}}_{\pi^+\pi^-} \approx m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ ist, zurückgewiesen. Die Kandidaten der an zweiter Stelle genannten Kategorie werden durch solche des gleichverteilten Untergrundes aus benachbarten Regionen (mit gestrichelter Linie umfasst) ersetzt. Das rechte Diagramm zeigt das resultierende Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$. Mit durchgezogener Linie ist das Ergebnis der Funktionsanpassung, deren wichtigsten Parameter aufgeführt werden, eingezeichnet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den kontinuierlichen Untergrund. Er ist durch die Kombination von Referenz- mit Partnerspuren, die Teilchen gleicher Ladung beschreiben, simuliert.*

4.3.1.3 Skalierungsfaktor f

Der Skalierungsfaktor f wird mit Kandidaten für Referenzteilchen aus dem K^0_s-Seitenband im Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$, für die die korrespondierende Masse $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ der nominalen K^0_s-Masse entspricht, bestimmt. Zu diesem Zweck werden von der Auswahl an Kandidaten für Referenzteilchen, wie sie für die Ermittlung der Anzahl $N^{\mathrm{OTR}}_{\mathrm{Seite}}$ verwendet wurde, zusätzlich alle diejenigen zurückgewiesen, für die $\left|m^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s} - m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}\right| > 3\sigma^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ gilt. Dabei sind $m^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ und $\sigma^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ Erwartungswert und Standardabweichung der Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$ für tatsächliche K^0_s. Sie entsprechen somit $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{K^0_s}$ und $\sigma^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{K^0_s}$ aus dem Spektrum der Masse $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$. Schätzwerte hierfür können der Funktionsanpassung an das K^0_s-Signal im rechten Diagramm in Abbildung 4.15 entnommen werden.

Kandidaten für Referenzteilchen, die tatsächlich dem gleichverteilten K^0_s-Untergrund zuzuordnen sind, müssen ebenfalls zurückgewiesen werden. Sie tragen statistisch nicht zu $N^{\mathrm{OTR}}_{\mathrm{Seite}}$ bei und ihre Anzahl soll folglich nicht in die Extrapolation auf das gesamte Masseintervall einbezogen werden. Von dem Band an K^0_s-Kandidaten, das sich in der $m^{\mathrm{OTR}}_{\pi^+\pi^-}$-$m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$-Ebene ergibt, wird deshalb der Anteil des gleich verteilten K^0_s-Untergrundes abgezogen. Dieser Untergrund kann durch K^0_s-Kandidaten der benachbarten Regionen, für die $m^{OTR}_{\pi^+\pi^-}$ um $12\sigma^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ verringert bzw. vermehrt wird, simuliert werden.

Dem sich auf diese Weise ergebenden Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m^{\mathrm{RICH/ECAL}}_{\pi^+\pi^-}$

wird ein Polynom zweiten Grades nach der Maximum-Likelihood-Methode angepasst. Der Skalierungsfaktor f entspricht dann dem Verhältnis der Gesamtfläche unter dem Polynom zur Fläche außerhalb des $3\sigma_{K_s^0}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$-Masseintervalls um $m_{K_s^0}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$. Die Bestimmung des Skalierungsfaktors kann anhand von Abbildung 4.18 nachvollzogen werden.

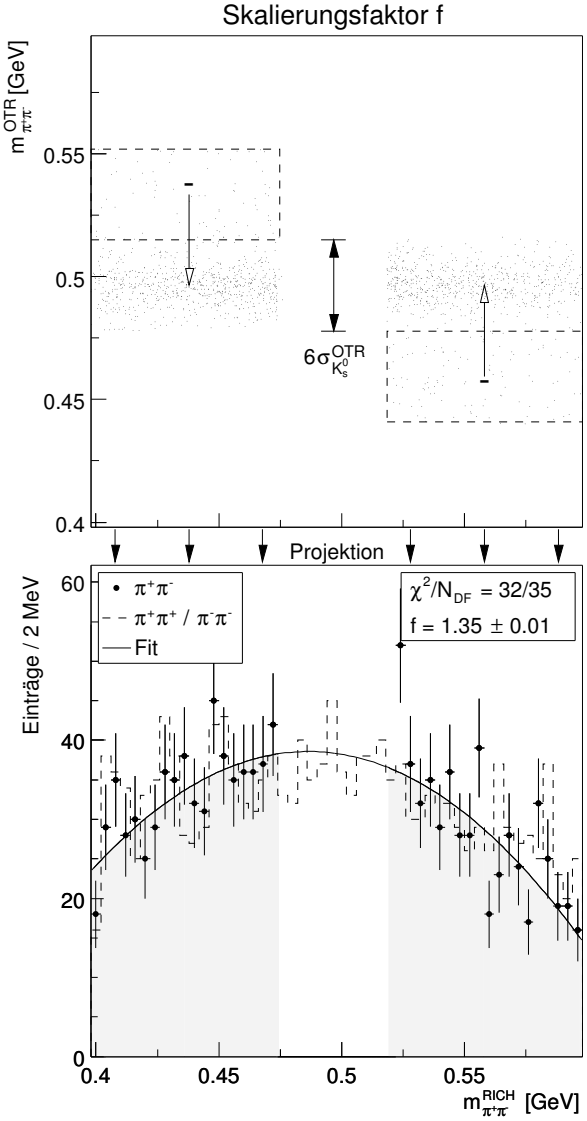


Abbildung 4.18: *Ermittlung des Skalierungsfaktors f. Das obere Diagramm zeigt die für die Berechnung relevanten Kandidaten für Referenzteilchen in der $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{OTR}}$-$m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$-Ebene. (Vergleiche mit Abbildung 4.2.) Ausgehend von der Auswahl an Kandidaten, die der Bestimmung der Anzahl $N_{\mathrm{Seite}}^{\mathrm{OTR}}$ zugrunde lag, werden diejenigen selektiert, für die $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{OTR}}$ in das K_s^0-Masseintervall fällt. Der Anteil des gleichverteilten Untergrundes wird durch K_s^0-Kandidaten der benachbarten Regionen (mit gestrichelter Linie umfasst) simuliert und abgezogen. Das untere Diagramm zeigt das resultierende Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH}}$, dem ein Polynom zweiten Grades angepasst ist. Mit durchgezogener Linie ist das Ergebnis der Funktionsanpassung eingezeichnet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Verteilung, die sich ergibt, wenn Referenz- mit Partnerspuren, die Teilchen gleicher Ladung beschreiben, kombiniert werden, wobei zugelassen wird, dass VDS-RICH/ECAL- und VDS-OTR-Paar einer Referenzspur Teilchen ungleicher Ladung beschreiben. Das Verhältnis der Gesamtfläche unter dem Polynom zu der außerhalb des K_s^0-Masseintervalls (grau hinterlegt) entspricht dem Skalierungsfaktor f.*

4.3.1.4 Berechnung

Wie bei der Beschreibung der VDS-OTR-Paare erwähnt, besteht in etwa 10 % der Fälle eine gewisse Freiheit bei der Auswahl des für die Berechnung der Spureffizienz relevanten OTR-Segmentes. Einfluss hat die Entscheidung für ein konkretes OTR-Segment auf die invariante $\pi^+\pi^-$-Masse $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{OTR}}$ des entsprechenden K_s^0-Kandidaten und damit letztlich auf die Eingangsgrößen $N_{K_s^0}^{\mathrm{OTR}}$, $N_{\mathrm{Seite}}^{\mathrm{OTR}}$ und f. Um diese Fälle zu handhaben, wurden auf Seite 52 zwei Varianten vorgeschlagen, die zu geringer systematischen Unter- bzw. Überschätzung der tatsächlichen Spureffizienz führen. Es scheint daher sinnvoll zu sein, die betroffenen Eingangsgrößen auf der Basis beider Varianten zu bestimmen, jeweils die Ausgangsgröße nach Gleichung 4.2 zu berechnen und das arithmetische Mittel als unberichtigtes Messergebnis der Spureffizienz zu betrachten.

4.3.2 Messunsicherheit

Prinzipiell kommt jede Teilchenspur zunächst als Kandidat sowohl für eine Referenzspur als auch für eine Partnerspur infrage. Abhängig davon, ob beide rekonstruierten π-Spuren sowohl den Verknüpfungs- und Selektionskriterien für Referenz- als auch für Partnerspuren genügen, kann demnach jeder einzelne $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Zerfall zweimal in die Analyse eingehen. Obwohl das die zur Verfügung stehende Statistik verdoppelt, ist der bei weitem größte Anteil an der möglichen Messabweichung der berechneten Spureffizienzen zufälliger Natur. Er stammt aus der Bestimmung der Werte der Eingangsgrößen $N_{K_s^0}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$, $N_{K_s^0}^{\mathrm{OTR}}$, $N_{\mathrm{Seite}}^{\mathrm{OTR}}$ und f. Hier gehen die Unsicherheiten der Parametern und die entsprechenden Kovarianzen der an die jeweiligen invarianten $\pi^+\pi^-$-Massespektren angepassten Funktionen ein. Die Eingangsgrößen selbst sind untereinander positiv korreliert, da die invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen, aus deren Spektren ihre Werte ermittelt werden, solch eine Korrelation aufweisen. (Vergleiche Abbildung 4.2.) Eine exakte Bestimmung der entsprechenden Kovarianzen ist über eine zweidimensionale Funktionsanpassung in der $m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{OTR}}$-$m_{\pi^+\pi^-}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$-Ebene prinzipiell möglich. Allerdings ist die korrekte funktionale Beschreibung des zweidimensionalen K_s^0-Untergrundes nicht ohne Schwierigkeiten. Der Gewinn in Form einer besseren Abschätzung der zufälligen Messabweichung, wird deshalb hierbei durch eine möglicherweise größere systematische Messabweichung erkauft. In der vorliegenden Arbeit werden die Eingangsgrößen als unabhängig voneinander behandelt und ihre Unsicherheiten nach dem gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz zu σ_{Stat} verknüpft. Die Messunsicherheit der berechneten Spureffizienzen ist damit sicher eine obere Abschätzung der tatsächlichen Messabweichung.

Ein zweiter Anteil der zufälligen Messabweichung hat seine Ursache in der Binomialverteilung der Anzahl von OTR-Segmenten bei gegebener Spureffizienz. Er kann mit:

$$\sigma_{\mathrm{Bi}} = \sqrt{\varepsilon_{\mathrm{Spur}}(1-\varepsilon_{\mathrm{Spur}})/N_{K_s^0}^{\mathrm{RICH/ECAL}}} \tag{4.3}$$

abgeschätzt werden. Für alle verwendeten Datensample ist $\sigma_{\mathrm{Bi}} < 0{,}5\,\%$.

Eine Quelle systematischer Messabweichung wurde bereits im Zusammenhang mit der Verknüpfung von VDS- mit OTR-Segmenten erwähnt. Ursache ist die Freiheit, ein VDS-OTR-Paar auszuwählen, wenn einem VDS-Segment mehrere OTR-Segmente zugeordnet werden können. Die Abweichung wird mit der halben Differenz der auf der Grundlage beider auf Seite 52 beschriebenen Varianten berechneten Spureffizienzen abgeschätzt. Stets ist $\sigma_{\mathrm{Seg}} < 0{,}5\,\%$.

Eine systematische Messabweichung aufgrund einer unzureichenden funktionalen Beschreibung des K_s^0-Untergrundes oder einer nicht angemessenen Präparation desselben bei der Bestimmung der Eingangsgrößen $N_{\mathrm{Seite}}^{\mathrm{OTR}}$ und f kann nicht festgestellt werden. Berechnungen der Spureffizienz bei Variation des Messverfahrens führen zu Werten, die selbst unter Annahme maximaler Korrelation lediglich in nach statistischen Prüfverfahren akzeptabler Breite streuen. Die Messverfahren unterscheiden sich dabei in der Verwendung von Untergrundbeschreibungen durch verschiedene Polynome bzw. Untergrundsimulationen durch Kombination von Referenz- und Partnerspuren, die Teilchen gleicher Ladung beschreiben, und durch Variation sämtlicher Masseintervalle und Klassenbreiten.

Die einzelnen Beiträge zur Messabweichung werden als unabhängig voneinander betrachtet. Die Messunsicherheit der berechneten Spureffizienz ergibt sich folglich aus der quadratischen Summe von σ_{Stat}, σ_{Bi}, und σ_{Seg}.

4.3.3 Messergebnisse

Die gemessenen Spureffizienzen des OTR in verschiedenen Zeiträumen der Datennahmeperioden der Jahre 2000 und 2002 und bei Einsatz unterschiedlicher Filter fasst Tabelle 4.1 zusammen.

Periode	Filter	Modus	$N_{K_s^0}^{\mathrm{RICH/ECAL}}$	$\varepsilon_{\mathrm{Spur}}$
April 2000	Zufall	RICH	5754 ± 95	0.868 ± 0.024
		ECAL	3472 ± 87	0.886 ± 0.036
Juli 2000	Zwei-Leptonen	RICH	20652 ± 195	0.696 ± 0.013
		ECAL	19988 ± 218	0.705 ± 0.015
August 2000	Ein-Lepton	RICH	7323 ± 124	0.744 ± 0.021
		ECAL	6330 ± 143	0.766 ± 0.028
Juni 2002	Wechselwirkung	RICH	4964 ± 83	0.937 ± 0.025
		ECAL	3688 ± 75	0.915 ± 0.030
Juli 2002	Wechselwirkung	RICH	7031 ± 94	0.965 ± 0.020
		ECAL	4588 ± 78	0.954 ± 0.026

Tabelle 4.1: *Spureffizienz des OTR in verschiedenen Zeiträumen und bei Einsatz unterschiedlicher Filter.*

In allen Fällen liefern beide Modi – VDS-RICH-Paare als Basis von Referenzspuren oder VDS-ECAL-Paare – ein innerhalb der Unsicherheiten übereinstimmendes Ergebnis. Das ist insofern bemerkenswert, da die Verknüpfungsprozedur zwischen VDS-Segmenten auf der einen Seite und RICH-Ringen oder ECAL-Clustern auf der anderen völlig unterschiedlich ist und die selektierten VDS-RICH- und VDS-ECAL-Paaren zu nur weniger als 50 % dasselbe Teilchen beschreiben.

Die mittlere Spurmultiplizität in Daten, die einen komplexen Filter, wie Ein-Lepton- und Zwei-Leptonen-Filter, passiert haben, ist höher als die in solchen, die unter Einfluss eines Zufall- bzw. Wechselwirkung-Filters aufgezeichnet wurden. Die im Verlauf des Jahres 2000 abfallende Spureffizient kann damit teilweise erklärt werden. Auf diesen Zusammenhang wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen. Zudem trägt die sich zum Ende der Datennahmeperiode 2000 hin verschlechternde Leistung des OTR-Gesamtsystems aufgrund zahlreicher ausfallender Auslesekanäle zu dem Effekt bei [HER00]. Zwischen August 2000 und Juni 2002 führte die Reparatur dieser OTR-Kanäle zu einer deutlichen Steigerung der Spureffizienz – ebenso Änderungen in der Rekonstruktion und den Konstanten der Detektorpositionierung zwischen Juni und Juli 2002.

4.4 Systematische Studien

Eine Reihe von systematischen Studien wurde durchgeführt, um die Stabilität der Messung unter unterschiedlichen Analysebedingungen zu testen und die hier gemessenen Spureffizienzen mit den durch andere Methoden gewonnenen Werten zu vergleichen. Außerdem wurde versucht, den Anteil der Verknüpfungseffizienz von VDS- mit OTR-Segmenten und die Abhängigkeit von Parametern der Teilchenspur bzw. des Ereignisses zu ermitteln. Einige Resultate werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

4.4.1 Stabilität der Methode

Die Stabilität der Methode kann durch Variation der Selektionskriterien, die zu einer jeweils unterschiedlichen Menge an K_s^0-Untergrund in der Analyse führt, getestet werden. Dafür wurden sämtliche Kriterien zur Selektion von Kandidaten für Referenzteilchen, einschließlich der zusätzlichen Verknüpfungskriterien von VDS-Segmenten mit RICH-Ringen bzw. ECAL-Clustern, zufällig miteinander kombiniert. Nach ebenfalls zufälliger und großzügiger Variation der Maximal- bzw. Minimalwerte für die entsprechenden Parameter wurden sie auf die Daten angewendet. Einer anschließenden Bestimmung des sich ergebenden Untergrund-Signal-Verhält-

nisses folgte jeweils die Berechnung der Spureffizienz unter den gegebenen Voraussetzungen. Abbildung 4.19 zeigt die Ergebnisse. Auch bei Unterstellung maximaler Korrelation streuen die Werte lediglich in nach statistischen Prüfverfahren akzeptabler Breite. Die vorgestellte Methode ist demnach von ausgezeichneter Stabilität und unabhängig von den Analysebedingungen über mehr als eine Größenordnung im Untergrund-Signal-Verhältnis hinweg.

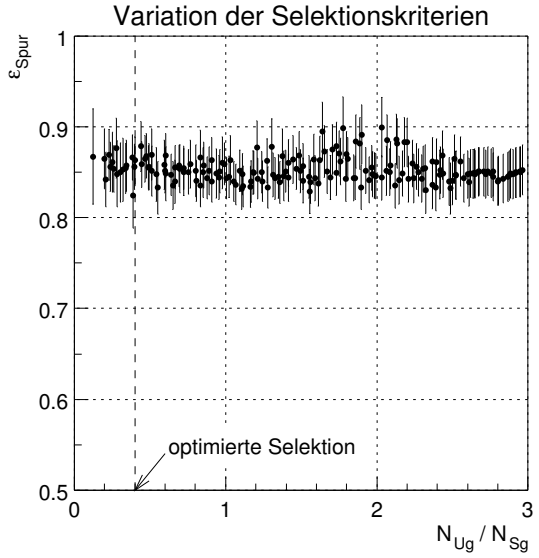


Abbildung 4.19: *Stabilität der Spureffizienz bei Variation der Selektionskriterien. Die berechnete Effizienz ist gegen das jeweilige Untergrund-Signal-Verhältnis $N_{\mathrm{Ug}}/N_{\mathrm{Sg}}$ bei zufälliger Kombination von Verknüpfungs- und Selektionskriterien und gleichzeitiger Variation der Maximal- bzw. Minimalwerte der entsprechenden Parameter aufgetragen. Mit gestrichelter Linie ist das Untergrund-Signal-Verhältnis für die optimierte Selektion markiert.*

4.4.2 Vergleich mit Simulationen

Zunächst wurde mit Monte-Carlo-Methoden eine Auswahl an $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Zerfällen generiert. Anschließend wurden diese in einer Detektorsimulation unter Bedingungen, wie sie für den April 2000 bzw. den Juli 2002 maßgeblich waren, digitalisiert und auf dieselbe Weise wie die realen Daten dieser Zeiträume rekonstruiert. Auf die Möglichkeit, die rekonstruierten π-Spuren mit der zugrunde liegenden Monte-Carlo-Wahrheit zu vergleichen, wurde dabei bewusst verzichtet, um die Abhängigkeit von einem zu definierenden Verknüpfungskriterium zwischen generierter und rekonstruierter Spur zu vermeiden. Der Vorteil dieser Variante ist, dass nun exakt die gleiche Methode zur Bestimmung der Spureffizienz auf reale Daten und Monte-Carlo-Daten angewendet werden kann. Das Verhältnis zwischen den Spureffizienzen liefert dann einen Korrekturfaktor, der an die aus Monte-Carlo-Daten vorausberechneten Effizienzen angebracht werden muss.

Für die Auswahlen an simulierten Zerfällen ergeben sich Spureffizienzen von:

$$\varepsilon_{\mathrm{Spur}}^{\mathrm{MC\,2000}} = 0{,}887 \pm 0{,}026$$

$$\varepsilon_{\mathrm{Spur}}^{\mathrm{MC\,2002}} = 0{,}971 \pm 0{,}026$$

Diese Ergebnisse sind in sehr guter Übereinstimmung mit den aus den realen Daten ermittelten Werten. Offensichtlich beschreibt zumindest in diesen beiden Zeiträumen die Simulation die für die Spur- und Verknüpfungseffizienz relevanten Detektoreigenschaften ausreichend gut.

4.4.3 Effizienz der VDS-OTR-Verknüpfung

Über die Variation der Kriterien zur VDS-OTR-Verknüpfung kann die Größenordnung des Beitrags der Verknüpfungsineffizienz zur berechneten Spurineffizienz $(1 - \varepsilon_{Spur})$ ermittelt werden. Wie Abbildung 4.20 zeigt, führen auch größere Maximalwerte $|\triangle x|_{\max}$ und $|\triangle y|_{\max}$ für die

erlaubte Differenz zwischen den x- und y-Koordinaten von VDS- und OTR-Segmenten akzeptierter VDS-OTR-Paare nicht zu einer höheren Spureffizienz. Die Ineffizienz, eingeführt durch das Verknüpfungskriterium, kann daher als geringer als 1 % abgeschätzt werden.

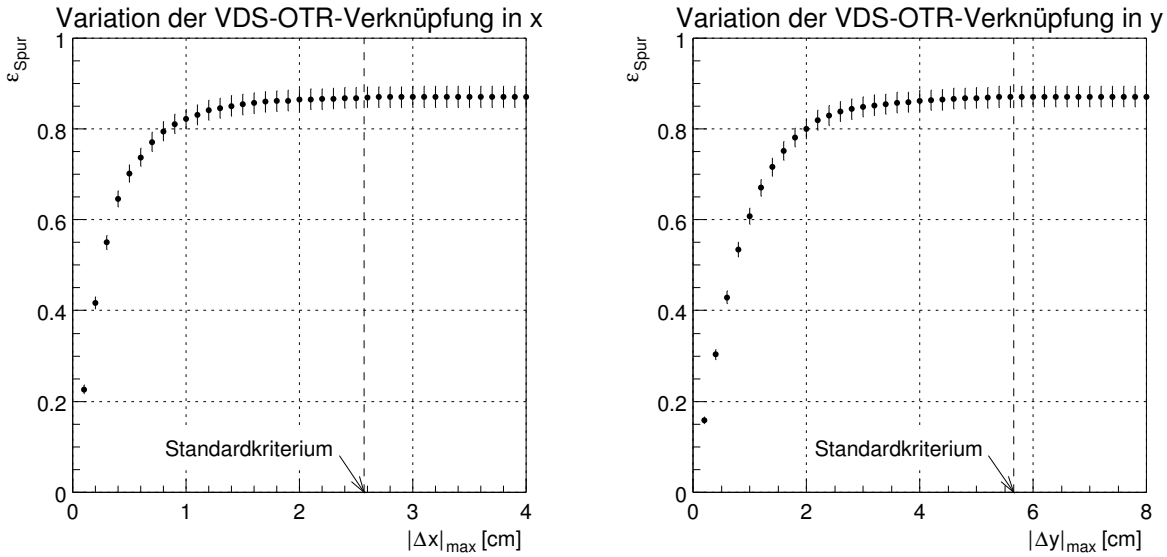


Abbildung 4.20: *Spureffizienz bei Variation der Maximalwerte* $|\triangle x|_{\max} > \left|x_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{Magnet}} - x_{\mathrm{OTR}}^{\mathrm{Magnet}}\right|$ *(links) und* $|\triangle y|_{\max} > \left|y_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{OTR}} - y_{\mathrm{OTR}}\right|$ *(rechts) für die Parameter der Verknüpfungskriterien zwischen VDS- und OTR-Segmenten. Mit gestrichelten Linien sind die Werte der Standardkriterien, wie sie auf Seite 51 aufgeführt werden, markiert.*

4.4.4 Abhängigkeiten der Spureffizienz

Die komplette Auswahl an Referenzspuren in Teilauswahlen mit unterschiedlichen Impulsen, Spurmultiplizitäten oder -koordinaten separierend, kann die Abhängigkeit der Spureffizienz von diesen Parametern ermittelt werden. Aufgrund der zu geringen Statistik sind die Ergebnisse der Effizienzberechnung für die Teilauswahlen allerdings zumeist innerhalb ihrer großen Unsicherheiten alle miteinander vergleichbar. Deshalb wurden für diese Untersuchungen neben den Daten vom April 2000 auch die vom Juli 2000 herangezogen. Letztere liefern zwar eine geringere mittlere Spureffizienz, weisen aber die bei weitem größte Anzahl an Referenzteilchen auf. Für genauere Angaben muss auf [Bel02] verwiesen werden. Dort wird eine Methode zur Bestimmung der Spureffizienz verwendet, die aufgrund eines unbestimmbaren Anteils nichtphysikalischer Spuren mit Unsicherheiten in der Berechnung des absoluten Wertes behaftet ist. Allerdings bildet sie akkurat deren relatives Verhalten bei unterschiedlichen Parametern der Teilchenbahn ab.

4.4.4.1 Teilchenimpuls

Abbildung 4.21 stellt die Abhängigkeit der Spureffizienz vom Impuls des zugrunde liegenden Teilchens dar. Innerhalb der Fehler ist keine Differenzierung möglich. Ein Abfall der Effizienz zu geringen Impulsen hin, wäre insofern erklärbar, als dass geladene Teilchen mit geringerem Impuls im Magnetfeld des Detektors eine Bahn mit geringerem Krümmungsradius beschreiben, also stärker abgelenkt werden. Außerdem sind sie stärker der Vielfachstreuung unterworfen. Beides führt dazu, dass die Verknüpfung von VDS- und OTR-Segmenten für die Spuren solcher Teilchen ineffizienter ist, als für die von Teilchen höheren Impulses.

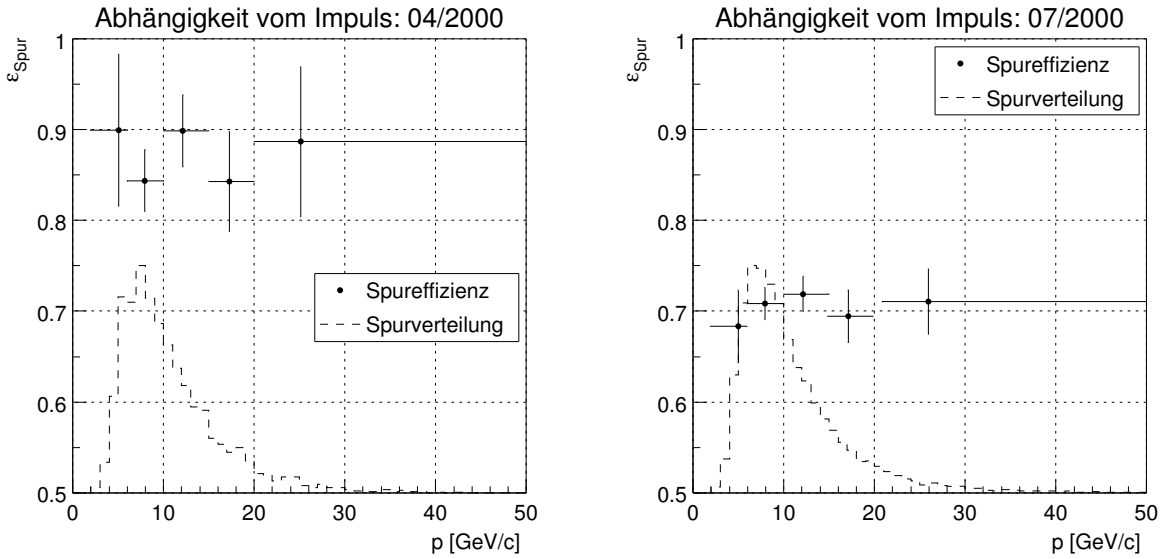


Abbildung 4.21: *Abhängigkeit der Spureffizienz vom Impuls des zugrunde liegenden Teilchens für die Daten vom April (links) und Juli (rechts) 2000. Mit gestrichelter Linie ist die jeweilige Impulsverteilung von Teilchen, die durch Referenzspuren, die höchstwahrscheinlich aus K_s^0-Zerfällen stammen, beschrieben werden, eingezeichnet.*

4.4.4.2 Spurmultiplizität

Die Abhängigkeit der Spureffizienz von der Spurmultiplizität im zeigt Abbildung 4.22. Erkennbar ist – zumindest in den Daten vom Juli 2000 – eine geringere Spureffizienz in Ereignissen mit höherer Spurmultiplizität. Dieses ist zu erwarten, da eine größere Anzahl geladener Teilchen im Detektor, die Zuordnung einzelner Treffer zu Spuren erschwert und so die Rekonstruierbarkeit negativ beeinflußt. Da die mittlere Spurmultiplizität in gefilterten Daten höher ist – bei Selektion durch einen Zwei-Leptonen-Filter noch größer als bei einer durch einen Ein-Lepton-Filter – als in ungefilterten, ist dieser Effekt mitverantwortlich für die geringere Spureffizienz im Juli 2000 im Vergleich zum August und noch deutlicher zum April. Belegt wird dieser Zusammenhang auch durch die Multiplizitätverteilungen in Abbildung 4.22.

4.4.4.3 OTR-Quadrant

Die Spureffizienz, separiert nach dem OTR-Quadranten in dem der Eintrittspunkt der Referenzspur in die Spurkammer-Superlage PC4 liegt, ist in Abbildung 4.23 angegeben. Bemerkenswert ist die deutlich verminderte Effizienz im VI. Quadranten in den Daten vom April 2000. Was diesen Quadranten vor den anderen auszeichnet, ist die Tatsache, dass hier das Elektronenstrahlrohr den Detektor passiert. Dieser Bereich fehlender Akzeptanz im OTR wurde bei der Selektion der Referenzspuren nicht berücksichtigt. Eine geringere Spureffizienz hier entspricht demnach den Erwartungen. Bereits die Anzahl an Referenzspuren ist in diesem Quadraten im Vergleich zu den anderen am geringsten, da auch RICH und ECAL von dieser Lücke in der geometrischen Akzeptanz betroffen sind. Für alle weiteren Unterschiede zwischen den Spureffizienzen bietet sich nur die Zurückführung auf eine unterschiedliche Anzahl ausgefallener Auslesekanäle im betreffenden OTR-Quadranten als Erklärung an. Wegen der fortlaufenden Zunahme der Gesamtzahl solcher Ausfälle im Jahr 2000 sind diese nicht anders begründeten Unterschiede in den Daten vom Juli stärker ausgeprägt als in den vom April.

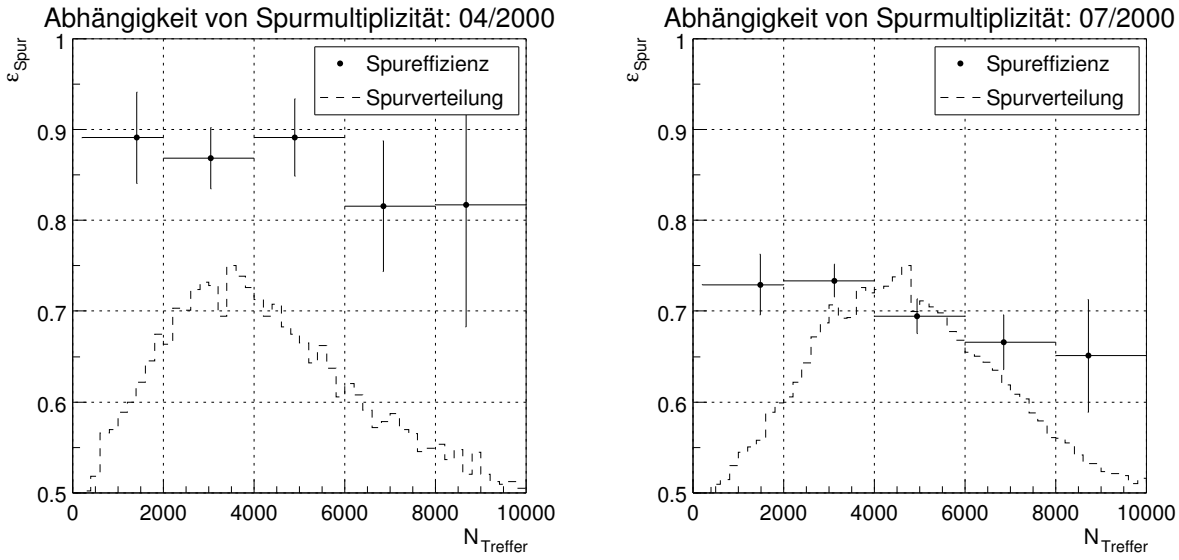


Abbildung 4.22: *Abhängigkeit der Spureffizienz von der Spurmultiplizität für die Daten vom April (links) und Juli (rechts) 2000. Als Maß für die Spurmultiplizität wurde die Anzahl N_{Treffer} an Treffern im OTR verwendet. Mit gestrichelter Linie ist die jeweilige Verteilung der Multiplizität für Ereignisse mit Referenzspuren, die höchstwahrscheinlich aus K_s^0-Zerfällen stammen, eingezeichnet.*

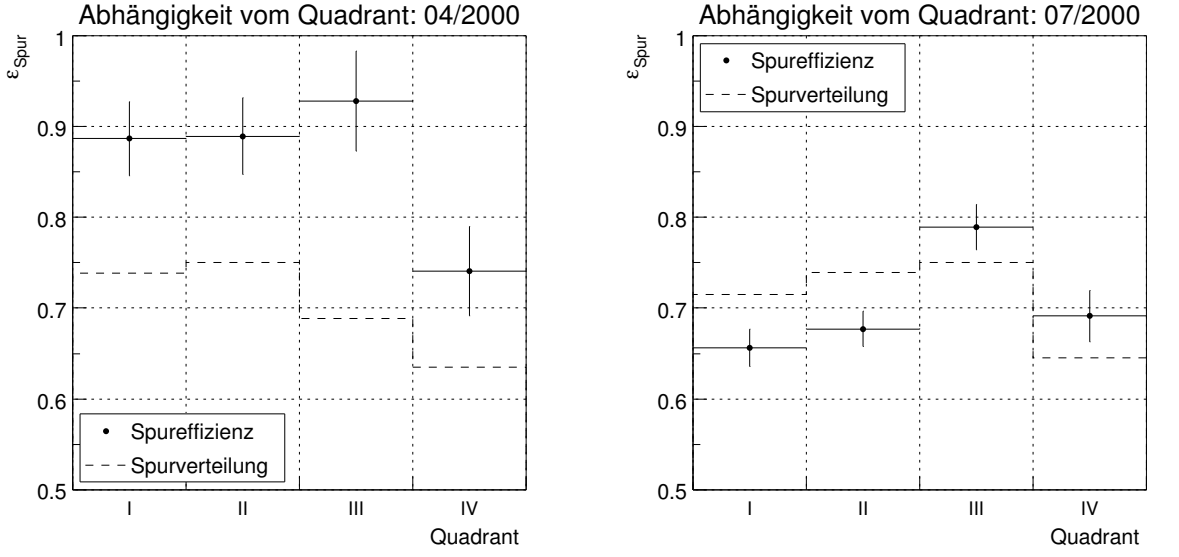


Abbildung 4.23: *Abhängigkeit der Spureffizienz vom OTR-Quadranten des Eintrittspunktes des zugrunde liegenden Teilchens in die Spurkammer-Superlage PC4 für die Daten vom April (links) und Juli (rechts) 2000. Mit gestrichelter Linie ist die jeweilige Verteilung auf die Quadranten für Teilchen, die durch Referenzspuren, die höchstwahrscheinlich aus K_s^0-Zerfällen stammen, beschrieben werden, eingezeichnet.*

4.4.4.4 Teilchenspur-Strahlrohr-Abstand

In Abbildung 4.24 wird die Abhängigkeit der Spureffizienz vom Abstand der Teilchenspur vom Protonenstrahlrohr bei der z-Koordinate der Spurkammer-Superlage PC4 gezeigt. Deutlich wird – vor allem in den Daten vom Juli 2000 – , dass die Spureffizienz mit geringer werdendem Strahlabstand der Teilchenbahn sinkt. Zieht man die wesentlich höhere Spurmultiplizität im strahlnahen Bereich des Detektors, die in Abbildung 4.3 veranschaulicht wird, in Betracht, ist diese Abhängigkeit verständlich. Verstärkt wird dieser Effekt durch die Tatsache, dass Teilchen an der inneren Akzeptanzgrenze des OTR – dieser Bereich wird ebenso vom ITR überdeckt – besonders viel Material passieren müssen. Zudem durchqueren sie möglicherweise nur die sensitive Fläche einer einzigen Superlage. Beides erschwert die Rekonstruktion der entsprechenden Spur.

Der Beitrag, den Treffer im ITR zur Rekonstruktion der hier betrachteten OTR-Segmente leisten, veranschaulicht Abbildung 4.25. Ohne Verwendung der ITR-Daten sinkt die Spureffizienz im Bereich, den OTR und ITR gemeinsam überdecken, um etwa 10 % und im Mittel um 2,5 %.

4.5 Zusammenfassung

Eine neue Methode zur Bestimmung der Spur-Rekonstruktionseffizienz des OTR bei HERA-B wurde vorgestellt. Sie basiert auf externen Spuren, die allein aus im VDS und RICH bzw. ECAL rekonstruierten Segmenten zusammengefügt werden. Im Falle der Verwendung von RICH-Ringen sind diese autonom mit RISE zu rekonstruieren. Inzwischen liefern bei HERA-B überwiegend bereits im OTR rekonstruierte Spursegmente Anhaltspunkte für die Zuordnung einzelner Photonsignale des RICH zu entsprechenden Ringen. Für eine Definition externer Spuren können diese nicht verwendet werden, da ihre Rekonstruktion die Existenz eines adäquaten OTR-Segmentes bereits voraussetzt. Um nichtphysikalische externe Spuren von der Analyse auszuschließen, werden allein solche verwendet, die eines der beiden geladenen π-Mesonen eines $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Zerfalls beschreiben. Die Spureffizienz ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Anzahl an K_s^0-Mesonen mit zur VDS-RICH- bzw. VDS-ECAL-Verknüpfung passendem OTR-Segment zur Gesamtanzahl an K_s^0-Mesonen ohne Berücksichtigung des OTR bei der Rekonstruktion der entsprechenden Spur. Die vorgestellte Methode ist in dieser Hinsicht statistischer Art.

Für ungefilterte bzw. unter Einfluss des Wechselwirkung-Filters aufgezeichnete Daten der Datennahmeperioden der Jahre 2000 und 2002 ergeben sich die folgenden Werte:

$$\varepsilon_{\text{Spur}}^{2000} = 86{,}8\,\% \pm 2{,}4\,\%$$

$$\varepsilon_{\text{Spur}}^{2002} = 96{,}5\,\% \pm 2{,}0\,\%$$

In beiden Zeiträumen sind diese Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den Werten aus Monte-Carlo-Daten. Die Verwendung von aus der Simulation ermittelten Effizienzen für die physikalische Datenanalyse erscheint in dieser Hinsicht daher als akzeptabel. Die Methode zeigt eine bemerkenswerte Stabilität gegenüber der Menge an K_s^0-Untergrund, der zur Analyse zugelassen wird, und ist weitgehend unabhängig davon, ob mit Verknüpfungen von VDS-Segmenten mit RICH-Ringen oder ECAL-Clustern gearbeitet wird. Aufgrund der begrenzten Statistik sind nur schwache Aussagen, was die Abhängigkeit der berechneten Spureffizienz von Parametern des Teilchens, wie Ort und Impuls, bzw. des Ereignisses, wie Spurmultiplizität, betrifft, möglich.

Nochmals angemerkt werden muss an dieser Stelle, dass die hier berechneten Effizienzen beides, sowohl die Rekonstruktionseffizienz im OTR als auch die Verknüpfungseffizienz von VDS- mit OTR-Segmenten, beinhalten. Zudem handelt es sich bei den hier als OTR-Segmente bezeichneten Spurstücken tatsächlich um Spurkammer-Segmente, zu deren Rekonstruktion neben Treffern im OTR unter Umständen auch solche im ITR beitragen.

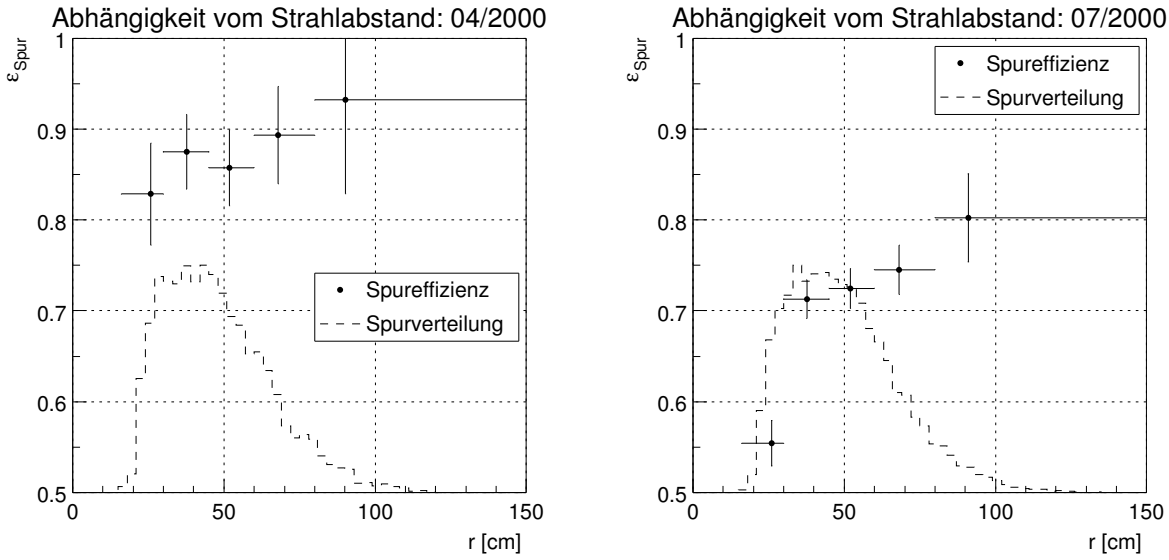


Abbildung 4.24: *Abhängigkeit der Spureffizienz vom Abstand der Teilchenspur vom Protonenstrahlrohr für die Daten vom April (links) und Juli (rechts) 2000. Der entsprechende Abstand wurde bei der z-Koordinate der Spurkammer-Superlage PC4 bestimmt. Mit gestrichelter Linie ist die jeweilige Verteilung dieses Abstands für Teilchen, die durch Referenzspuren, die höchstwahrscheinlich aus K_s^0-Zerfällen stammen, beschrieben werden, eingezeichnet.*

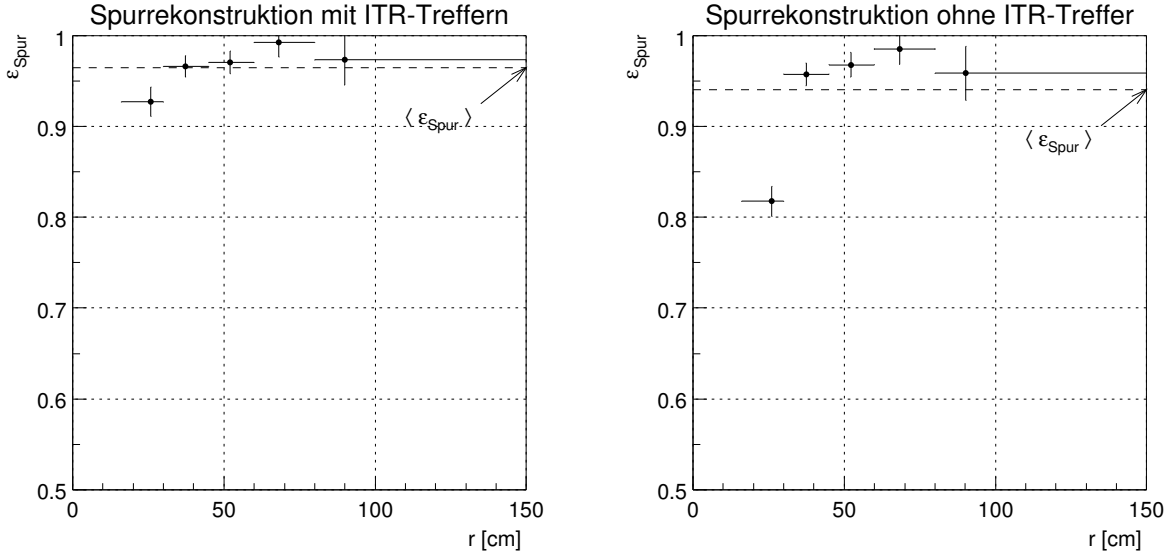


Abbildung 4.25: *Abhängigkeit der Spureffizienz vom Abstand der Teilchenspur vom Protonenstrahlrohr bei Einbeziehung von Treffern im ITR in die Rekonstruktion von Spurkammer-Segmenten (links) und bei Ignorierung dieser Treffer (rechts). Beide Diagramme basieren auf exakt demselben Datensample vom Dezember 2002. Mit gestrichelter Linie ist jeweils die mittlere Spureffizienz markiert.*

Kapitel 5

J/ψ-Unterdrückung

In diesem Kapitel wird das vorläufige Ergebnis einer Messung der J/ψ-Unterdrückung durch nukleare Effekte bei der Produktion in p-A-Wechselwirkungen vorgestellt. Das Ziel ist die Bestimmung des die Unterdrückung quantifizierenden Parameters $\alpha_{J/\psi}(x_\mathrm{F}, p_\mathrm{T})$. Grundlage sind zwischen Oktober 2002 und Februar 2003 durch HERA-B bei der Kollision von 920-GeV-Protonen mit Wolfram- und Kohlenstoff-Targets unter Verwendung des J/ψ-Filters aufgezeichnete Datensätze. Im ersten Abschnitt wird die Strategie der Messung skizziert. Detailliert geht der zweite Abschnitt auf die Verfahren, nach denen die indirekten, für die Berechnung von $\alpha_{J/\psi}$ benötigten Größen aus den Messdaten gewonnen werden, ein. Daran schließt sich im dritten Abschnitt die Diskussion und Abschätzung der zufälligen und systematischen Effekte, die letztlich die Unsicherheit der Messung bestimmen, und die Präsentation des Messergebnisses an.

5.1 Messmethode

Wie bereits ausgeführt wurde, kann die Abhängigkeit des J/ψ-Produktionswirkungsquerschnittes in p-A-Kollisionen $\sigma_{pA}^{J/\psi} = \sigma(pA \to J/\psi\, X)$ von der Nukleonenzahl A des verwendeten Targets mit $\alpha_{J/\psi}$ parametrisiert werden:

$$\sigma_{pA}^{J/\psi} = \sigma_{pN}^{J/\psi} A^{\alpha_{J/\psi}} \tag{5.1}$$

Dabei ist $\sigma_{pN}^{J/\psi} = \sigma(pN \to J/\psi\, X)$ der Produktionswirkungsquerschnitt bei Wechselwirkung der Protonen mit einzelnen Nukleonen. Die beste Methode, diese Abhängigkeit zu demonstrieren, ist die Beobachtung des Verhältnisses der Produktionswirkungsquerschnitte pro Nukleon für verschiedene Materialien. Bei HERA-B eröffnet sich dieser Weg durch die Möglichkeit, zumindest zwei unterschiedliche Targetdrähte gleichzeitig mit dem Protonenstrahl in Wechselwirkung zu bringen. Der die J/ψ-Unterdrückung beschreibende Parameter $\alpha_{J/\psi}$ ergibt sich dann zu:

$$\alpha_{J/\psi} = \frac{\ln(\sigma_{pA}^{J/\psi}/\sigma_{pA'}^{J/\psi})}{\ln(A/A')} \tag{5.2}$$

Da die Unsicherheit der $\alpha_{J/\psi}$-Messung mit $1/\ln(A/A')$ skaliert, fällt die Wahl der Targetmaterialien auf das Paar mit der größtmöglichen Differenz in den Nukleonenzahlen: Wolfram (W) und Kohlenstoff (C). Die beiden Produktionswirkungsquerschnitte sind über:

$$\sigma_{pA}^{J/\psi} = \frac{N_{J/\psi}^{A}}{\varepsilon_{J/\psi}^{A} \mathcal{L}_A \mathrm{Br}(J/\psi \to X)} \tag{5.3}$$

einer Messung zugänglich. Dabei ist $N^A_{J/\psi}$ die Anzahl rekonstruierter und am Target mit der Nukleonenzahl A produzierter J/ψ-Mesonen. $\varepsilon^A_{J/\psi}$ steht für das Produkt aus geometrischer Akzeptanz des Detektors und Filter-, Rekonstruktions- und Selektionseffizienz für J/ψ-Mesonen. Mit $\mathcal{L}_A$ ist die integrierte Proton-Luminosität, die das betreffende Target sammelt, bezeichnet und $\mathrm{Br}(J/\psi \to X)$ gibt das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls, über den die J/ψ-Mesonen identifiziert werden, an. Letztlich kann $\alpha_{J/\psi}$ auf Grundlage der Messdaten von HERA-B mit:

$$\alpha_{J/\psi} = \frac{1}{\ln(A_\mathrm{W}/A_\mathrm{C})} \left(\ln \frac{N^\mathrm{W}_{J/\psi}}{N^\mathrm{C}_{J/\psi}} + \ln \frac{\varepsilon^\mathrm{C}_{J/\psi}}{\varepsilon^\mathrm{W}_{J/\psi}} + \ln \frac{\mathcal{L}_\mathrm{C}}{\mathcal{L}_\mathrm{W}} \right) \tag{5.4}$$

aus drei einzeln zu bestimmenden Verhältnissen berechnet werden. Zunächst ist das Verhältnis $N^\mathrm{W}_{J/\psi}/N^\mathrm{C}_{J/\psi}$ der Anzahl detektierter J/ψ-Mesonen, die in p-W-Wechselwirkungen erzeugt werden, zu der Anzahl von nachweislich am C-Target produzierten Mesonen zu ermitteln. Des Weiteren ist das Verhältnis $\varepsilon^\mathrm{C}_{J/\psi}/\varepsilon^\mathrm{W}_{J/\psi}$ der Wahrscheinlichkeit, ein J/ψ-Meson vom C-Target im Detektor als solches zu identifizieren, zu der Wahrscheinlichkeit das Gleiches für ein J/ψ-Meson vom W-Target gelingt, aus einer detaillierten Monte-Carlo-Simulation zu berechnen. Diese Wahrscheinlichkeiten werden im Folgenden kurz als Akzeptanzen bezeichnet, da die Unterschiede zwischen ihnen in erster Linie auf die unterschiedlichen Positionen der Targetdrähte, also einen geometrischen Effekt zurückzuführen sind. Der letzte Term der Gleichung ergibt sich aus dem Verhältnis $\mathcal{L}_\mathrm{C}/\mathcal{L}_\mathrm{W}$ der Luminositäten, die das C- und W-Target aufsammeln. Dieses kann über die Auswertung von geeigneten Referenzprozessen mit gut bekanntem Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Im Übrigen ist dieser Term unabhängig von der Kinematik des J/ψ-Mesons und daher lediglich eine additive Konstante, die für die Normierung wichtig ist, aber keinen Einfluss auf Form der Abhängigkeit $\alpha_{J/\psi}(x_\mathrm{F}, p_\mathrm{T})$ hat.

Der Vorteil einer simultanen Operation mit zwei Targets liegt darin, dass zeitliche Fluktuationen der Datennahmebedingungen die Rekonstruktion der an unterschiedlichen Drähten produzierten J/ψ-Mesonen in erster Näherung in gleicher Weise betreffen. Systematische Abweichungen können so reduziert werden. Auch die Tatsache, dass für die Berechnung nach Gleichung 5.4 lediglich die Verhältnisse von Akzeptanzen und Luminositäten relevant sind, reduziert die Unsicherheit, mit der die Bestimmung absoluter Werte für diese beiden Größen in der Regel behaftet ist.

5.2 Messverfahren

Die Basis der Bestimmung von $\alpha_{J/\psi}$ bildet Gleichung 5.4. In diesem Abschnitt wird dargelegt, auf welche Weise die Zahlenverhältnisse der erzeugten J/ψ-Mesonen, der Akzeptanz und der Luminosität aus den Messdaten und deren Simulation ermittelt werden können.

5.2.1 Anzahl produzierter J/ψ-Mesonen

Die Bestimmung der Anzahl der an verschiedenen Targetdrähten produzierten J/ψ-Mesonen gliedert sich in drei Teilaufgaben. Zunächst müssen unter der großen Zahl der vom Detektor aufgezeichneten Teilchenspuren die Signaturen von J/ψ-Kandidaten aufgespürt und die Anzahl tatsächlicher J/ψ-Mesonen unter ihnen bestimmt werden können. Geeignete Selektionskriterien und Verfahren werden im ersten Teilabschnitt vorgestellt. Sodann sind die J/ψ-Kandidaten demjenigen der beiden Targets, an dem sie erzeugt wurden, zuzuordnen. Damit befasst sich der zweite Teilabschnitt. Es bleibt die Aufgabe, die Anzahl von J/ψ-Mesonen pro Target in Abhängigkeit von der Kinematik des J/ψ-Mesons darzustellen, da letztlich das Aufdecken der Abhängigkeit $\alpha_{J/\psi}(x_\mathrm{F}, p_\mathrm{T})$ das Ziel der Analyse ist.

5.2.1.1 Spurselektion

J/ψ-Mesonen können bei HERA-B aufgrund ihrer geringen Lebensdauer nicht direkt, sondern nur über ihren Zerfall in den Kanälen $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ und $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ identifiziert werden. Nach sehr allgemeinen Qualitätskriterien wird zunächst jede Kombination zweier im Detektor rekonstruierter Teilchenspuren, die den folgenden Bedingungen genügt, als $J/\psi \rightarrow l^+l^-$-Zerfall in zwei geladene Leptonen angesehen:

- Die vom SLT ermittelten Spurparameter bilden den Ausgangspunkt der Rekonstruktion zumindest einzelner Segmente beider Teilchenspuren.
- Beide Teilchenspuren gehören zu der durch das ARTE-Modul CLONEREMOVE zusammengestellten Untermenge aller Spuren, in der jedes rekonstruierte Spursegment tatsächlich nur einmal Verwendung findet.
- Die Spuren eines Paares beschreiben die Bahnen von Teilchen unterschiedlicher Ladung.
- Beide Teilchenspuren enthalten ein VDS-Segment mit wenigstens fünf Treffern.
- Beide Teilchenspuren enthalten ein Spurkammer-Segment mit wenigstens zehn Treffern.
- Beiden Teilchenspuren ist ein für Leptonen aus $J/\psi \rightarrow l^+l^-$-Zerfällen typischer Impuls $p_{l^\pm}$ zugeordnet:
  $5\,\mathrm{GeV} < p_{l^\pm} < 500\,\mathrm{GeV}$.
- Die beiden Teilchenspuren bilden einen gemeinsamen Vertex:
  $\mathcal{P}(\chi^2_{\mathrm{Vertex}}) > 10^{-5}$,
  mit $\mathcal{P}(\chi^2_{\mathrm{Vertex}})$ als die χ^2-Wahrscheinlichkeit des l^+l^--Vertex.
- Die invariante l^+l^--Masse $m_{l^+l^-}$ des J/ψ-Kandidaten liegt unter Annahme der $\mu^\pm$- bzw. $e^\pm$-Hypothese für die Leptonkandidaten im Bereich der nominalen J/ψ-Masse von 3,097 GeV [PDG02]:
  $2{,}25\,\mathrm{GeV} \leq m_{l^+l^-} \leq 4{,}55\,\mathrm{GeV}$.

Wirklich effizient können die $J/\psi \rightarrow l^+l^-$-Zerfälle allerdings nur über die Identifizierung der beiden Leptonkandidaten als $e^\pm$- bzw. $\mu^\pm$-Kandidaten von Untergrundprozessen separiert werden. Die Vorstellung entsprechender Identifikationskriterien erfolgt für beide Zerfallskanäle getrennt. Aufgrund der differierenden Form des J/ψ-Signals und der unterschiedlichen Zusammensetzung des J/ψ-Untergrundes in beiden Kanälen wird auch die Ermittlung der Anzahl tatsächlicher J/ψ-Mesonen getrennt behandelt.

e^+e^--Kanal Ein wichtiger Effekt, der bei Rekonstruktion von $e^\pm$-Spuren zu berücksichtigen ist, ist der Energieverlust infolge der Emission von Bremsstrahlung. Bei kinetischen Energien oberhalb einiger MeV dominiert er den gesamten Energieverlust von Elektronen in Materie. Verursacht wird Bremsstrahlung durch elektromagnetische Wechselwirkung schnell bewegter geladener Teilchen mit dem Coulomb-Feld von Atomkernen. Da der Verlust an Energie umgekehrt proportional dem Quadrat der Masse des betreffenden Teilchens ist, werden Bremsstrahlungsverluste praktisch nur für Elektronen relevant. Nach dem Passieren des HERA-B-Detektors besitzen Elektronen, die aus der Nähe des Targets stammen, bei Erreichen des ECAL im Mittel nur noch etwa die Hälfte ihrer ursprünglichen Energie [Bru02]. Sowohl die Werte der Energie- als auch der

Impulsmessung für Elektronen durch den Detektor sind somit systematisch zu klein. Eine Verbesserung der Auflösung beider Größen erfordert demnach eine Berücksichtigung ausgesendeter Bremsstrahlungsphotonen und eine Korrektur für den entsprechenden Energieverlust.

Bremsstrahlung wird in einem engen Kegel um die Flugrichtung des Elektrons emittiert. Photonen, die erst hinter dem Magneten abgestrahlt werden, deponieren ihre Energie von daher größenteils im selben ECAL-Cluster wie das aussendende Elektron. Für die Bestimmung sowohl des ursprünglichen Impulses der Elektronen als auch deren Anfangsenergie sind sie demnach ohne weitere Bedeutung. Problematischer ist dagegen der Energieverlust bereits vor dem Magneten. Die hier ausgesendeten Photonen treffen an der Stelle auf das ECAL, die auch die Elektronen bei Abwesenheit des Magnetfeldes erreichen würden. Immerhin kann der Ort solcher potenziellen Energiedepositionen aus der gradlinigen Verlängerung des VDS-Segmentes rekonstruiert werden. Als Bremsstrahlungscluster zu einem $e^{\pm}$-Kandidaten wird somit ein ECAL-Cluster mit dem geringsten Abstand d_{Brems}:

- $d_{\mathrm{Brems}} = \sqrt{\left(x_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{ECAL}} - x_{\mathrm{ECAL}}\right)^2 + \left(y_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{ECAL}} - y_{\mathrm{ECAL}}\right)^2} < 0{,}75 \cdot l_{\mathrm{Zelle}}$

angesehen. Dabei sind x_{ECAL} und y_{ECAL} die x- und y-Koordinaten des Clusters, $x_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{ECAL}}$ und $y_{\mathrm{VDS}}^{\mathrm{ECAL}}$ die x- und y-Koordinaten am Ende des bis zur z-Koordinate des Clusters verlängerten VDS-Segmentes und l_{Zelle} die Länge einer ECAL-Zelle mit 11,2/1 cm, 11,2/2 cm bzw. 11,2/5 cm im äußeren, mittleren bzw. inneren ECAL. Findet sich ein solches Bremsstrahlungscluster, wird die dort deponierte Energie zu der Energie des dem $e^{\pm}$-Kandidaten zugeordneten ECAL-Clusters addiert und sein Impuls entsprechend korrigiert. Keine Berücksichtigung in der Analyse finden hingegen Photonen, die vom Elektron innerhalb des Magneten abgestrahlt werden. Sie treffen verstreut entlang der Linie zwischen dem Ort potenzieller, soeben identifizierter Bremsstrahlungscluster und der Position des durch das Elektron selbst hervorgerufenen Clusters auf das ECAL. Ihre Energiedepositionen erreichen so zumeist nicht dessen Nachweisschwelle. Zudem sollte nach Entfernen der MC-Superlagen des Spurkammersystems die Wahrscheinlichkeit der Emission von Bremsstrahlungsphotonen innerhalb des Magneten im Vergleich zur Datennahme im Jahr 2000 drastisch reduziert sein.

Folgende Kriterien dienen nun der Identifikation der bereits vorselektierten Kombinationen von Teilchenspuren als Kandidaten für e^+e^--Paare:

- Beiden Teilchenspuren ist ein ECAL-Cluster zugeordnet.

- Zumindest einer der beiden Teilchenspuren muss ein Bremsstrahlungscluster zugeordnet werden können. Wie mächtig dieses Kriterium bei der Identifikation von Elektronen ist, illustriert Abbildung 5.1. Allerdings wird auch deutlich, wie gering seine Effizienz ist. Diese kann mit $\varepsilon_{\mathrm{BF}} = \sqrt{N_{J/\psi}^{\mathrm{BF2}}/N_{J/\psi}^{\mathrm{BF0}}} = 0{,}389 \pm 0{,}005$ berechnet werden. Dabei ist $N_{J/\psi}^{\mathrm{BF0}}$ die Anzahl tatsächlich auf einen $J/\psi \to e^+e^-$-Zerfall zurückzuführender e^+e^--Paare in einem Sample von $e^{\pm}$-Kandidaten ohne explizite Forderung des Nachweises von Bremsstrahlung. $N_{J/\psi}^{\mathrm{BF2}}$ ist dann die entsprechende Anzahl im Subsample, in dem beiden $e^{\pm}$-Kandidaten eines Paares ein Bremsstrahlungscluster zugerechnet werden kann. Alternativ ist die Bestimmung der Identifikationseffizienz über $\varepsilon_{\mathrm{BF}} = 2N_{J/\psi}^{\mathrm{BF2}} / \left(N_{J/\psi}^{\mathrm{BF2}} + N_{J/\psi}^{\mathrm{BF1}}\right) = 0{,}386 \pm 0{,}007$ mit guter Übereinstimmung des ermittelten Wertes möglich. $N_{J/\psi}^{\mathrm{BF1}}$ entspricht dann $N_{J/\psi}^{\mathrm{BF0}}$ im Subsample, in dem zumindest für einen der beiden $e^{\pm}$-Kandidaten eines Paares der Bremsstrahlungsnachweis gelingt. Aus Monte-Carlo-Daten ergibt sich ein vergleichbarer Wert von $\varepsilon_{\mathrm{BF}}^{\mathrm{MC}} = 0{,}381 \pm 0{,}004$. Ohne dieses zugegebenermaßen drastische Kriterium gelingt keine überzeugende Rekonstruktion des J/ψ-Signals für sehr kleine Werte von x_{F}.

- Für beide Teilchenspuren entspricht die ihnen zuzurechnende, im ECAL deponierte Energie E dem ihnen zugeordneten Impuls p:
  $\langle E/p\rangle - 2{,}0 \cdot \sigma_{E/p} < E/p < \langle E/p\rangle + 5{,}4 \cdot \sigma_{E/p}$,
  wobei $\langle E/p\rangle$ und $\sigma_{E/p}$ Erwartungswert und Standardabweichung der Verteilung von E/p für Elektronen sind. Schätzwerte beider Größen für reale Daten können Abbildung 5.1 entnommen werden. Für Monte-Carlo-Daten ergeben sich Werte von $\langle E/p\rangle_{\mathrm{MC}} = 0{,}980$ und $\sigma^{\mathrm{MC}}_{E/p} = 0{,}057$. Die Intervallgrenzen dieses Kriteriums sind das Ergebnis einer Optimierung unter der Bedingung der Maximierung der Signifikanz $\sum = N^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{Sg}}/\sqrt{N^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{Sg}} + N_{\mathrm{Ug}}}$ des J/ψ-Signals. Dabei ist $N^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{Sg}}$ die Anzahl von Signalprozessen in Monte-Carlo-Daten und N_{Ug} die Anzahl von Untergrundprozessen in realen Daten.

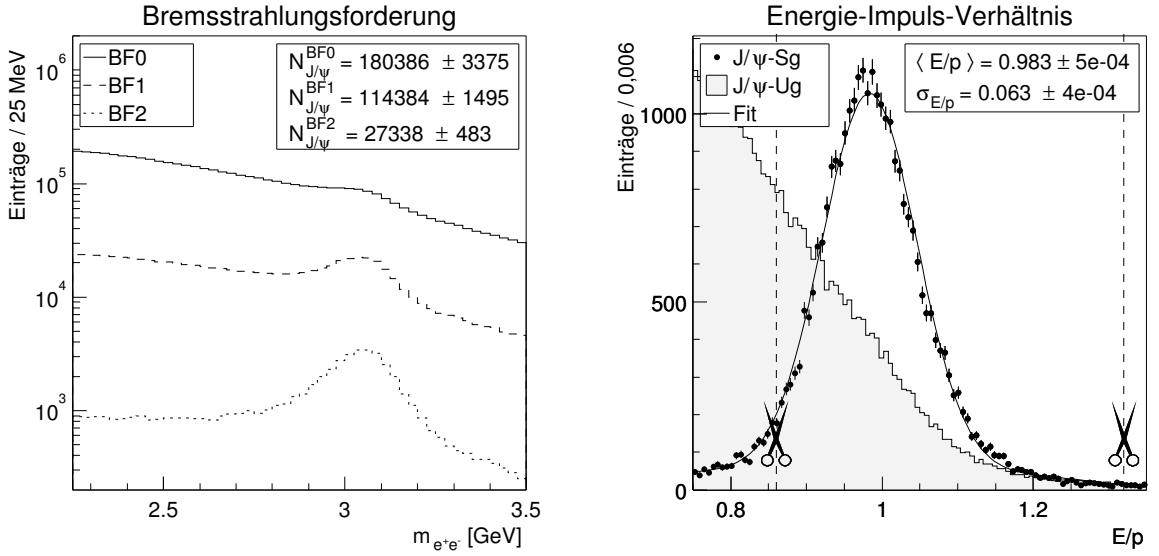


Abbildung 5.1: *Elektronidentifikation über Bremsstrahlungsnachweis und Energie-Impuls-Verhältnis. Im linken Diagramm ist der Effekt der drei Stufen der Bremsstrahlungsforderung – beiden $e^{\pm}$-Kandidaten (BF2), zumindest einem (BF1) oder keinem von beiden (BF0) muss jeweils ein Bremsstrahlungscluster zugeordnet werden können – auf das Spektrum der invarianten e^+e^--Masse dargestellt. Die jeweilige Anzahl an darin enthaltenen tatsächlichen J/ψ-Mesonen ist angegeben. Das rechte Diagramm zeigt dagegen die Verteilung des Energie-Impuls-Verhältnisses E/p für Paare von $e^{\pm}$-Kandidaten, denen jeweils ein Bremsstrahlungscluster zugeordnet werden konnte und deren invariante e^+e^--Masse im Bereich der nominalen J/ψ-Masse liegt. Der Verteilung ist die Summe aus Gaußfunktion zur Beschreibung der Verteilung für tatsächliche Elektronen und Polynom zur Beschreibung des Untergrundes angepasst und mit durchgezogener Linie eingezeichnet. Erwartungswert und Standardabweichung, abgeschätzt durch die Parameter der Gaußfunktion, sind angegeben. Mit gestrichelter Linie sind die optimierten Intervallgrenzen des Identifikationskriteriums markiert. Grau hinterlegt ist zum Vergleich die entsprechende Verteilung für Spurpaare, deren invariante Masse im Seitenband des J/ψ-Mesons liegt, mit zufälliger Skala eingezeichnet.*

Die Anzahl der tatsächlich auf einen $J/\psi \to e^+e^-$-Zerfall zurückzuführenden e^+e^--Paare unter den so selektierten Kombinationen von $e^{\pm}$-Kandidaten kann über die Anpassung einer Funktion $f(m_{e^+e^-})$ der folgenden Form nach der Maximum-Likelihood-Methode an das Spektrum der invarianten e^+e^--Masse bestimmt werden:

$$f(m_{e^+e^-}) \;=\; u(m_{e^+e^-}) + N_{J/\psi}\Big((1-t)\cdot g(m_{e^+e^-}) + t\cdot s(m_{e^+e^-})\Big) \tag{5.5}$$

mit:

$$
\begin{aligned}
u(m_{e^+e^-}) &= (c - m_{e^+e^-})^2 \exp(a + b m_{e^+e^-}) \\
g(m_{e^+e^-}) &= \frac{1}{\sigma_{J/\psi}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(m_{e^+e^-} - m_{J/\psi})^2}{2\sigma^2_{J/\psi}}\right) \\
s(m_{e^+e^-}) &= \begin{cases} \dfrac{\lambda^3 (m_{e^+e^-} - m_{J/\psi})^2}{2} \exp\Big(\lambda(m_{e^+e^-} - m_{J/\psi})\Big) & : \quad m_{e^+e^-} \leq m_{J/\psi} \\ 0 & : \quad m_{e^+e^-} > m_{J/\psi} \end{cases}
\end{aligned}
$$

Dabei beschreibt $u(m_{e^+e^-})$ den kontinuierlichen Untergrund, der von Kombinationen mit den Spuren der zahlreich vorhandenen π-Mesonen dominiert wird. Das J/ψ-Signal selbst wird durch die Gaußfunktion $g(m_{e^+e^-})$ wiedergegeben. Den Ausläufer der Signalverteilung zu kleinen Massewerten erfasst $s(m_{e^+e^-})$. Er ist auf den nicht rekonstruierbaren Anteil des Bremsstrahlungsverlustes und den Beitrag des radiativen Zerfalls $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ zurückzuführen. Unter den acht freien Parametern repräsentiert $N_{J/\psi}$ die mit der Klassenbreite multiplizierte Anzahl der aus dem Spektrum zu identifizierenden J/ψ-Mesonen. Des Weiteren finden sich mit $m_{J/\psi}$ bzw. $\sigma_{J/\psi}$ die gemessene J/ψ-Masse bzw. ihre Standardabweichung und mit t bzw. λ der Anteil des Signals im Ausläufer bzw. sein Anstieg. Die Parameter a, b und c dagegen dienen lediglich der Anpassung des den Untergrund beschreibenden Funktionsteils. Das Resultat der Funktionsanpassung an das Massespektrum des gesamten nach Anwendung der beschriebenen Selektionskriterien zur Verfügung stehenden Datensamples im e^+e^--Kanal zeigt Abbildung 5.3.

$\mu^+\mu^-$-Kanal Zur Identifikation der bereits vorselektierten Kombinationen von Teilchenspuren als Kandidaten für $\mu^+\mu^-$-Paare werden die nachfolgenden Kriterien verwendet:

- Beiden Teilchenspuren werden wenigstens fünf Treffer im Myon-Detektor zugeordnet.
- Die für beide Teilchenspuren berechneten Werte der Likelihood-Funktion für die Myonhypothese des Myon-Detektors L^μ_{MYON} übersteigen einen Minimalwert:
  $L^\mu_{\mathrm{MYON}} > (L^\mu_{\mathrm{MYON}})_{\mathrm{min}} = 0{,}04$.
  Einen Vergleich der J/ψ-Selektionseffizienz dieses Kriteriums in realen Messdaten mit der in Monte-Carlo-Daten in Abhängigkeit vom gewählten Minimalwert zeigt Abbildung 5.2. Zumindest für kleine $(L^\mu_{\mathrm{MYON}})_{\mathrm{min}}$ ist eine gute Übereinstimmung festzustellen.
- Die Werte der Likelihood-Funktion für die Myonhypothese des RICH L^μ_{RICH} erreichen für beide Teilchenspuren einen Minimalwert:
  $L^\mu_{\mathrm{RICH}} > (L^\mu_{\mathrm{RICH}})_{\mathrm{min}} = 0{,}0002$.
  Abbildung 5.2 zeigt die entsprechende Selektionseffizienz für J/ψ-Mesonen in Abhängigkeit vom gewählten Minimalwert. Die Effizienz in Messdaten ist stets wenige Prozentpunkte geringer als die in der Simulation. Dieser Effekt kann auf die geringere Signalbelegung des RICH in Monte-Carlo-Daten zurückgeführt werden. Auf die in der Analyse verwendeten Verhältnisse der Akzeptanz und der J/ψ-Anzahl hat diese Diskrepanz keinen Einfluss.

Die Minimalwerte der letzten beiden Kriterien sind das Ergebnis einer gleichzeitigen Optimierung, analog der Optimierung des dritten Identifikationskriteriums im e^+e^--Kanal.

Die Anzahl der tatsächlich auf einen $J/\psi \to \mu^+\mu^-$-Zerfall zurückzuführenden $\mu^+\mu^-$-Paare unter den so selektierten Kombinationen von $\mu^\pm$-Kandidaten kann über die Anpassung einer Funktion $f(m_{\mu^+\mu^-})$ der folgenden Form nach der Maximum-Likelihood-Methode an das Spektrum der invarianten $\mu^+\mu^-$-Masse bestimmt werden:

$$
f(m_{\mu^+\mu^-}) = u(m_{\mu^+\mu^-}) + N_{J/\psi}\Big((1 - \mathrm{t}) \cdot g(m_{\mu^+\mu^-}) + \mathrm{t} \cdot s(m_{\mu^+\mu^-})\Big) \tag{5.6}
$$

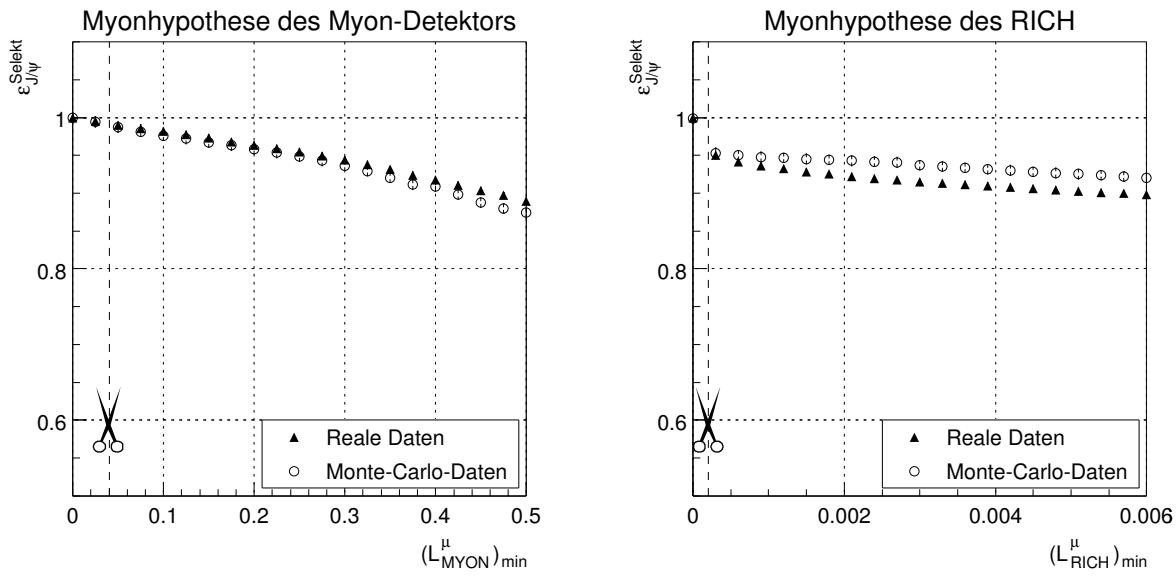


Abbildung 5.2: *Myonidentifikation über Likelihood-Funktionen für Myonhypothesen des Myon-Detektors bzw. RICH. Dargestellt ist die Selektionseffizienz $\varepsilon_{J/\psi}^{\text{Selekt}}$ für J/ψ-Mesonen in Abhängigkeit vom Minimalwert $(L^{\mu}_{\text{MYON}})_{\text{min}}$ (links) bzw. $(L^{\mu}_{\text{RICH}})_{\text{min}}$ (rechts) akzeptierter $\mu^{\pm}$-Kandidaten in realen Daten (schwarze Dreiecke) und Monte-Carlo-Daten (offene Kreise). Mit gestrichelter Linie ist der optimale Wert markiert.*

mit:

$$
\begin{aligned}
u(m_{\mu^+\mu^-}) &= \exp(a + b m_{\mu^+\mu^-}) \\
g(m_{\mu^+\mu^-}) &= \frac{1}{\sigma_{J/\psi}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(m_{\mu^+\mu^-} - m_{J/\psi})^2}{2\sigma_{J/\psi}^2}\right) \\
s(m_{\mu^+\mu^-}) &= \frac{1}{p_1(\sigma_{J/\psi}, m_{J/\psi})\sqrt{2\pi}} exp\left(-\frac{(m_{\mu^+\mu^-} - p_2(\sigma_{J/\psi}, m_{J/\psi}))^2}{2(p_3(\sigma_{J/\psi}, m_{J/\psi}))^2}\right)
\end{aligned}
$$

Dabei beschreibt $u(m_{\mu^+\mu^-})$ den kontinuierlichen Untergrund, der vor allem aus Kombinationen mit Myonen, die aus Zerfällen von π- und K-Mesonen stammen, gebildet wird. Einen messbaren Beitrag liefern aber auch $\mu^+\mu^-$-Paare aus Drell-Yan-Prozessen. Das J/ψ-Signal selbst wird durch die Gaußfunktion $g(m_{\mu^+\mu^-})$ wiedergegeben. Der Funktionsteil $s(m_{\mu^+\mu^-})$ trägt dem radiativen Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-\gamma$ Rechnung. Insgesamt sind fünf freie Parameter enthalten. $N_{J/\psi}$ gibt dabei die mit der Klassenbreite multiplizierte Anzahl der aus dem Spektrum zu identifizierenden J/ψ-Mesonen wieder. Mit $m_{J/\psi}$ und $\sigma_{J/\psi}$ sind die gemessene J/ψ-Masse und ihre Standardabweichung bezeichnet. Über die Parameter a und b wird dagegen lediglich der Funktionsteil $u(m_{\mu^+\mu^-})$ an den J/ψ-Untergrund im Massespektrum angepasst. Die Koeffizienten der Polynome $p_1(\sigma_{J/\psi}, m_{J/\psi})$, $p_2(\sigma_{J/\psi}, m_{J/\psi})$ und $p_3(\sigma_{J/\psi}, m_{J/\psi})$ stammen ebenso wie die Konstante t = 0,11 aus QED-Berechnungen und Monte-Carlo-Simulationen des radiativen $J/\psi \to \mu^+\mu^-\gamma$-Zerfalls [Spi03]. Das Resultat der Funktionsanpassung an das Massespektrum des gesamten nach Anwendung der beschriebenen Selektionskriterien zur Verfügung stehenden Datensamples im $\mu^+\mu^-$-Kanal zeigt Abbildung 5.3.

Auffällig ist im Vergleich der Spektren der invarianten l^+l^--Massen in Abbildung 5.3 die etwa 50 % höhere Standardabweichung der J/ψ-Masse im e^+e^--Kanal und das dreimal größere Signal-Untergrund-Verhältnis im $\mu^+\mu^-$-Kanal. Knapp 25 % aller Signalprozesse im e^+e^--Kanal finden sich im Ausläufer der Signalverteilung zu kleinen Massewerten wieder.

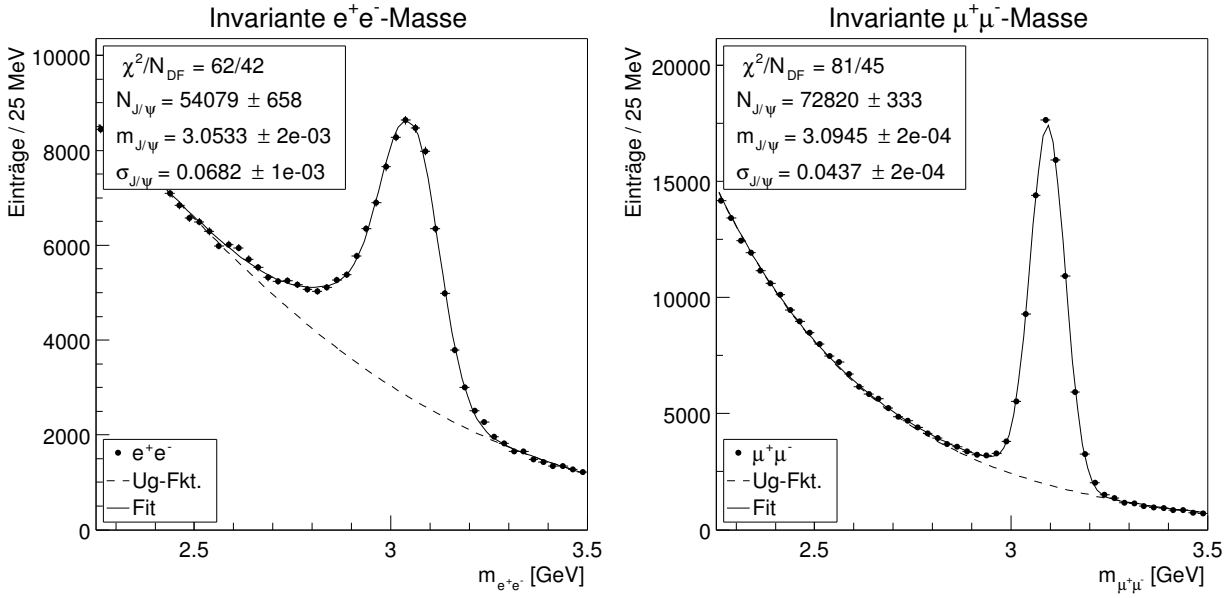


Abbildung 5.3: *Spektrum der invarianten e^+e^--Masse (links) und der invarianten $\mu^+\mu^-$-Masse (rechts) im Bereich des J/ψ-Signals. Mit durchgezogener Linie ist jeweils das Ergebnis der Funktionsanpassung, deren wichtigsten Parameter aufgeführt werden, eingezeichnet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Verlauf des den Untergrund beschreibenden Funktionsteils.*

5.2.1.2 Targetzuordnung

Die Ortsauflösung des VDS ist selbst in longitudinaler Richtung nahezu eine Größenordnung geringer als der minimale Abstand zweier während der Datennahme gleichzeitig verwendeter Targetdrähte voneinander. Die Zuordnung eines Kandidaten für ein l^+l^--Paar zu demjenigen Target, an dem die primäre Wechselwirkung stattfand, kann demnach über die Position des sekundären l^+l^--Vertex erfolgen. Konkret heißt das, dass ein l^+l^--Paar als am Draht i produziert angesehen wird, falls:

- $|z_{l^+l^-} - \langle z^i_{l^+l^-} \rangle| < 3\sigma_{z_{l^+l^-}}$

Dabei ist $z_{l^+l^-}$ die mit dem ARTE-Modul GROVER berechnete z-Koordinate des l^+l^--Vertex, $\langle z^i_{l^+l^-} \rangle$ und $\sigma_{z_{l^+l^-}}$ der Erwartungswert und die Standardabweichung der Verteilung der z-Koordinate der l^+l^--Vertices bei gegebenem Targetdraht i. Der Erwartungswert $\langle z^i_{l^+l^-} \rangle$ fungiert somit als Messwert für die tatsächliche Targetposition. Schätzwerte für $\langle z^i_{l^+l^-} \rangle$ und $\sigma_{z_{l^+l^-}}$ können Abbildung 5.4 entnommen werden.

Im Weiteren wird demnach zunächst für sämtliche bereits selektierten Kandidaten für l^+l^--Paare nach dem soeben beschriebenen Kriterium das Target bestimmt, an dem sie produziert wurden. Paare denen auf diese Weise kein konkreter Draht zugeordnet werden kann, werden in der weiteren Analyse nicht mehr berücksichtigt. Erst dann wird in den so separierten Massespektren die entsprechende Anzahl an J/ψ-Mesonen ermittelt. Ein Beispiel hierfür zeigt Abbildung 5.5. Die größere Spurmultiplizität in Ereignissen mit primären Wechselwirkungen am W-Target schlägt sich hier in einem höheren Anteil an J/ψ-Untergrundprozessen nieder.

Die in der vorliegenden Analyse berücksichtigten Messdaten teilen sich in drei Subsample mit jeweils unterschiedlicher Targetkonfiguration. So wurden die Drähte I1 und I2, I1 und B1 oder O2 und B1 gleichzeitig der Wechselwirkung mit dem Protonenstrahl ausgesetzt. Tabelle 5.1 stellt die Anzahl selektierter J/ψ-Mesonen bei den verschiedenen Konfigurationen zusammen.

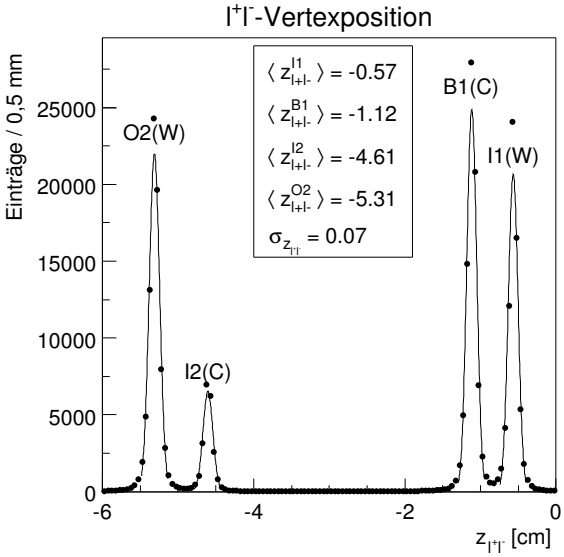


Abbildung 5.4: *Targetzuordnung über die Position des l^+l^--Vertex. Dargestellt ist die Verteilung der z-Koordinate der l^+l^--Vertices für das gesamte zur Verfügung stehende Datensample. Deutlich wird die Position der vier verwendeten Targetdrähte widergespiegelt. Schätzwerte für deren z-Koordinate und die Standardabweichung der z-Koordinate der ihnen zugeordneten l^+l^--Vertices können aus den Parametern an die Verteilung angepasster Gaußfunktionen gewonnen werden. Die so ermittelten Werte sind aufgeführt, wobei $\sigma_{z_{l^+l^-}}$ großzügig für alle Drähte auf den gleichen Wert gerundet ist.*

Targetkonfiguration	J/ψ-Anzahl	
	e^+e^--Kanal	$\mu^+\mu^-$-Kanal
I1 (W) & I2 (C)	12.000	16.000
I1 (W) & B1 (C)	16.000	17.000
O2 (W) & B1 (C)	26.000	39.000

Tabelle 5.1: *Bei verschiedenen Targetkonfigurationen nachweislich produzierte J/ψ-Anzahl.*

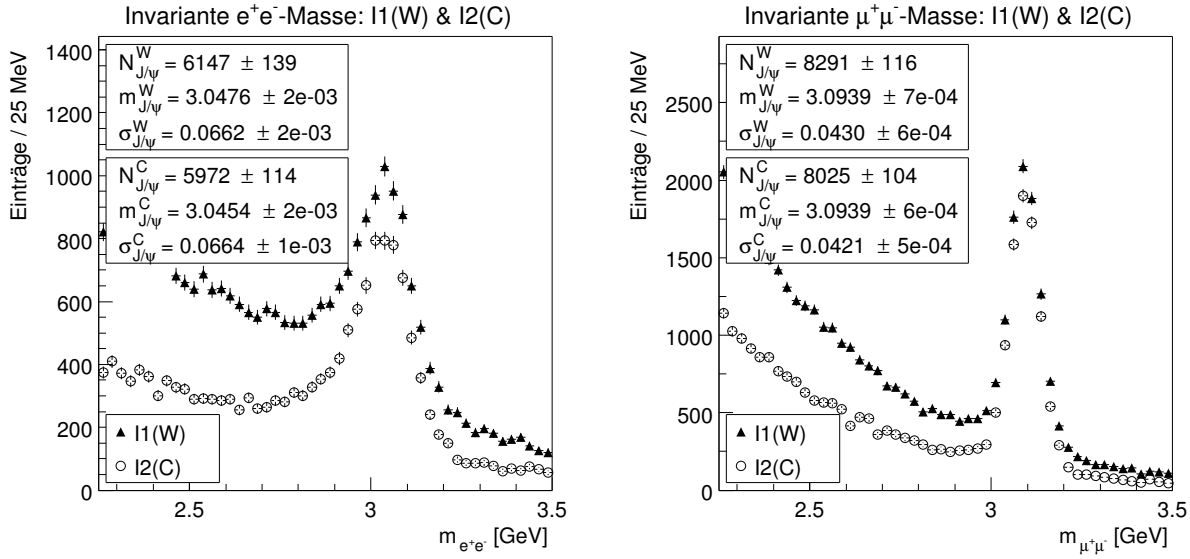


Abbildung 5.5: *Spektren der invarianten e^+e^--Masse (links) und der invarianten $\mu^+\mu^-$-Masse (rechts) separiert nach dem Targetdraht, an dem die primäre Wechselwirkung stattfand. Dargestellt sind die Spektren für das Subsample an Daten, das bei gleichzeitiger Operation mit dem W-Draht I1 (schwarze Dreiecke) und dem C-Draht I2 (offene Kreise) aufgezeichnet wurde.*

Die Wahrscheinlichkeit ein tatsächliches J/ψ-Meson dem falschen Targetdraht zuzuordnen, kann mit Monte-Carlo-Daten selbst für den Fall der Konfiguration I1 & B1 als geringer als 0,1 % bestimmt werden. Die bessere Ortsauflösung des VDS und geringfügig andere Targetpositionen in der Simulation sind dabei zu berücksichtigen. Ebenso groß sind die Differenzen in der J/ψ-Anzahl bei Deplazierung der Drähte um wenige 100 μm. Bei dem Umfang der zur Verfügung stehenden Datensample bleiben solche Effekte um eine Größenordnung hinter der Abschätzung der zufälligen Abweichung der J/ψ-Anzahl zurück und können deshalb vernachlässigt werden.

5.2.1.3 Differenzielle kinematische Verteilungen

In diesem Teilschritt geht es darum, die Anzahl an J/ψ-Mesonen in Abhängigkeit vom Wert der kinematischen Variablen x_F und p_T, mit dem sie produziert werden, zu ermitteln. Die bereits nach dem konkreten Targetdraht, an dem die Kandidaten für l^+l^--Paare ihren Ursprung haben, separierten Subsample werden hierfür weiter unterteilt. Diese Unterteilung erfolgt unabhängig voneinander nach dem Intervall, in den der x_F- bzw. p_T-Wert des J/ψ-Kandidaten fällt. Die stetigen, paarweise disjunkten Intervalle überdecken dabei den Bereich von $-0{,}35 \leq x_\mathrm{F} < 0{,}15$ bzw. $0\,\mathrm{GeV} \leq p_\mathrm{T} < 5\,\mathrm{GeV}$ vollständig. Für jedes Intervall wird dann separat die Anzahl tatsächlich auf einen $J/\psi \to l^+l^-$-Zerfall zurückzuführender l^+l^--Paare bestimmt. Die Standardabweichung des gaußschen Signalanteils $\sigma_{J/\psi}$ wird dabei in beiden Zerfallskanälen auf einen aus Monte-Carlo-Daten adaptierten Wert fixiert. Zu berücksichtigen ist dabei die Abhängigkeit der Standardabweichung der J/ψ-Masse von x_F – größeres x_F führt zu größerem $\sigma_{J/\psi}$ – und der insgesamt geringere Wert in der Simulation. Eine Abhängigkeit von p_T und vom Targetdraht kann dagegen nicht festgestellt werden und wird folglich nicht angesetzt. Die resultierenden differenziellen Verteilungen und Zahlenverhältnisse der an gleichzeitig verwendeten Drähten produzierten J/ψ-Mesonen sind in den Abbildungen 5.6 und 5.7 für die Targetkonfiguration I1 & I2 dargestellt.

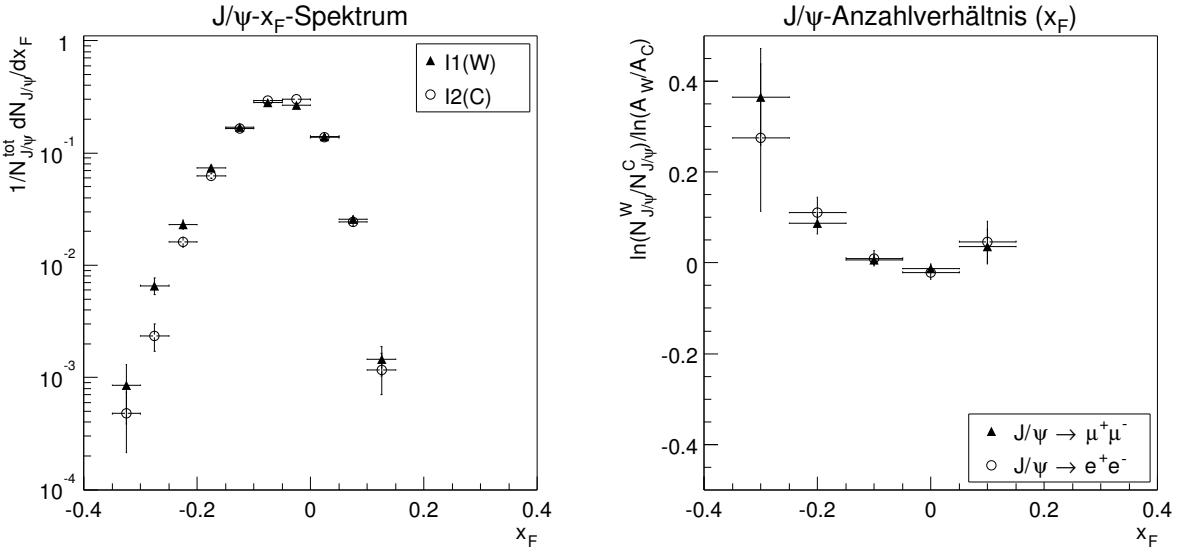


Abbildung 5.6: *J/ψ-Anzahl in Abhängigkeit von x_F für das Subsample mit der Targetkonfiguration I1 & I2. Dargestellt ist im linken Diagramm das auf die jeweilige Gesamtzahl an J/ψ-Mesonen pro Target im Subsample normierte x_F-Spektrum rekonstruierter J/ψ-Mesonen vom W-Draht I1 (schwarze Dreiecke) bzw. vom C-Draht I2 (offene Kreise). Das rechte Diagramm gibt den Logarithmus des daraus resultierenden Verhältnisses der J/ψ-Anzahl für den $\mu^+\mu^-$- (schwarze Dreiecke) bzw. e^+e^--Kanal (offene Kreise) in Abhängigkeit von x_F wieder.*

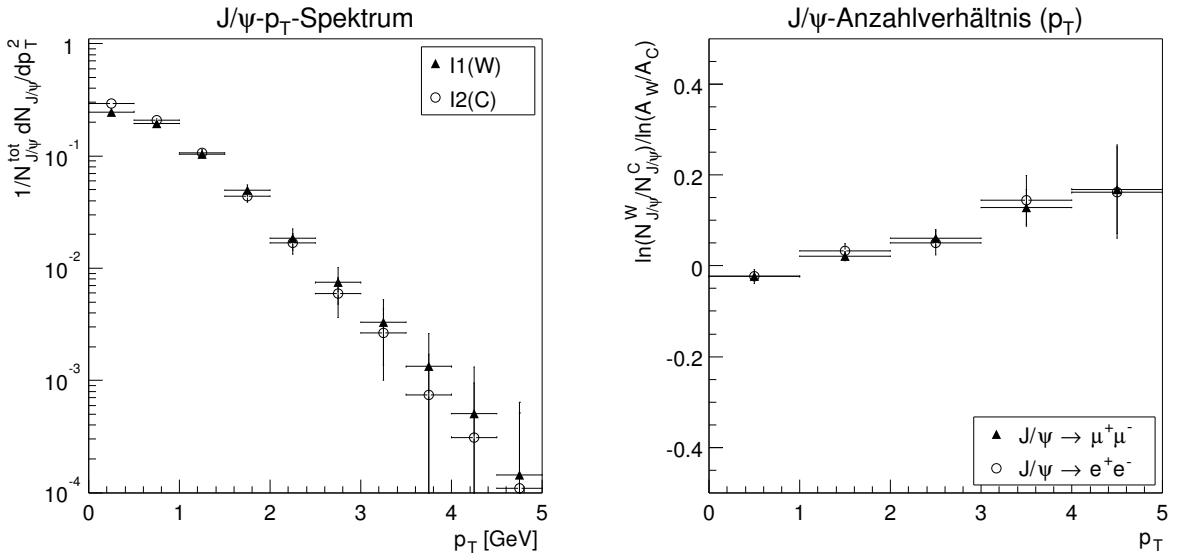


Abbildung 5.7: *J/ψ-Anzahl in Abhängigkeit von p_{T} für das Subsample mit der Targetkonfiguration I1 & I2. Dargestellt ist im linken Diagramm das auf die jeweilige Gesamtzahl an J/ψ-Mesonen pro Target im Subsample normierte p_{T}-Spektrum rekonstruierter J/ψ-Mesonen vom W-Draht I1 (schwarze Dreiecke) bzw. vom C-Draht I2 (offene Kreise). Dabei ist $dN_{J/\psi}/dp_{\mathrm{T}}^2 = (dN_{J/\psi}/dp_{\mathrm{T}})/(2p_{\mathrm{T}})$. Das rechte Diagramm gibt den Logarithmus des daraus resultierenden Verhältnisses der J/ψ-Anzahl für den $\mu^+\mu^-$- (schwarze Dreiecke) bzw. e^+e^--Kanal (offene Kreise) in Abhängigkeit von p_{T} wieder.*

5.2.2 Detektorakzeptanz für J/ψ-Zerfallsprodukte

Ist die Akzeptanz des Detektors für ein bestimmtes Teilchen bekannt, kann mit ihrer Hilfe aus der Anzahl beobachteter Teilchen die Anzahl ursprünglich in Primär- und Sekundärprozessen erzeugter ermittelt werden. Sie korrigiert somit für den Raumwinkelanteil, der nicht mit sensitiven Detektorelementen abgedeckt ist, für die Ineffizienz der Subdetektoren und deren nur endliche Auflösung und für die damit zusammenhängende Ineffizienz der Filter-, Rekonstruktions- und Selektionsalgorithmen. Aufschluss über die absolute Akzeptanz aus dem Vergleich von Monte-Carlo-Rekonstruktion und Monte-Carlo-Wahrheit zu erhalten, ist durchaus kein simples Unterfangen. Setzt das doch eine überaus genaue Detektorsimulation und Digitalisierung, die alle relevanten Abweichungen von den Designvorgaben erfassen, voraus. Das dafür notwendige Verständnis des Leistungsverhaltens des HERA-B-Detektors in allen Perioden der Datennahme ist zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht so weit gediehen. Nichtsdestotrotz kann angenommen werden, dass Verhältnisse von Akzeptanzen desselben, lediglich an verschiedenen Targetdrähten produzierten Teilchens korrekt wiedergegeben werden, zumal zumindest die Äquivalenz der Spureffizienz in realen Daten und Simulation im vorangegangenen Kapitel gezeigt wurde. Ein von 1 abweichendes Verhältnis ergibt sich hauptsächlich aus Differenzen in der rein geometrischen Akzeptanz und der Effizienz des SLT, dessen Algorithmen bei der Spurverfolgung im VDS die Position der Targetdrähte verwenden. Aber auch die unterschiedliche Spurmultiplizität bei primären Wechselwirkungen am W- oder C-Target spielt eine Rolle.

Insgesamt wurden für die Akzeptanzbestimmung jeweils 500.000 Ereignisse mit J/ψ-Produktion und anschließendem Zerfall für beide betrachteten Kanäle und jeden der vier verwendeten Targetdrähte generiert. Die der Detektorsimulation folgende Digitalisierung beruht auf der Mittelung der aus realen Daten bestimmten tatsächlichen Effizienzen der einzelnen Auslesekanäle der Subdetektoren über zwei Zeiträume der vom Oktober 2002 bis zum Februar 2003

währenden Datennahmeperiode. Jedem J/ψ-Ereignis werden dann die Reaktionsprodukte einer aus der Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert 1 folgenden Anzahl gewöhnlicher inelastischer p-N-Wechselwirkungen beigefügt. Rekonstruktion und Selektion der Monte-Carlo-Daten, die eine Nachbildung des J/ψ-Filters einschließen, entsprechen der von realen Daten. Auf dieser Grundlage ergibt sich die Akzeptanz des HERA-B-Detektors für J/ψ-Mesonen nach:

$$\varepsilon_{J/\psi} = \frac{N_{J/\psi}^{\mathrm{Reko}}}{N_{J/\psi}^{\mathrm{Gen}}} \tag{5.7}$$

Dabei ist $N_{J/\psi}^{\mathrm{Reko}}$ die innerhalb eines bestimmten kinematischen Intervalls aus Monte-Carlo-Daten rekonstruierte Anzahl von J/ψ-Mesonen und $N_{J/\psi}^{\mathrm{Gen}}$ die im selben Intervall generierte Anzahl. Während der Wert für $N_{J/\psi}^{\mathrm{Gen}}$ schlicht durch Abzählung gewonnen werden kann, stammt der für $N_{J/\psi}^{\mathrm{Reko}}$, um die ineffiziente Zuordnung von rekonstruierten Spuren zu generierten zu vermeiden, wie in realen Daten aus einer Funktionsanpassung an des Spektrum der invarianten l^+l^--Masse. Allerdings entfällt im $\mu^+\mu^-$-Kanal der Funktionsteil $s(m_{\mu^+\mu^-})$ nach Gleichung 5.6, da radiative J/ψ-Zerfälle in der Simulation nicht enthalten sind. Im e^+e^--Kanal führt dieser Umstand zu einer Reduzierung des Anteils von Signalprozessen im Ausläufer der Signalverteilung auf 14 %.

Eine Bestimmung der Abhängigkeit der Akzeptanz $\varepsilon_{J/\psi}$ von den kinematischen Variablen x_{F} und p_{T} kann analog der für die J/ψ-Anzahl in realen Daten durchgeführt werden. Sie setzt voraus, dass die gewählten Intervallbreiten größer als die Auflösung der entsprechenden Variable bei Messung durch den Detektor ist. Tatsächlich liegt mehr als eine Größenordnung zwischen den Werten für beide Größen, wie ein Vergleich der Abbildung 5.8 mit den Abbildungen 5.6 und 5.7 deutlich macht. Die resultierenden J/ψ-Akzeptanzen und deren Verhältnisse zeigen die Abbildungen 5.9 und 5.10 für die Targetkonfiguration I1 & I2 und Abhängigkeit von x_{F} und p_{T}.

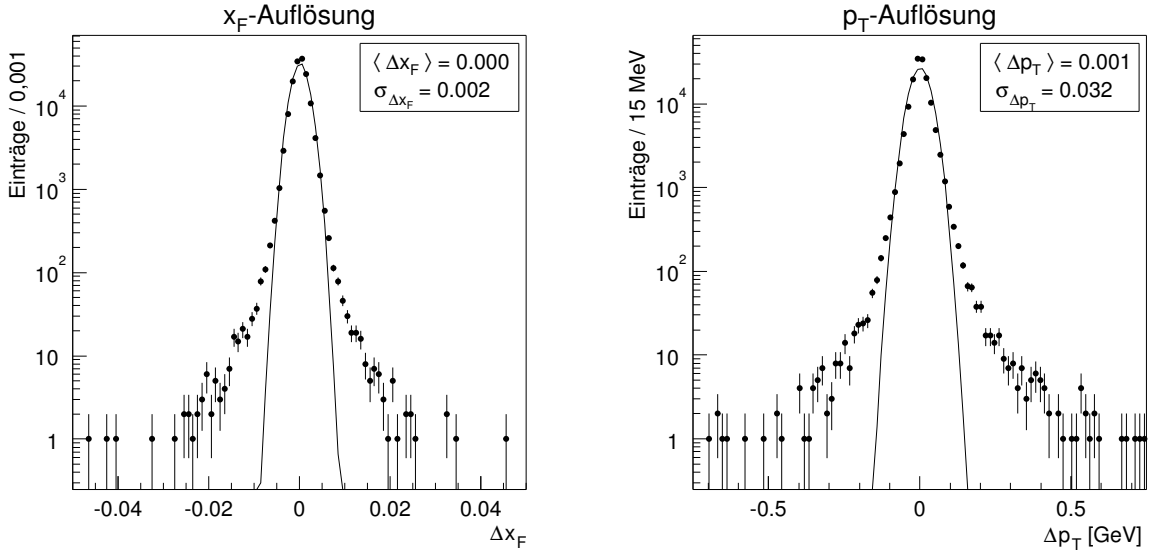


Abbildung 5.8: *Auflösung der kinematischen Variablen x_{F} und p_{T}. Dargestellt ist die Verteilung von $\triangle x_{\mathrm{F}} = x_{\mathrm{F}}^{\mathrm{Reko}} - x_{\mathrm{F}}^{\mathrm{Gen}}$ (links) bzw. $\triangle p_{\mathrm{T}} = p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Reko}} - p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Gen}}$ (rechts). Dabei ist $x_{\mathrm{F}}^{\mathrm{Gen}}$ bzw. $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Gen}}$ der der Monte-Carlo-Wahrheit entnommene Wert für x_{F} bzw. p_{T} eines generierten J/ψ-Mesons. Mit $x_{\mathrm{F}}^{\mathrm{Reko}}$ bzw. $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Reko}}$ ist dann der entsprechende x_{F}- bzw. p_{T}-Wert desselben J/ψ-Mesons in der Monte-Carlo-Rekonstruktion bezeichnet. Den Verteilungen ist eine Gaußfunktion angepasst. Die durch deren Parameter abgeschätzte Standardabweichung $\sigma_{\triangle x_{\mathrm{F}}}$ bzw. $\sigma_{\triangle p_{\mathrm{T}}}$, die hier als x_{F}- bzw. p_{T}-Auflösung angesehen wird, ist angegeben.*

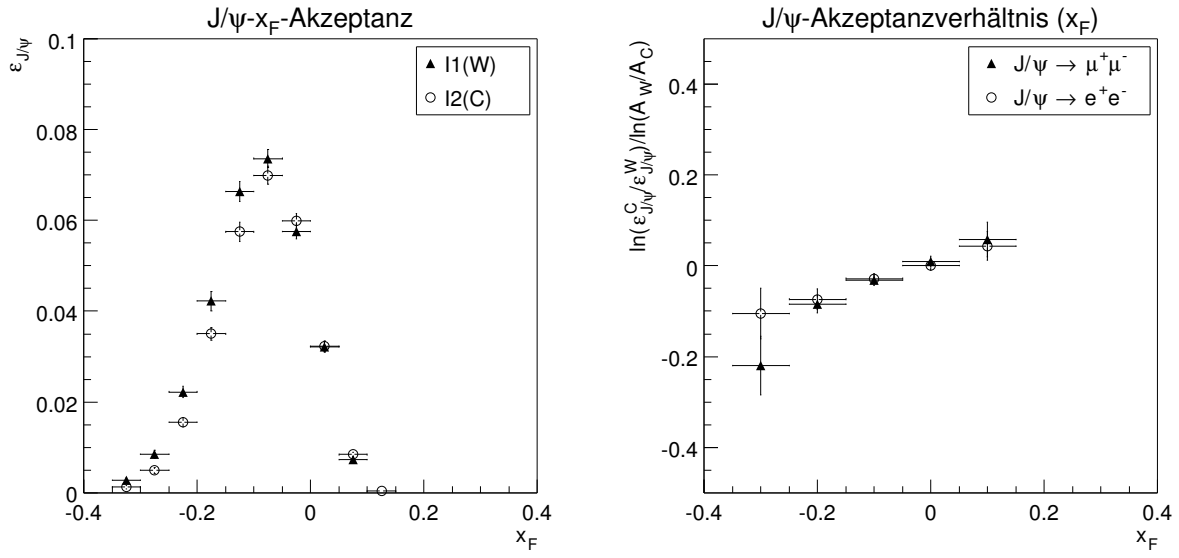


Abbildung 5.9: *J/ψ-Akzeptanz in Abhängigkeit von x_{F} für das Subsample mit der Targetkonfiguration I1 & I2. Dargestellt ist im linken Diagramm die Akzeptanz $\varepsilon_{J/\psi}$ für am W-Draht I1 erzeugte (schwarze Dreiecke) bzw. vom C-Draht stammende (offene Kreise) J/ψ-Mesonen. Das rechte Diagramm zeigt den Logarithmus des daraus resultierenden Verhältnisses der J/ψ-Akzeptanzen für den $\mu^+\mu^-$- (schwarze Dreiecke) bzw. e^+e^--Kanal (offene Kreise) in Abhängigkeit von x_{F}.*

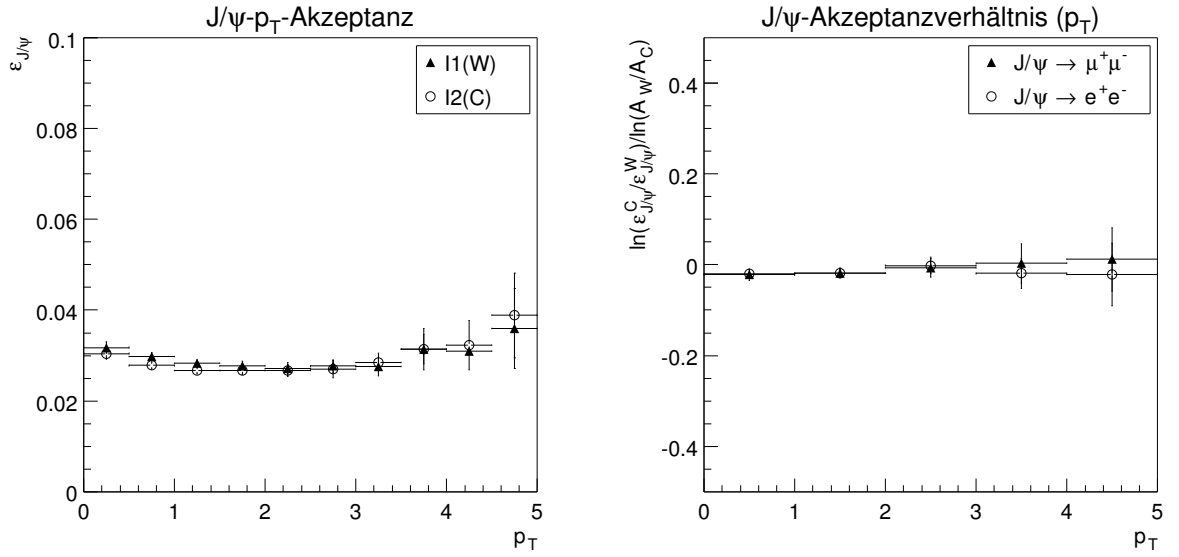


Abbildung 5.10: *J/ψ-Akzeptanz in Abhängigkeit von p_{T} für das Subsample mit der Targetkonfiguration I1 & I2. Dargestellt ist im linken Diagramm die Akzeptanz $\varepsilon_{J/\psi}$ für am W-Draht I1 erzeugte (schwarze Dreiecke) bzw. vom C-Draht stammende (offene Kreise) J/ψ-Mesonen. Das rechte Diagramm zeigt den Logarithmus des daraus resultierenden Verhältnisses der J/ψ-Akzeptanzen für den $\mu^+\mu^-$- (schwarze Dreiecke) bzw. e^+e^--Kanal (offene Kreise) in Abhängigkeit von p_{T}.*

Auffällig ist die starke Korrektur durch das Akzeptanzverhältnis in Abhängigkeit von x_{F}. Ansätze zur Erklärung berücksichtigen, dass die räumliche Verteilung der Zerfallsleptonen im Detektor mit dem x_{F}-Wert des zugrunde liegenden J/ψ-Mesons korreliert ist. Leptonpaare aus dem Zerfall eines J/ψ-Mesons mit großem x_{F} bewegen sich im Allgemeinen in geringerem Abstand zum Protonenstrahlrohr als solche deren Ursprungsmeson einen kleinen Wert von x_{F} aufweist. Die Akzeptanz für positives x_{F} wird folglich durch die fehlenden Messdaten vom ITR begrenzt und für negatives x_{F} durch das Eintrittsfenster in den Magneten. Das bedeutet aber auch, dass die Akzeptanz für J/ψ-Mesonen von Drähten der zweiten Targetstation tendenziell bei negativem x_{F} geringer und bei positivem x_{F} größer ist als die für an der ersten Targetstation erzeugte J/ψ-Mesonen. Verstärkt wird dieser Effekt durch die Spurfindung und Vertexbildung im SLT. Ein Zusammenhang zwischem dem Wert für p_{T} eines J/ψ-Mesons und der räumlichen Verteilung der Zerfallsleptonen ist dagegen nicht zu beobachten. Die J/ψ-Akzeptanz ist somit in guter Näherung über den gesamten Bereich von p_{T} flach.

Als Kontrollgröße für angemessene Intervallbreiten bei der Berechnung der Akzeptanz fungiert die Purity P:

$$P = \frac{N_{J/\psi}^{\mathrm{Reko|Gen}}}{N_{J/\psi}^{\mathrm{Reko}}} \tag{5.8}$$

Dabei ist $N_{J/\psi}^{\mathrm{Reko|Gen}}$ die innerhalb eines bestimmten kinematischen Intervalls aus Monte-Carlo-Daten rekonstruierte Anzahl von J/ψ-Mesonen unter der Bedingung, dass das entsprechende J/ψ-Meson auch mit Werten im selben kinematischen Intervall generiert wurde. Da die Intervallbreiten nicht durch die Auflösung der kinematischen Variablen diktiert sind, sondern sich allein aus der Forderung ergeben, stets ein signifikantes J/ψ-Signal zu erhalten, verwundern Werte für die Purity oberhalb von 95 % in allen Intervallen nicht.

5.2.3 Luminositätsverhältnis

Eine direkte Messung der absoluten Luminosität erfordert die genaue Kenntnis der Anzahl von Strahlprotonen, die den betreffenden Targetdraht durchqueren. Diese Zahl exakt zu ermitteln, ist bei HERA-B nicht möglich. Allerdings bietet die indirekte Bestimmung über einen geeigneten Referenzprozess einen Ausweg. Voraussetzung ist, dass der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses sehr gut bekannt oder mit nur geringer Unsicherheit berechenbar und dessen Akzeptanz – auch hier letztlich das Produkt aus geometrischer Akzeptanz und Nachweiseffizienz – im Detektor gut bestimmbar und vorzugsweise groß ist. Als Referenzprozess bietet sich die inklusive inelastische Wechselwirkung an. Das zu bestimmende Luminositätsverhältnis wird somit zu:

$$\frac{\mathcal{L}_{\mathrm{C}}}{\mathcal{L}_{\mathrm{W}}} = \frac{N_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{W}}}{N_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{C}}} \frac{\sigma_{p\mathrm{C}}^{\mathrm{inel}}}{\sigma_{p\mathrm{W}}^{\mathrm{inel}}} \tag{5.9}$$

Dabei ist $\sigma_{p\mathrm{C}}^{\mathrm{inel}}/\sigma_{p\mathrm{W}}^{\mathrm{inel}}$ das Verhältnis der inelastischen Produktionswirkungsquerschnitte in p-C- und p-W-Wechselwirkung. Es kann prinzipiell über die Beziehung $\sigma_{pA}^{\mathrm{inel}} = \sigma_{pN}^{\mathrm{inel}} A^{\alpha_{\mathrm{inel}}}$ und eine Extrapolation der α_{inel}-Werte aus [Fre87] auf die Energie des Protonenstrahls von HERA ermittelt werden. $N_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{W}}/N_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{C}}$ gibt das für die unterschiedliche Nachweiseffizienz korrigierte Verhältnis detektierter inelastischer p-W- und p-C-Wechselwirkungen wieder. Es kann beispielsweise aus der Anzahl der den einzelnen Drähten zugeordneten primären Vertices ermittelt werden. Zugrunde gelegt werden dieser Untersuchung ausschließlich die durch Entscheidung des Zufall-Filters aufgezeichneten Datensätze. Wie bereits erwähnt, sind solche Datensätze jedem Datensample

in der Größenordnung einiger Prozent beigefügt. Einzelheiten über mögliche Verfahren zur Bestimmung des Luminositätsverhältnisses finden sich in [Bru02].

Die Resultate der vorliegenden Arbeit sind dagegen auf das Ergebniss des FNAL-Experimentes E866 [Lei00] im Bereich von $-0{,}05 \leq x_\mathrm{F} < 0{,}15$ – ein Intervall in dem $\alpha_{J/\psi}$ von beiden Experimenten mit guter Präzision vermessen werden kann – normiert:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\ln(A_\mathrm{W}/A_\mathrm{C})} \ln \frac{\mathcal{L}_\mathrm{C}}{\mathcal{L}_\mathrm{W}} &= \sum_{i=1}^{4} \frac{\alpha^{\mathrm{E866}}_{J/\psi,i}}{\sigma^2_{\mathrm{E866},i}} \Bigg/ \sum_{i=1}^{4} \frac{1}{\sigma^2_{\mathrm{E866},i}} - \sum_{i=1}^{2} \frac{\alpha^{\mathrm{HERA}}_{J/\psi,i}}{\sigma^2_{\mathrm{HERA},i}} \Bigg/ \sum_{i=1}^{2} \frac{1}{\sigma^2_{\mathrm{HERA},i}} \qquad (5.10) \\ \alpha^{\mathrm{HERA}}_{J/\psi,i} &:= \frac{1}{\ln(A_\mathrm{W}/A_\mathrm{C})} \left(\ln \frac{N^\mathrm{W}_{J/\psi,i}}{N^\mathrm{C}_{J/\psi,i}} + \ln \frac{\varepsilon^\mathrm{C}_{J/\psi,i}}{\varepsilon^\mathrm{W}_{J/\psi,i}} \right) \end{aligned}$$

Dabei sind $\alpha^{\mathrm{E866}}_{J/\psi,i}$ und $\sigma_{\mathrm{E866},i}$ die vier in dieses x_F-Intervall fallenden Messwerte für $\alpha_{J/\psi}$ von E866 und deren Unsicherheit. Mit $\alpha^{\mathrm{HERA}}_{J/\psi,i}$ und $\sigma_{\mathrm{HERA},i}$ sind dagegen die zwei in dasselbe x_F-Intervall fallenden Werte für $\alpha_{J/\psi}$ bei HERA-B und deren Unsicherheit bezeichnet, die unter der Annahme eines Luminositätsverhältnisses von 1 berechnet werden. Die additive Konstante $\ln(\mathcal{L}_\mathrm{C}/\mathcal{L}_\mathrm{W})/\ln(A_\mathrm{W}/A_\mathrm{C})$ aus der Normierung von $\alpha_{J/\psi}(x_\mathrm{F})$ wird dann auch der Darstellung $\alpha_{J/\psi}(p_\mathrm{T})$ hinzugefügt.

5.3 Resultat

Ein Wert für $\alpha_{J/\psi}$ kann somit in jedem der gewählten x_F- und p_T-Intervalle aus dem letzlich mit dem Akzeptanzverhälnis korrigierten Verhältnis der Anzahl der an W- und C-Target erzeugten J/ψ-Mesonen und der Normierungskonstante für das Luminositätsverhältnis berechnet werden. Zunächst geht der folgenden Unterabschnitt auf die Bestimmung der Messunsicherheit aus der Abschätzung zufälliger und systematischer Messabweichungen ein. Im Anschluss wird dargelegt, wie die sechs unabhängigen Einzelmessungen – zwei Zerfallskanäle und drei Targetkonfigurationen – kombiniert werden und das vorläufige Ergebnis vorgestellt.

5.3.1 Messunsicherheit

Etwa 25–50 % der gesamten Unsicherheit bei der Berechnung von $\alpha_{J/\psi}$ hat ihren Ursprung in der Abschätzung der zufälligen Messabweichung. Die Quelle solcher Abweichungen liegt in der Bestimmung der Eingangsgrößen $N^\mathrm{W}_{J/\psi}$ und $N^\mathrm{C}_{J/\psi}$ über die Anpassung der entsprechenden Funktionen an die Spektren der invarianten l^+l^--Massen. Die Unsicherheit über die Poissonfluktuierende Anzahl von Einträgen innerhalb einer Klasse der Spektren schlägt sich in der Unsicherheit über die Werte für die freien Funktionsparameter nieder. Da $N^\mathrm{W}_{J/\psi}$ und $N^\mathrm{C}_{J/\psi}$ unabhängigen Messungen entstammen, werden ihre Unsicherheiten nach dem gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz zur Unsicherheit σ_Stat in $\alpha_{J/\psi}$ verknüpft.

Ebenso 25–70 % beträgt der Anteil an der gesamten Unsicherheit aus der Abschätzung der systematischen Messabweichung aufgrund der Akzeptanzbestimmung über Monte-Carlo-Daten. Hier sind zwei etwa gleich große Beiträge zu unterscheiden. Zunächst ist die Bestimmung des Wertes für $N^\mathrm{Reko}_{J/\psi}$, die auf einer Funktionsanpassung an das Spektrum der invarianten l^+l^--Masse in rekonstruierten Monte-Carlo-Daten basiert, mit einer gewissen Unsicherheit σ_Reko behaftet. Des Weiteren folgt die Anzahl aus Monte-Carlo-Daten rekonstruierter J/ψ-Mesonen bei gegebener Anzahl generierter Mesonen und gegebener Akzeptanz einer Binomialverteilung. Die hieraus folgende systematische Messabweichung in dem für die Akzeptanz berechneten Wert, kann mit:

$$\sigma_\mathrm{Bi} = \sqrt{\varepsilon_{J/\psi}(1-\varepsilon_{J/\psi})/N^\mathrm{Gen}_{J/\psi}} \qquad (5.11)$$

abgeschätzt werden. Beide Beiträge werden nach dem gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz zu einer Unsicherheit σ_{MC} in $\alpha_{J/\psi}$ verknüpft.

Ein mit σ_{Lumi} bezeichneter Anteil von 0,5–50 % ist auf die Bestimmung der Normierungskonstante für das Luminositätsverhältnis zurückzuführen. 50 % beträgt dieser Anteil an der Unsicherheit in $\alpha_{J/\psi}$ praktisch nur in dem für die Normierung verwendeten Intervall $-0{,}05 \leq x_{\mathrm{F}} < 0{,}05$. Ansonsten ist σ_{Lumi} nahezu eine Größenordnung kleiner als σ_{Stat} oder σ_{MC}.

Eine systematische Messabweichung aufgrund einer unzureichenden funktionalen Beschreibung des J/ψ-Untergrundes oder der nicht realen Daten entsprechenden Wiedergabe der Kriteriumsparameter, auf denen die Selektionsentscheidungen beruhen, in Monte-Carlo-Daten kann nicht festgestellt werden. Berechnungen von $\alpha_{J/\psi}$ bei Variation des Messverfahrens führen zu Werten, die selbst unter Annahme maximaler Korrelation lediglich in nach statistischen Prüfverfahren akzeptabler Breite streuen. Die Messverfahren unterscheiden sich dabei in der Verwendung von Untergrundbeschreibungen mit Hilfe verschiedener Polynome, durch Fixierung verschiedener freier Parameter in den Funktionsanpassungen, durch Variation sämtlicher Minimal- und Maximalwerte der Selektionskriterien und durch Änderung der Klassenbreite der involvierten Massespektren.

Die einzelnen Beiträge zur Messabweichung werden als unabhängig voneinander betrachtet. Die Messunsicherheit des berechneten Parameters $\alpha_{J/\psi}$ ergibt sich folglich aus der quadratischen Summe von σ_{Stat}, σ_{MC}, und σ_{Lumi}.

Eine simple Gegenprobe des vorgeschlagenen Messverfahrens kann anhand eines Datensubsamples mit der Targetkonfiguration B1 & I2 durchgeführt werden. Hier wurden zwei C-Targetdrähte zur Erzeugung primärer p-N-Wechselwirkungen gleichzeitig eingesetzt. Ein hierfür entsprechend einem Subsample mit W- und C-Target berechneter Wert von $\alpha_{J/\psi}^{\mathrm{Probe}}$ sollte demnach bei Abwesenheit systematischer Effekte unabhängig von x_{F} und p_{T} sein. Das Resultat einer solchen Gegenprobe zeigt Abbildung 5.11. Über den gesamten Wertebereich für die kinematischen Variablen x_{F} und p_{T} ist $\alpha_{J/\psi}^{\mathrm{Probe}}$ mit dem zur Normierung verwendeten Wert verträglich.

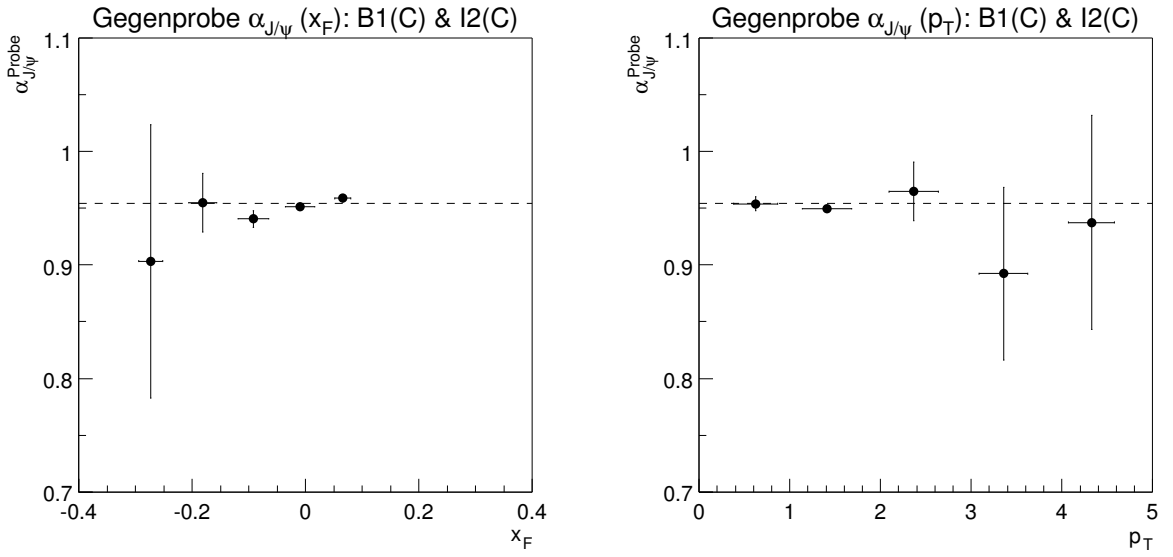


Abbildung 5.11: *Fiktiver Parameter $\alpha_{J/\psi}^{\mathrm{Probe}}(x_{\mathrm{F}}, p_{\mathrm{T}})$ für die Targetkonfiguration B1 & I2 aus zwei gleichzeitig eingesetzten C-Drähten. Die Berechnung erfolgt analog der für Konfigurationen aus einem W- und einem C-Target. Der Wert von $\alpha_{J/\psi}$, auf den die Normierung erfolgt, ist mit gestrichelter Linie markiert.*

5.3.2 Messergebnis

Für die $\alpha_{J/\psi}$-Messungen im e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Kanal muss, wenn sie auf demselben Subsample von Daten beruhen, also zeitlich parallele Messungen sind, auch dieselbe Normierungskonstante für das Luminositätsverhältnis Gültigkeit besitzen. So wird zunächst das gewogene Mittel der in Gleichung 5.11 definierten $\alpha^{\mathrm{HERA}}_{J/\psi,i}$ aus den Messungen im e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Kanal für die gleiche Targetkonfiguration in allen Intervallen i der kinematischen Variablen x_{F} und p_{T} berechnet. Die Mittelwerte der Intervalle $-0{,}05 \leq x_{\mathrm{F}} < 0{,}05$ und $0{,}05 \leq x_{\mathrm{F}} < 0{,}15$ bilden dann die Basis bei der Bestimmung der Normierungskonstante für jedes der drei Subsample. Erst nach Anbringen des so bestimmten Luminositätsverhältnisses wird das gewogene Mittel aus den bereits aus e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Kanal kombinierten Einzelmessungen für die Targetkonfigurationen I1 & I2, I1 & B1 und O2 & B1 gebildet.

Im Anschluss wird in jedem der gewählten x_{F}- bzw. p_{T}-Intervalle ein mittlerer x_{F}- bzw. p_{T}-Wert der betroffenen J/ψ-Mesonen und eine entsprechende Standardabweichung berechnet. Diese Mittelwertbildung setzt die Annahme voraus, dass die Unterschiede zwischen den x_{F}- bzw. p_{T}-Verteilungen innerhalb eines Intervalls für Signal- und für Untergrundprozesse nicht relevant sind. Ein Vergleich der Verteilungen für l^+l^--Paare mit einer invarianten l^+l^--Masse im Bereich oder im Seitenband der nominalen J/ψ-Masse legt diese Annahme nahe.

Abbildung 5.12 präsentiert das resultierende Messergebnis für $\alpha_{J/\psi}(x_{\mathrm{F}}, p_{\mathrm{T}})$ im Vergleich zu den Messdaten des FNAL-Experimentes E866. Es zeigt sich, dass die Abhängigkeit $\alpha_{J/\psi}(p_{\mathrm{T}})$ der durch E866 ermittelten entspricht. Für $\alpha_{J/\psi}(x_{\mathrm{F}})$ dagegen ist der Messbereich der hier vorgestellten Messung deutlich um das Intervall $-0{,}35 \leq x_{\mathrm{F}} < -0{,}07$ im Vergleich zu E866 erweitert. Innerhalb der großen Unsicherheiten ist $\alpha_{J/\psi}(x_{\mathrm{F}})$ im vom HERA-B-Detektor akzeptierten Intervall $-0{,}35 \leq x_{\mathrm{F}} < 0{,}15$ mit einer Konstanten verträglich.

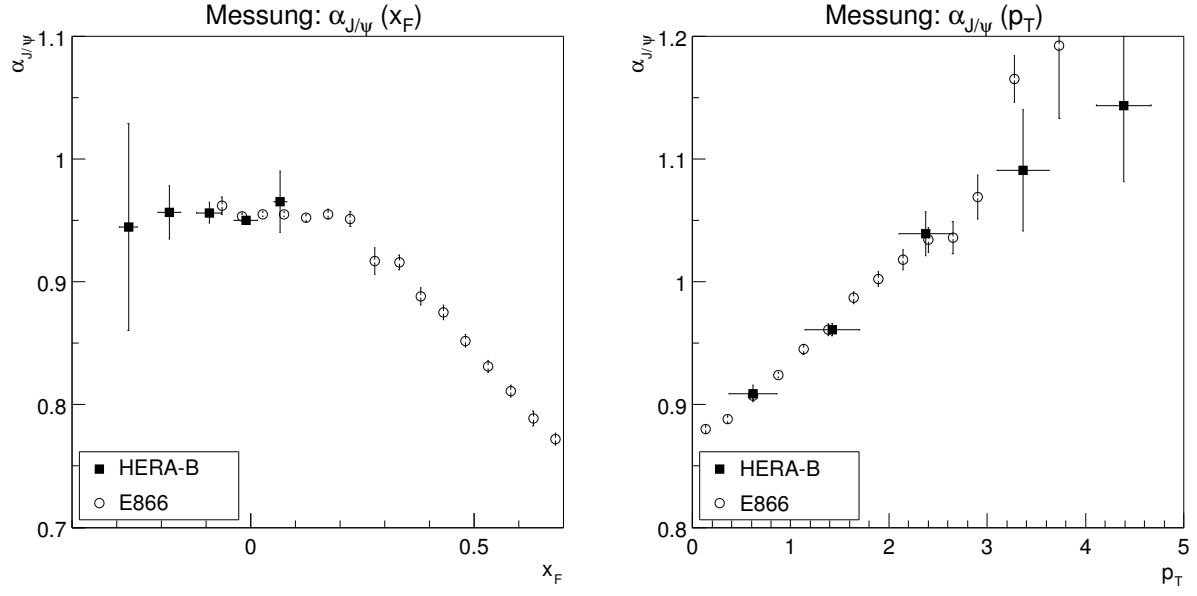


Abbildung 5.12: *Aus den Resultaten der drei Subsample und der beiden Zerfallskanäle kombiniertes Messergebnis $\alpha_{J/\psi}(x_{\mathrm{F}}, p_{\mathrm{T}})$. Dargestellt ist im linken Diagramm das bei $x_{\mathrm{F}} \approx 0$ auf das Resultat des FNAL-Experimentes E866 [Lei00] (offene Kreise) normierte Ergebnis von HERA-B (schwarze Quadrate) für den die J/ψ-Unterdrücjkung charakterisierenden Paramter $\alpha_{J/\psi}$ in Abhängigkeit von x_{F}. Das rechte Diagramm zeigt unter Verwendung derselben Normierungskonstante das Ergebnis der HERA-B-Messung für $\alpha_{J/\psi}$ in Abhängigkeit von p_{T} im Vergleich zum Resultat von E866 [Lee99].*

5.4 Zusammenfassung

Eine vorläufige Messung des die J/ψ-Unterdrückung quantitativ beschreibenden Parameters $\alpha_{J/\psi}(x_\mathrm{F}, p_\mathrm{T})$ in dem Wertebereich $-0{,}35 \leq x_\mathrm{F} < 0{,}15$ und $0\,\mathrm{GeV} \leq p_\mathrm{T} < 5{,}0\,\mathrm{GeV}$ für die kinematischen Variablen rekonstruierter J/ψ-Mesonen wurde vorgestellt. Ihr liegt die Untersuchung von in Wechselwirkung des 920-GeV-Protonenstrahls mit Wolfram- und Kohlenstoff-Targets bei HERA-B erzeugter und nach dem Zerfall in e^+e^-- oder $\mu^+\mu^-$-Paare identifizierter J/ψ-Mesonen zugrunde. Besondere Beachtung verdient die Erweiterung des Messbereichs um das Intervall $-0{,}35 \leq x_\mathrm{F} < -0{,}07$ im Vergleich zu bisherigen, beispielsweise durch das FNAL-Experiment E866 veröffentlichten Messungen [Lei00]. Innerhalb der großen Unsicherheiten zeigt sich $\alpha_{J/\psi}(x_\mathrm{F})$ im bei HERA-B zugänglichen Messbereich als mit der Hypothese eines konstanten Verhaltens verträglich. Die ermittelte Abhängigkeit $\alpha_{J/\psi}(p_\mathrm{T})$ bestätigt die Messungen von E866.

Eine finale Bestimmung von $\alpha_{J/\psi}(x_\mathrm{F}, p_\mathrm{T})$ aus den Datenaufzeichnungen von HERA-B ist in [Hus04] zu erwarten. Ihr werden dann weitere Iterationen der Wiederaufbereitung der Messdaten, eine größere Anzahl generierter Ereignisse und eine die Verhältnisse während der Datennahme exakter erfassende Detektorsimulation zugrunde liegen. Eine Verringerung der Messunsicherheit um den Faktor $1/\sqrt{2}$–$1/2$ erscheint realistisch.

Kapitel 6

ψ'-Produktionswirkungsquerschnitt

Dieses Kapitel befasst sich mit einer Messung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes in p-N-Wechselwirkung bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41{,}6\,\mathrm{GeV}$. Die experimentelle Basis bilden zwischen Oktober 2002 und Februar 2003 durch HERA-B bei der Kollision von Protonen mit Wolfram-, Titan- und Kohlenstoff-Targets unter Verwendung des J/ψ-Filters aufgezeichnete Datensätze. Der erste Abschnitt umreißt die Methode der Messung. Hier werden auch alle in die Analyse eingehenden extern gemessenen Größen zusammengestellt. Auf die angewandten Verfahren, nach denen die Werte der für die Berechnungen relevanten intern zu bestimmenden Größen aus den Messdaten ermittelt werden, geht der zweite Abschnitt ein. Wo sich Parallelen zum vorangegangenen Kapitel ergeben, wird auf dieses verwiesen. Daran schließt sich im dritten Abschnitt die Bestimmung Messunsicherheit und die Präsentation des Messergebnisses an.

6.1 Messmethode

Grundsätzlich kann der Wirkungsquerschnitt eines beliebigen Prozesses durch Abzählen der Häufigkeit, mit der der Prozess stattfindet, ermittelt werden. Allerdings muss die detektierte Anzahl von Prozessen für die begrenzte Akzeptanz und Effizienz des Nachweisgerätes korrigiert werden. Außerdem ist die so bestimmte tatsächliche Häufigkeit mit der über den Beobachtungszeitraum integrierten Luminosität ins Verhältnis zu setzen. Für den ψ'-Produktionswirkungsquerschnitt in p-A-Wechselwirkung $\sigma_{pA}^{\psi'} = \sigma(pA \to \psi' X)$ heißt das:

$$\sigma_{pA}^{\psi'} = \frac{N_{\psi'}}{\varepsilon_{\psi'} \cdot \mathcal{L} \cdot \mathrm{Br}(\psi' \to l^+l^-)} \tag{6.1}$$

Dabei ist $N_{\psi'}$ die Anzahl beobachteter ψ'-Mesonen, $\varepsilon_{\psi'}$ das Produkt aus Akzeptanz des Detektors und Effizienz des Nachweises, $\mathcal{L}$ die Luminosität und $\mathrm{Br}(\psi' \to l^+l^-)$ das Verzweigungsverhältnis des für die Rekonstruktion von ψ'-Mesonen verwendeten Zerfalls. Quasi als Referenzprozess zur Bestimmung der Luminosität bietet sich die Produktion von J/ψ-Mesonen an:

$$\sigma_{pA}^{\psi'} = \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\psi'}} \frac{\mathrm{Br}(J/\psi \to l^+l^-)}{\mathrm{Br}(\psi' \to l^+l^-)} \sigma_{pA}^{J/\psi} \tag{6.2}$$

Die entscheidenden Vorteile liegen in den analogen Produktionsmechanismen, die zu ψ'- und J/ψ-Mesonen führen, und der Möglichkeit beide Prozesse über denselben Zerfallskanal in ein Paar aus ungleich geladenen Leptonen zu identifizieren. Da sich beide Mesonen zudem nur um etwa 16 % [PDG02] in ihrer Masse unterscheiden, kann eine grundsätzlich vergleichbare Kinematik der Zerfallsprodukte angenommen werden. Das sollte sich in einem Akzeptanzverhältnis

$\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\psi'} \approx 1$ niederschlagen, in dem der Einfluss zahlreicher systematischer Effekte auf eine mögliche Messabweichung minimiert wird. Selbstverständlich liegt dem, was hier und im Folgenden kurz als Akzeptanz bezeichnet wird, weiterhin das Produkt aus geometrischer Akzeptanz und Filter-, Rekonstruktions- und Selektionseffizienz zugrunde. Über die Gleichung 5.1 und eine analoge Beziehung für die ψ'-Mesonen kann der Wirkungsquerschnitt in p-N-Wechselwirkung folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\sigma_{pN}^{\psi'} = \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\psi'}} \frac{\mathrm{Br}(J/\psi \to l^+l^-)}{\mathrm{Br}(\psi' \to l^+l^-)} \sigma_{pN}^{J/\psi} \cdot A^{\alpha_{J/\psi}-\alpha_{\psi'}} \tag{6.3}$$

Werte für die verwendeten Verzweigungsverhältnisse, den J/ψ-Produktionswirkungsquerschnitt und die die nukleare Unterdrückung quantifizierenden Parameter stellt Tabelle 6.1 zusammen. Die Angabe von $\sigma_{pN}^{J/\psi}$ basiert auf durch aktuelle Messungen der A-Abhängigkeit korrigierten und auf die HERA-B-Schwerpunktsenergie extrapolierten Messungen der FNAL-Experimente E789 [Sch95] und E771 [Ale97]. $\alpha_{J/\psi}$ und $\alpha_{\psi'}$ stellen gewogene Mittelwerte über das mit dem HERA-B-Detektor zugängliche Intervall von x_F-Werten produzierter J/ψ- und ψ'-Mesonen dar. Vorausgesetzt wird, dass die Differenz beider Werte bis zu kleinem $x_\mathrm{F} \approx -0{,}4$ konstant ist.

Größe	Wert	Referenz
$\mathrm{Br}(J/\psi \to e^+e^-)$	$(5{,}93 \pm 0{,}1) \times 10^{-2}$	[PDG02]
$\mathrm{Br}(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$	$(5{,}88 \pm 0{,}1) \times 10^{-2}$	[PDG02]
$\mathrm{Br}(\psi' \to e^+e^-)$	$(7{,}3 \pm 0{,}4) \times 10^{-3}$	[PDG02]
$\mathrm{Br}(\psi' \to \mu^+\mu^-)$	$(7{,}0 \pm 0{,}9) \times 10^{-3}$	[PDG02]
$\sigma_{pN}^{J/\psi}$	(357 ± 28) nb/Nukleon	[Abt03a]
$\alpha_{J/\psi}$	$0{,}955 \pm 0{,}002$	[Lei00]
$\alpha_{\psi'}$	$0{,}929 \pm 0{,}003$	[Lei00]

Tabelle 6.1: *Werte der in Gleichung 6.3 eingehenden extern gemessenen Größen.*

6.2 Messverfahren

Es verbleiben insgesamt fünf Größen, deren Werte für die Berechnung von $\sigma_{pN}^{\psi'}$ nach Gleichung 6.3 aus den Messdaten zu ermitteln sind. Der Bestimmung der Anzahl erzeugter ψ'-Mesonen im Vergleich zu der Anzahl von J/ψ-Mesonen widmet sich der erste Unterabschnitt. Des Weiteren ist eine über die verwendeten Targetmaterialien gemittelte Nukleonenzahl anzugeben, da während der Datennahme mit verschiedenen Targetdrähten operiert wurde. Der letzte Unterabschnitt befasst sich mit den Unterschieden in der Detektorakzeptanz für die Zerfallsleptonen beider Charmonium-Zustände.

6.2.1 Anzahl produzierter ψ'-Mesonen

Die Bestimmung der Anzahl an ψ'-Mesonen ist praktisch analog der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Bestimmung der Anzahl an J/ψ-Mesonen. Sämtliche nach den dort vorgestellten Kriterien selektierte Kombinationen von $e^\pm$- und $\mu^\pm$-Kandidaten können sowohl als Signatur eines $J/\psi \to l^+l^-$-Zerfalls als auch als solche eines $\psi' \to l^+l^-$-Zerfalls angesehen werden. Bereits auf diese Weise ist zumindest im $\mu^+\mu^-$-Kanal ein signifikantes ψ'-Signal im Spektrum der invarianten $\mu^+\mu^-$-Masse verifizierbar. Ausgehend von der J/ψ-Selektion wird daher lediglich eine neuerliche Optimierung der Kriterien – jetzt allerdings unter der Bedingung der Maximierung

der Signifikanz des ψ'-Signals – durchgeführt. So werden im Folgenden ausschließlich zusätzlich eingeführte Bedingungen und abweichende Minimal- bzw. Maximalwerte für die jeweiligen Kriteriumsparameter aufgelistet. Diese gelten dann in gleicher Weise bei jeder Selektion von l^+l^--Paaren für die Bestimmung der Anzahl an Mesonen in beiden Charmonium-Zuständen.

e^+e^--Kanal Als Kandidaten für e^+e^--Paare werden nunmehr nur noch Kombinationen von Teilchenspuren akzeptiert, wenn sie auch den folgenden Bedingungen genügen:

- Für beide Teilchenspuren entspricht die ihnen zuzurechnende, im ECAL deponierte Energie E dem ihnen zugeordneten Impuls p (vergleiche drittes Kriterium für $J/\psi \to e^+e^-$):
  $\langle E/p \rangle - 1{,}3 \cdot \sigma_{E/p} < E/p < \langle E/p \rangle + 3{,}4 \cdot \sigma_{E/p}$.

- Die für beide Teilchenspuren berechneten Werte der Likelihood-Funktion für die Elektronhypothese des RICH L^e_{RICH} übersteigen einen Minimalwert:
  $L^e_{\mathrm{RICH}} > (L^e_{\mathrm{RICH}})_{\mathrm{min}} = 0{,}0001$.
  Abbildung 6.1 zeigt die Selektionseffizienz für ψ'-Mesonen dieses Kriteriums in Abhängigkeit vom gewählten Minimalwert. Die Effizienz in Messdaten ist dabei stets einige Prozentpunkte geringer als die in der Simulation. Dieser Effekt kann auf die geringere Signalbelegung des RICH in Monte-Carlo-Daten zurückgeführt werden. Es wird davon ausgegangen, dass das die Selektion von Mesonen beider Charmonium-Zustände in gleicher Weise betrifft. Auf das Verhältnis der Akzeptanzen hat diese Diskrepanz dann keinen Einfluss.

- Beiden Teilchenspuren ist ein hoher Transversalimpuls p^e_{T}, wie er für die Leptonen aus $J/\psi \to l^+l^-$- bzw. $\psi' \to l^+l^-$-Zerfällen typisch ist, zugeordnet:
  $p^e_{\mathrm{T}} > (p^e_{\mathrm{T}})_{\mathrm{min}} = 0{,}8\,\mathrm{GeV}$.
  Einen Vergleich der ψ'-Selektionseffizienz dieses Kriteriums in realen Messdaten mit der in Monte-Carlo-Daten in Abhängigkeit vom gewählten Minimalwert zeigt Abbildung 6.1.

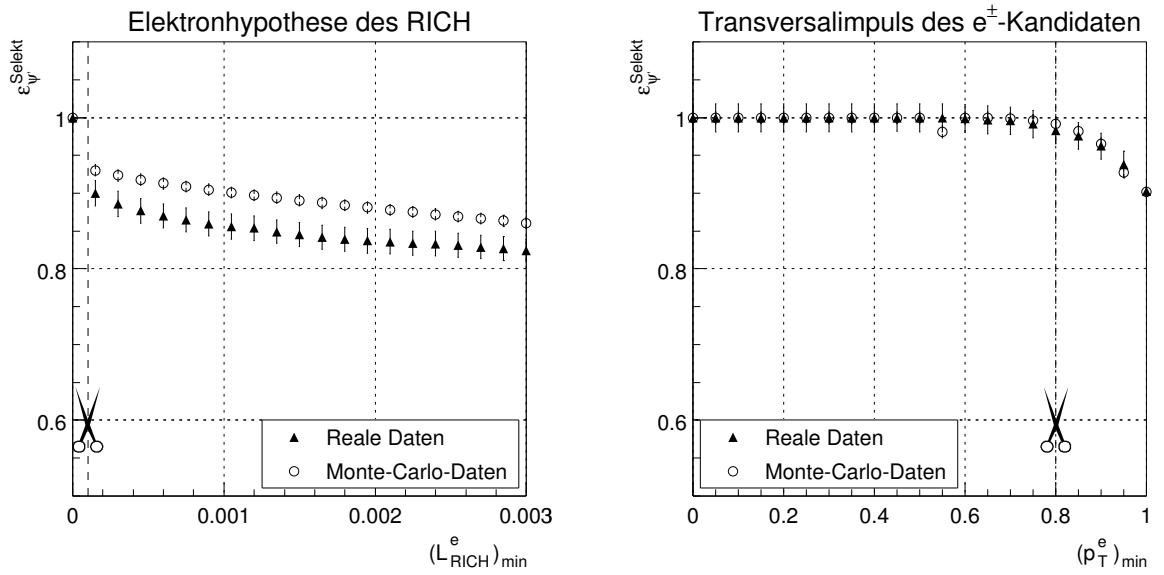


Abbildung 6.1: *Elektronidentifikation über Likelihood-Funktion für Elektronhypothese des RICH und Transversalimpuls. Dargestellt ist die Selektionseffizienz $\varepsilon_{\psi'}^{\mathrm{Selekt}}$ für ψ'-Mesonen in Abhängigkeit vom Minimalwert $(L^e_{\mathrm{RICH}})_{\mathrm{min}}$ (links) bzw. $(p^e_{\mathrm{T}})_{\mathrm{min}}$ (rechts) akzeptierter $e^{\pm}$-Kandidaten in realen Daten (schwarze Dreiecke) und Monte-Carlo-Daten (offene Kreise). Mit gestrichelter Linie ist der optimale Wert markiert.*

Die Anzahl der tatsächlich auf einen $\psi' \to e^+e^-$-Zerfall zurückzuführenden e^+e^--Paare wird analog der Anzahl von $J/\psi \to e^+e^-$-Zerfällen bestimmt. Beide Funktionen werden separat in einem begrenzten Intervall an das Spektrum der invarianten e^+e^--Masse angepasst. Allerdings bleibt das Verhältnis der Standardabweichungen der gaußschen Signalanteile $\sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ auf einen aus Monte-Carlo-Daten bestimmten Wert fixiert. Das Resultat der beiden Funktionsanpassungen an das Massespektrum des gesamten zur Verfügung stehenden Datensamples im e^+e^--Kanal zeigt Abbildung 6.2. Für das Verhältnis aus der Anzahl rekonstruierter ψ'- und J/ψ-Mesonen ergibt sich daraus $N_{\psi'}/N_{J/\psi} = (2{,}0 \pm 0{,}2)\,\%$.

$\mu^+\mu^-$-Kanal Nur Kombinationen von Teilchenspuren, die auch die folgenden Kriterien erfüllen, gelten weiterhin als identifizierte Kandidaten für $\mu^+\mu^-$-Paare:

- Beide Werte der Likelihood-Funktion für die Myonhypothese des Myon-Detektors L^{μ}_{MYON} übersteigen einen Minimalwert (vergleiche zweites Kriterium für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$): $L^{\mu}_{\mathrm{MYON}} > (L^{\mu}_{\mathrm{MYON}})_{\mathrm{min}} = 0{,}5$.
- Die Werte der Likelihood-Funktion für die Myonhypothese des RICH L^{μ}_{RICH} erreichen für beide Teilchenspuren einen Minimalwert (vergleiche drittes Kriterium für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$): $L^{\mu}_{\mathrm{RICH}} > (L^{\mu}_{\mathrm{RICH}})_{\mathrm{min}} = 0{,}006$.

Die Anzahl detektierter ψ'-Mesonen wird auch in diesem Fall analog der J/ψ-Anzahl über zwei separate Funktionsanpassungen bestimmt. Allerdings weisen die in Gleichung 5.6 auftretenden Polynome $p_{1,\ldots,3}(\sigma_{\psi'}, m_{\psi'})$ abweichende Koeffizienten und die Konstante t einen Wert von 0,12 auf. Das Resultat der beiden Funktionsanpassungen an das Massespektrum des gesamten zur Verfügung stehenden Datensamples im $\mu^+\mu^-$-Kanal zeigt Abbildung 6.2. Das Verhältnis der Mesonenanzahl beträgt hier $N_{\psi'}/N_{J/\psi} = (1{,}80 \pm 0{,}08)\,\%$.

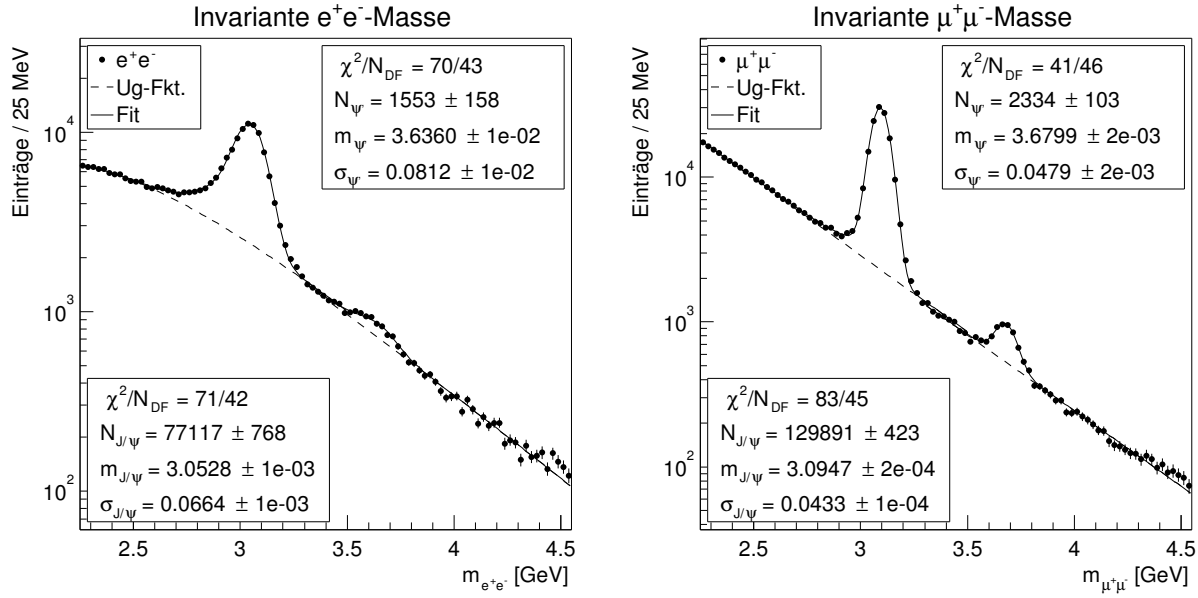


Abbildung 6.2: *Spektrum der invarianten e^+e^--Masse (links) und der invarianten $\mu^+\mu^-$-Masse (rechts) im Bereich des J/ψ- und des ψ'-Signals. Mit durchgezogener Linie sind jeweils die Ergebnisse der Funktionsanpassungen, deren wichtigsten Parameter aufgeführt werden, eingezeichnet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Verlauf der den Untergrund beschreibenden Funktionsteile.*

6.2.2 Mittlere Nukleonenzahl

Während der Datennahme wurden Targetdrähte aus drei verschiedenen Materialien – Wolfram (W), Titan (Ti) und Kohlenstoff (C) – eingesetzt, um primäre p-N-Wechselwirkungen zu erzeugen. Es ist nahe liegend, die Messdaten nach dem verwendeten Targetmaterial in drei Subsample zu separieren, den ψ'-Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma^{\psi'}_{pN,i}$ nach Gleichung 6.3 einzeln für jedes zu bestimmen und anschließend das gewogene Mittel als Messergebnis anzugeben:

$$\sigma^{\psi'}_{pN} = \sum_i \frac{N^i_{J/\psi}}{N_{J/\psi}} \sigma^{\psi'}_{pN,i} \tag{6.4}$$

Der Anteil an J/ψ-Mesonen im jeweiligen Subsample $N^i_{J/\psi}/N_{J/\psi}$ kann dabei als Gewicht der Einzelmessung dienen. Ist das Akzeptanzverhältnis $\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\psi'}$ in erster Näherung unabhängig von dem die entsprechende primäre Wechselwirkung erzeugenden Targetdraht, wird daraus:

$$\sigma^{\psi'}_{pN} \approx \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\psi'}} \frac{\mathrm{Br}(J/\psi \to l^+l^-)}{\mathrm{Br}(\psi' \to l^+l^-)} \sigma^{J/\psi}_{pN} \sum_i \frac{N^i_{\psi'}}{N_{J/\psi}} A_i^{\alpha_{J/\psi}-\alpha_{\psi'}} \tag{6.5}$$

Dabei bezeichnet $N^i_{\psi'}$ in Analogie zu $N^i_{J/\psi}$ die Anzahl von am Target mit der Nukleonenzahl A_i produzierten ψ'-Mesonen. Untersuchungen in Monte-Carlo-Daten bestätigen diese Annahme als innerhalb der Messunsicherheit zutreffend. Wird weiter vorausgesetzt, dass die einzelnen $\sigma^{\psi'}_{pN,i}$ nicht systematisch differieren, kann Gleichung 6.4 in Anlehnung an die Ausgangsgleichung 6.3 auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \sigma^{\psi'}_{pN} &\approx \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon_{\psi'}} \frac{\mathrm{Br}(J/\psi \to l^+l^-)}{\mathrm{Br}(\psi' \to l^+l^-)} \sigma^{J/\psi}_{pN} \cdot \tilde{A} \\ \tilde{A} &:= N_{J/\psi} \Bigg/ \sum_i \frac{N^i_{J/\psi}}{A_i^{\alpha_{J/\psi}-\alpha_{\psi'}}} \end{aligned} \tag{6.6}$$

$\tilde{A}$ kann dabei als mittleres Verhältnis der für die Produktion beider Charmonium-Zustände effektiven Nukleonenzahlen verstanden werden. Der entscheidende Vorteil einer Berechnung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes nach Gleichung 6.7 im Vergleich zu der nach Gleichung 6.3 und anschließender Mittelwertbildung liegt darin, dass ausschließlich die Anzahl an J/ψ-Mesonen $N^i_{J/\psi}$ in jedem Subsample einzeln zu bestimmen ist, nicht aber die um den Faktor 1/60 kleinere Anzahl von ψ'-Mesonen $N^i_{\psi'}$. Die zufällige Messabweichung wird so minimiert.

Die bei der Verwendung von W-, Ti- und C-Targetdrähten produzierte und in den Zerfallskanälen $J/\psi \to e^+e^-$ bzw. $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ identifizierte Anzahl an J/ψ-Mesonen fasst Tabelle 6.2 zusammen. Daraus ergeben sich Werte von $\tilde{A} = 1{,}09 \pm 0{,}02$ bzw. $\tilde{A} = 1{,}09 \pm 0{,}01$ im e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Kanal.

Material	A	J/ψ-Anzahl	
		e^+e^--Kanal	$\mu^+\mu^-$-Kanal
W	184	26296 ± 588	40810 ± 245
Ti	48	3046 ± 118	7021 ± 99
C	12	47885 ± 534	82077 ± 331

Tabelle 6.2: *Anzahl der bei Produktion an verschiedenen Targets nachgewiesenen J/ψ-Mesonen.*

6.2.3 Detektorakzeptanz für ψ'-Zerfallsprodukte

Die Bestimmung der Akzeptanz erfolgt analog der im vorangegangenen Kapitel nach Gleichung 5.7. Zusätzlich zu den dort verwendeten Monte-Carlo-Daten stehen insgesamt 2.000.000 generierte Ereignisse mit ψ'-Produktion an verschiedenen Targetdrähten und anschließendem Zerfall im e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Kanal zur Verfügung. Die endgültige Zusammenstellung der Monte-Carlo-Sample schließt die Gewichtung der Ereignisse in Abhängigkeit von dem die primäre p-N-Wechselwirkung erzeugenden Target ein. Als Gewichtseinheit fungiert der in realen Daten am jeweiligen Draht produzierte Anteil an J/ψ-Mesonen. Um diese J/ψ-Anzahl zu gewinnen, sind die den Angaben in Tabelle 6.2 zugrunde liegenden Subsample noch weiter nach dem konkreten W-, Ti-, bzw. C-Targetdraht aufzuteilen. Allerdings wurden in der Simulation nicht alle bei der Datennahme verwendeten Targets berücksichtigt. Der entsprechende Anteil im Monte-Carlo-Sample wird dann durch J/ψ- bzw. ψ'-Ereignisse mit an Drähten derselben Targetstation generierten Wechselwirkungen ersetzt.

Für das Verhältnis der J/ψ- und ψ'-Akzeptanzen ergeben sich auf diese Weise Werte von $\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\psi'} = (68{,}8 \pm 0{,}8)\,\%$ bzw. $\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\psi'} = (82{,}0 \pm 0{,}8)\,\%$ im e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Kanal. Die größere Akzeptanz für ψ'-Mesonen ist eine Folge des größeren Öffnungswinkels zwischen den Flugbahnen der Zerfallsprodukte. Leptonen aus $\psi' \to l^+l^-$-Zerfällen besitzen im Mittel dementsprechend einen größeren Transversalimpuls als solche aus $J/\psi \to l^+l^-$-Zerfällen. Implizit ist dieser Transversalimpuls ein Parameter von Selektionen im J/ψ-Filter – im Falle des e^+e^--Kanals über die im ECAL-Vorfilter geforderte minimale Transversalenergie und im Falle des $\mu^+\mu^-$-Kanals über die Berechnung der ersten RoIs für den SLT. Dabei sind die Forderungen an $e^\pm$-Kandidaten wesentlich restriktiver als an $\mu^\pm$-Kandidaten, was sich im geringeren Akzeptanzverhältnis $\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\psi'}$ im e^+e^--Kanal niederschlägt.

6.3 Resultat

6.3.1 Messunsicherheit

Die zufällige Messabweichung σ_{Stat} bei der Ermittlung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes $\sigma_{pN}^{\psi'}$ kann mit etwa 10 % bzw. 5 % vom unberichtigten Messergebnis im e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Kanal abgeschätzt werden. Diese Abschätzung beruht in erster Linie auf der gaußschen Fehlerfortpflanzung der Unsicherheit über die exakte Anzahl an Signaturen von tatsächlichen ψ'-Mesonen $N_{\psi'}$ unter allen Kandidaten für l^+l^--Paare. Der Beitrag der Unsicherheit über die entsprechende Anzahl von J/ψ-Mesonen $N_{J/\psi}$ ist dagegen eine gute Größenordnung geringer.

Den mit 6 % bzw. 13 % vom unberichtigten Messergebnis größten Anteil σ_{Br} der systematischen Messabweichung im e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Kanal tragen die Unsicherheiten über die Verzweigungsverhältnisse, insbesondere über $\mathrm{Br}(\psi' \to \mu^+\mu^-)$, bei. Etwa gleich groß ist der Beitrag σ_{Ref} aufgrund der Unsicherheit über den J/ψ-Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{pN}^{J/\psi}$. Er bemisst sich zu knapp 8 % vom letztlich berechneten $\sigma_{pN}^{\psi'}$.

Sämtliche Unsicherheiten über die Annahmen, die Gleichung 6.7 nicht exakt erscheinen lassen, können in der Unsicherheit der dort definierten $\tilde{A}$ aufgefangen werden. Zunächst ergibt sich allein aus der gaußschen Fehlerfortpflanzung der Unsicherheiten in den Werten der Größen $N_{J/\psi}$, $N_{J/\psi}^i$ $\alpha_{J/\psi}$ und $\alpha_{\psi'}$ ein Beitrag von knapp 2 % bzw. 1 % von $\sigma_{pN}^{\psi'}$ zur systematischen Messabweichung im e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Kanal. Ein weiterer Anteil in der Größe von 1 % kann über wiederholte $\tilde{A}$-Berechnungen unter Berücksichtigung unterschiedlicher Akzeptanzverhältnisse für unterschiedliche Targetdrähte und statistisch fluktuierender $\sigma_{pN,i}^{\psi'}$ abgeschätzt werden. Beide Teile werden über ihre quadratische Summe zu $\sigma_{\tilde{A}}$ verknüpft.

Die systematische Messabweichung, die sich aus der Bestimmung des Akzeptanzverhältnisses $\varepsilon_{J/\psi}/\varepsilon_{\psi'}$ über Monte-Carlo-Daten ergibt, wird analog zum vorangegangenen Kapitel abgeschätzt. Für diesen mit σ_{MC} bezeichneten Anteil kann so ein Wert von 1 % angegeben werden.

Eine dem vorangegangenen Kapitel analoge Untersuchung systematischer Messabweichungen aufgrund unzureichender funktionaler Beschreibungen der involvierten Massespektren oder nicht angemessener Wiedergabe der in die Selektionskriterien einbezogenen Parameter durch die Simulation führt zu dem folgenden Ergebnis. Während im $\mu^+\mu^-$-Kanal solch eine systematische Messabweichung nicht feststellbar ist, folgt insbesondere aus der Variation der Bremsstrahlungsforderung im e^+e^--Kanal eine Abweichung der berechneten ψ'-Produktionswirkungsquerschnitte um über 10 %. Da die Ursache dieser Differenzen bislang nicht aufgeklärt werden konnte, wird ein Beitrag $\sigma_{\mathrm{BF}} = 10\,\%$ der Abschätzung der systematischen Messabweichung im e^+e^--Kanal zugeschlagen.

Die einzelnen Beiträge zur Messabweichung werden als unabhängig voneinander betrachtet. Die Messunsicherheit des berechneten ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes $\sigma_{pN}^{\psi'}$ ergibt sich folglich aus einem zufälligen Anteil σ_{Stat} und einem über die quadratischen Summe von σ_{Br}, σ_{Ref}, $\sigma_{\tilde{A}}$, σ_{MC} und gegebenenfalls σ_{BF} verknüpften systematischen Anteil.

6.3.2 Messergebnis

Als Resultat der Messung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes $\sigma_{pN}^{\psi'}$ können nach Gleichung 6.7 die folgenden Werte berechnet werden:

$$\begin{aligned}
\sigma_{pN}^{\psi'} &= (43 \pm 5_{\mathrm{Stat}} \pm 7_{\mathrm{Syst}})\,\mathrm{nb/Nukleon} \qquad (e^+e^-\text{-Kanal}) \\
\sigma_{pN}^{\psi'} &= (48 \pm 3_{\mathrm{Stat}} \pm 8_{\mathrm{Syst}})\,\mathrm{nb/Nukleon} \qquad (\mu^+\mu^-\text{-Kanal})
\end{aligned}$$

Die Differenz zwischen den Messergebnissen in den beiden Zerfallskanälen ist nicht signifikant. Wie Abbildung 6.3 zeigt, fügt sich dieses Resultat ausgezeichnet in die Folge von Ergebnissen bisheriger, bei anderen Energien des Protonenstrahls durchgeführter Messungen ein. Zu berücksichtigen ist bei dem Vergleich allerdings, dass, so wie der im Rahmen dieser Arbeit bestimmte ψ'-Produktionswirkungsquerschnitt nur ψ'-Mesonen mit Werten für die kinematische Variable x_{F} aus dem Intervall $-0{,}35 \leq x_{\mathrm{F}} < 0{,}15$ erfasst, auch alle anderen Messungen mit eingeschränkten x_{F}-Intervallen operieren. Nur in Ausnahmefällen sind durch Extrapolation auf den gesamten Phasenraum totale Produktionswirkungsquerschnitte angegeben.

Für einen Vergleich mit den Resultaten anderer Experimente wesentlich besser geeignet ist das Verhältnis der Produkte aus Verzweigungsverhältnis und Produktionswirkungsquerschnitt für ψ'- und J/ψ-Mesonen. Aus den Messdaten von HERA-B ergeben sich hierfür Werte von:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{Br}(\psi' \to e^+e^-)}{\mathrm{Br}(J/\psi \to e^+e^-)} \frac{\sigma_{pN}^{\psi'}}{\sigma_{pN}^{J/\psi}} &= (1{,}5 \pm 0{,}3)\,\% \qquad (e^+e^-\text{-Kanal}) \\
\frac{\mathrm{Br}(\psi' \to \mu^+\mu^-)}{\mathrm{Br}(J/\psi \to \mu^+\mu^-)} \frac{\sigma_{pN}^{\psi'}}{\sigma_{pN}^{J/\psi}} &= (1{,}61 \pm 0{,}08)\,\% \qquad (\mu^+\mu^-\text{-Kanal})
\end{aligned}$$

Die die Messunsicherheit bei der Bestimmung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes dominierende Abschätzung der systematischen Messabweichung aufgrund der Unsicherheit über die wahren Werte der Verzweigungsverhältnisse und des J/ψ-Produktionswirkungsquerschnittes entfällt hierbei. Die Abbildung 6.3 demonstriert, dass das auf diese Weise bestimmte Verhältnis $\mathrm{Br}(\psi' \to l^+l^-) \cdot \sigma_{pN}^{\psi'}/\mathrm{Br}(J/\psi \to l^+l^-) \cdot \sigma_{pN}^{J/\psi}$ praktisch unabhängig von der Schwerpunktsenergie

der primären p-N-Kollision ist. Auch hier zeigt sich das vorgestellte HERA-B-Resultat als in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Messungen.

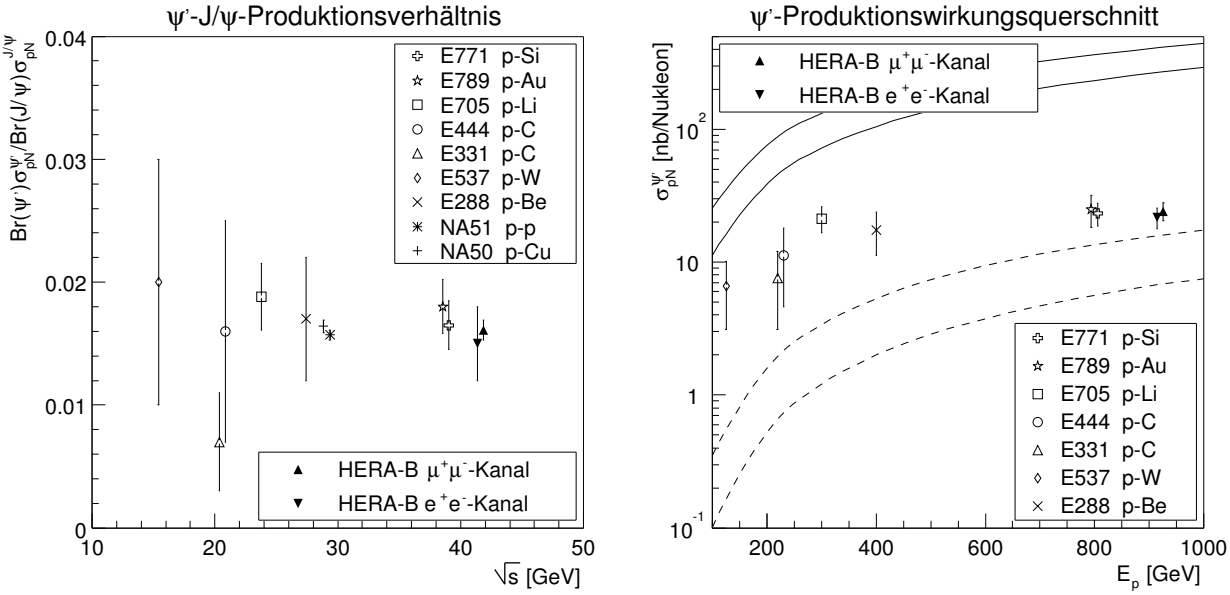


Abbildung 6.3: *Resultat der HERA-B-Messung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes im Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente. Das linke Diagramm zeigt das ψ'-J/ψ-Produktionsverhältnis $Br(\psi' \to l^+l^-) \cdot \sigma_{pN}^{\psi'}/Br(J/\psi \to l^+l^-) \cdot \sigma_{pN}^{J/\psi}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ der p-N-Kollision. Im rechten Diagramm ist dagegen der ψ'-Produktionswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie des Protonenstrahls E_p für $x_\mathrm{F} > 0$ dargestellt. Die eingezeichneten Kurven deuten vorläufige theoretische Berechnungen an [Mal03]. Die Vergleichsresultate entstammen folgenden Quellen: E771[Ale96], E789[Sch95], E705[Ant92], E444[And79], E331[Bra77], E537[Ake93], E288[Sny76], NA51[Abr98a], NA50[Ale03]. Sie sind mit aktuellen Angaben zum Verzweigungsverhältnis und dem die nukleare Unterdrückung charakterisierenden Parameter korrigiert und für die Beschränkung auf $x_\mathrm{F} > 0$ durch zwei geteilt.*

6.4 Zusammenfassung

Eine Messung des ψ'-Produktionswirkungsquerschnittes in p-N-Wechselwirkungen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41{,}6\,\mathrm{GeV}$ wurde vorgestellt. Das mit einem Wert von $\sigma_{pN}^{\psi'} = (48 \pm 3_\mathrm{Stat} \pm 8_\mathrm{Syst})\,\mathrm{nb/Nukleon}$ angegebene Resultat basiert auf bei HERA-B während des Einsatzes von Wolfram-, Titan- und Kohlenstoff-Targets aufgezeichneten Datensätzen. Der Messung liegt der Bezug zum extern gemessenen J/ψ-Produktionswirkungsquerschnitt und die Identifizierung der Charmonium-Zustände über die Zerfälle $\psi' \to \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ zugrunde. Sie besitzt ausschließlich Gültigkeit für ψ'-Mesonen mit Werten für die kinematische Variable x_F aus dem Intervall $-0{,}35 \leq x_\mathrm{F} < 0{,}15$. Die Auswertung von Charmonium-Zerfällen in e^+e^--Paare liefert ein vergleichbares Ergebnis von $\sigma_{pN}^{\psi'} = (43 \pm 5_\mathrm{Stat} \pm 7_\mathrm{Syst})\,\mathrm{nb/Nukleon}$. Die Resultate beider Kanäle sind in guter Übereinstimmung mit den bisherigen Messergebnissen anderer Experimente.

Resümee

Die Frage nach der Existenz und dem Nachweis des Quark-Hadron-Phasenüberganges ist von herausragendem Interesse auf dem Gebiet der Hochenergiephysik. Die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas wäre eine wichtige Bestätigung der relativistischen Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung. Seit den 80er Jahren des vorigen Jahrhunderts werden hierzu außerordentlich intensive theoretische und experimentelle Untersuchungen angestellt.

Schlüsselexperimente sind ultrarelativistische Schwerionenstöße. Von entscheidender Bedeutung ist hierbei die Identifizierung klarer Signaturen für den erwarteten Phasenübergang hadronischer Materie zum Quark-Gluon-Plasma. Ein bevorzugtes, weil einer Messung einfach zugängliches Signal ist das vorhergesagte Ausbleiben von Charmonium-Bindungszuständen bzw. deren deutlich verringerte Produktionsrate. Erste Resultate können entsprechend interpretiert und als Hinweise auf die Formierung eines Quark-Gluon-Plasmas angesehen werden.

Unabdingbare Voraussetzung der Auswertung der Schwerionendaten ist allerdings ein grundlegendes Verständnis der Mechanismen der Charmonium-Produktion und -Unterdrückung sowohl in der Plasma- als auch in der hadronischen Phase. Die nach wie vor existierenden Unterschiede zwischen theoretischen Vorhersagen und experimentellen Ergebnissen machen deutlich, dass die Suche nach einem konsistenten Produktionsmodell noch nicht abgeschlossen ist. Entsprechende Messdaten, die die Basis für eine der Realität nachempfundene Modellierung und Kombination der verschiedenen beteiligten Prozesse in einer umfassenden Charmonium-Produktionsbeschreibung und für die Bestimmung der zahlreichen phänomenologischen Parameter bilden, können in hochenergetischen Proton-Kern-Kollisionen gewonnen werden.

An diese Stelle sind die in der vorliegenden Dissertation vorgestellten und bei HERA-B durchgeführten Messungen einzuordnen. Die Bedeutung ihres Beitrages ergibt sich in erster Linie aus dem durch den verwendeten Detektor abgedeckten kinematischen Messbereich, der bisherigen Experimenten nicht zugänglich ist, und der hohen Schwerpunktsenergie der primären Teilchenkollisionen. Aufgrund der großen Messunsicherheiten ist allerdings bislang keine Aussage zur Gültigkeit der diskutierten theoretischen Modelle möglich. Zumindest stehen die HERA-B-Messungen nicht in offensichtlichem Widerspruch zu ihren Vorhersagen.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Spektrum der Charmonium-Zustände 7
2.2 Hadron-Hadron-Streuung im Partonmodell 10
2.3 Feynman-Diagramme für $c\bar{c}$-Produktion 10
2.4 Theoretische Vorhersage für Parameter der Charmonium-Unterdrückung $\alpha(x_{\mathrm{F}})$. 15
2.5 J/ψ-Unterdrückung in Schwerionenstößen bei NA50 15
2.6 Parameter der Charmonium-Unterdrückung $\alpha(x_{\mathrm{F}}, p_{\mathrm{T}})$ bei E866 16

3.1 Doppelspeicherring HERA und seine Vorbeschleuniger 18
3.2 Füllschema des HERA-Protonenringes 19
3.3 Skizze der Targetanordnung 19
3.4 Schemazeichnung des HERA-B-Detektors 21
3.5 Aufbau eines Siliziumstreifenzählers und schematische Darstellung des VDS . . . 22
3.6 Verteilung rekonstruierter primärer Vertices 23
3.7 Aufbau einer Mikrostreifen-Gaskammer und einer Driftkammer 24
3.8 Überblick über die Superlagen des Spurkammersystems 25
3.9 Rekonstruierte Ringe und identifizierte Teilchen im RICH 26
3.10 Modularer Aufbau des ECAL und Zusammensetzung eines Moduls 27
3.11 Schemazeichnung des Myon-Detektors und Aufbau einer Pad-Kammer 29
3.12 Charakteristische Größen der Filterstufen 30
3.13 Überblick über das Netzwerk der Vorfilter und des FLT 33
3.14 Schema der DAQ-Architektur 39
3.15 Schema der Simulation von Ereignissen 43

4.1 Konzeptionsskizze zur Messung der Spureffizienz 46
4.2 Korrelation der invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen 48
4.3 OTR-Akzeptanz 49
4.4 Signifikanz des K^0_s-Signals 50
4.5 Verknüpfungskriterium: Ruhemasse des $\pi^{\pm}$-Kandidaten 51
4.6 Verknüpfungskriterium: Energie-Impuls-Verhältnis 52
4.7 Parameter der Verknüpfung von VDS- und OTR-Segmenten 53
4.8 Selektionskriterium: $\pi^+\pi^-$-Spurabstand 55
4.9 Selektionskriterium: K^0_s-Flugweg 55
4.10 Selektionskriterium: Armenteros-Podolanski Diagramm 56
4.11 Selektionskriterium: Stoßparameter zum Primärvertex 56
4.12 Skizze zum Zusammenhang zwischen Stoßparameter und Referenzspurauswahl . 57
4.13 Verzerrung des K^0_s-Untergrundes durch Begrenzung des Stoßparameters 57
4.14 Effekt der Selektionskriterien auf das K^0_s-Signal 58
4.15 Ermittlung der Anzahl $N^{\mathrm{RICH}}_{K^0_s}$ und $N^{\mathrm{OTR}}_{K^0_s}$ an Referenzteilchen 59

4.16 Differenz der invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen 60
4.17 Ermittlung der Anzahl $N_{\text{Seite}}^{\text{OTR}}$ an Referenzteilchen 61
4.18 Ermittlung des Skalierungsfaktors f 62
4.19 Spureffizienz bei Variation der Selektionskriterien 65
4.20 Spureffizienz bei Variation der VDS-OTR-Verknüpfungskriterien 66
4.21 Abhängigkeit der Spureffizienz vom Impuls 67
4.22 Abhängigkeit der Spureffizienz von der Spurmultiplizität 68
4.23 Abhängigkeit der Spureffizienz vom OTR-Quadranten 68
4.24 Abhängigkeit der Spureffizienz vom Teilchenspur-Strahlrohr-Abstand 70
4.25 Abhängigkeit der Spureffizienz von der Verwendung von ITR-Treffern 70

5.1 Identifikationskriterium: Bremsstrahlungsnachweis und Energie-Impuls-Verhältnis 75
5.2 Identifikationskriterium: Myonhypothese des Myon-Detektors und des RICH . . . 77
5.3 J/ψ-Signal in den Spektren der invarianten e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Massen 78
5.4 Targetzuordnung über Position des l^+l^--Vertex 79
5.5 Spektren der invarianten e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Massen separiert nach dem Target . . 79
5.6 J/ψ-Anzahl in Abhängigkeit von x_{F} 80
5.7 J/ψ-Anzahl in Abhängigkeit von p_{T} 81
5.8 Auflösung von x_{F} und p_{T} 82
5.9 J/ψ-Akzeptanz in Abhängigkeit von x_{F} 83
5.10 J/ψ-Akzeptanz in Abhängigkeit von p_{T} 83
5.11 Gegenprobe: Fiktiver Parameter $\alpha_{J/\psi}^{\text{Probe}}$ aus B1(C) & I2(C) 86
5.12 Messergebnis: Parameter $\alpha_{J/\psi}(x_{\text{F}}, p_{\text{T}})$ 87

6.1 Identifikationskriterium: Elektronhypothese des RICH und Transversalimpuls . . 91
6.2 J/ψ- und ψ'-Signal in den Spektren der invarianten e^+e^-- und $\mu^+\mu^-$-Massen . . 92
6.3 Messergebnis: ψ'-Produktionswirkungsquerschnitt 96

Literaturverzeichnis

[Aba01] Abashian, A. *et al.* (KEK-BF-BELLE):
Measurement of the CP-Violation Parameter $\sin 2\phi_1$ *in* B_d^0 *Meson Decays*,
Phys. Rev. Lett. 86 (2001), S. 2509.

[Abr98a] Abreu, M. C. *et al.* (CERN-NA-051):
J/ψ, ψ' and Drell-Yan production in pp and pd interactions at 450 GeV/c,
Phys. Lett. B 438 (1998), S. 35.

[Abr98b] Abreu, M. C. *et al.* (CERN-NA-038):
Charmonia production in 450 GeV/c proton induced reactions,
Phys. Lett. B 444 (1998), S. 516.

[Abr00] Abreu, M. C. *et al.* (CERN-NA-050):
Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS,
Phys. Lett. B 477 (2000), S. 28.

[Abt03a] Abt, I. *et al.* (DESY-HERA-B):
Measurment of the $b\bar{b}$ Produktion Cross Section in 920 GeV Fixed-Target Proton-Nucleus Collisions,
Eur. Phys. J. C 26 (2003), S. 345.

[Abt03b] Abt, I. *et al.* (DESY-HERA-B):
Inclusive V^0 Production Cross Sections from 920 GeV Fixed Target Proton-Nucleus Collisions,
Eur. Phys. J. C 29 (2003), S. 181.

[Abt03c] Abt, I. *et al.* (DESY-HERA-B):
J/ψ Production via χ_c Decays in 920 GeV pA Interactions,
Phys. Lett. B 561 (2003), S. 61.

[Ada02] Adams, M.:
Entwicklung eines Simulationsprogrammes für das Myon-Pretrigger-System des HERA-B Experimentes und Untersuchungen zum Systemverhalten,
Universität Dortmund, Dissertation, 2002.

[Ake93] Akerlof, C. *et al.* (FNAL-E-0537):
ψ production in $\bar{p}N$ and $\pi^- N$ interactions at 125 GeV/c and a determination of the gluon structure functions of the $\bar{p}$ and the π^-,
Phys. Rev. D 48 (1993), S. 5067.

[Ald91] Alde, D. M. *et al.* (FNAL-E-0772):
Nuclear Dependence of the Production of Υ Resonances at 800 GeV,
Phys. Rev. Lett. 66 (1991), S. 2285.

[Ale96] ALEXOPOULOS, T. *et al.* (FNAL-E-0771):
Production of J/ψ, ψ' and Υ in 800 GeV/c proton-silicon interactions,
Phys. Lett. B 374 (1996), S. 271.

[Ale97] ALEXOPOULOS, T. *et al.* (FNAL-E-0771):
Differential cross sections of J/ψ and ψ' in 800 GeV/c p-Si interactions,
Phys. Rev. D 55 (1997), S. 3927.

[Ale99] ALEXOPOULOS, T. *et al.* (FNAL-E-0771):
A Measurement of the $b\bar{b}$ Cross-Section in 800-GeV/c Proton-Silicon Interactions,
Phys. Rev. Lett. 82 (1999), S. 41.

[Ale03] ALESSANDRO, B. *et al.* (CERN-NA-050):
Charmonia and Drell-Yan production in proton-nucleus collisions at the CERN SPS,
Phys. Lett. B 553 (2003), S. 167.

[And79] ANDERSON, K. J. *et al.* (FNAL-E-0444):
Production of Muon Pairs by 225-GeV/c $\pi^{\pm}$, K^{+}, $p^{\pm}$ Beams on Nuclear Targets,
Phys. Rev. Lett. 42 (1979), S. 944.

[Ant78] ANTIPOV, Y. M. *et al.*:
The A-dependence of J/ψ-Particle Inclusive Distributions,
Phys. Lett. B 76 (1978), S. 235.

[Ant92] ANTONIAZZI, L. *et al.* (FNAL-E-0705):
Measurement of J/ψ and ψ' production in 300-GeV/c proton, antiproton, and $\pi^{\pm}$ interactions with nuclei,
Phys. Rev. D 46 (1992), S. 4828.

[Ari03] ARIÑO, I. *et al.*:
The HERA-B Ring Imaging Ĉerenkov Counter,
Nucl. Instrum. Meth. A 516 (2004), S. 445.

[Arn94] ARNEODO, M.:
Nuclear effects in structure functions,
Phys. Rep. 204 (1994), S. 301.

[Aub74] AUBERT, J. J. *et al.* (BNL-E-0598):
Experimental Observation of a Heavy Particle,
Phys. Rev. Lett. 33 (1974), S. 1404.

[Aub01] AUBERT, B. *et al.* (SLAC-PEP2-BaBar):
Measurement of CP-violating asymmetries in B0 decays to CP eigenstates,
Phys. Rev. Lett. 86 (2001), S. 2515.

[Aug74] AUGUSTIN, J. E. *et al.* (SLAC-SP-017):
Discovery of a Narrow Resonance in $e^{+}e^{-}$ Annihilation,
Phys. Rev. Lett. 33 (1974), S. 1406.

[Aus03] AUSHEV, V.:
HERA-B Target Homepage 2003,
`http://www-hera-b.desy.de/subgroup/detector/target`
Aktualisierungsdatum: 03.09.2003.

[Bal03] BALAGURA, V.:
FLT Efficiency Maps,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 03-024, 2003.

[Bar02] BARGIOTTI, M. *et al.*:
$J/\psi \to e^+e^-$ Differential Cross Section Spectra at HERA-B with the 2000 Data Sample,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 02-070, 2002.

[Bel02] BELKOV, A., KARPENKO, N., LANYOV, A., SPIRIDONOV, A.:
Tracking Performance of the Hera-B Outer Tracker PC Chambers,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 02-040, 2002.

[Big89] BIGI, I. I. Y.:
CP Violation in B Decays: Exactly Like in K Decays - Only Different!,
Workshop on B Factories and Related Physics Issues, Blois, 26.06.–0.1.07.1989.

[Bjo64] BJORKEN, J. D., GLASHOW, S. L.:
Elementary Particles and SU(4),
Phys. Lett. 11 (1964), S. 255.

[Bod95] BODWIN, G. T., BRAATEN, E., LEPAGE, G. P.:
Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium,
Phys. Rev. D 51 (1995), S. 1125.

[Bra77] BRANSON, J. G. *et al.* (FNAL-E-0331):
Production of the J/ψ and ψ' (3,7) by 225-GeV/c $\pi^\pm$ and Proton Beams on C and Sn Targets,
Phys. Rev. Lett. 38 (1977), S. 1331.

[Bra96] BRAATEN, E., FLEMING, S., YUAN, T. C.:
Production of Heavy Quarkonium in High Energy Colliders,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46 (1996), S. 197.

[Brä01] BRÄUER, M.:
Alignment des HERA-B Vertexdetektors,
Rubrecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2001.

[Bro93] BRODSKY, S. J., HOYER, P.:
A bound on the energy loss of partons in nuclei,
Phys. Lett. B 298 (1993), S. 165.

[Bru78] BRUN, R., HAGELBERG, R., HANSROUL, M., LASSALLE, J. C.:
GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual,
CERN-DD-78-2-REV, 1978.

[Bru02] BRUINSMA, M.:
J/ψ in pA – Perfomance of the First Level Trigger of Hera-B and Nuclear Effects in J/ψ Production,
NIKHEF / Universiteit Utrecht, Dissertation, 2002.

[Buc02] BUCHLER, M., HARR, R., KARCHIN, P.:
Measurement of Differential Cross Sections in $J/\psi \to \mu^+\mu^-$: Analysis Note 3,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 02-071, 2002.

[Cha02] CHAUDHURI, A. K.:
J/ψ Suppression in Pb + Pb Collisions: A Conventional Description,
Phys. Rev. Lett. 88 (2002), S. 232302.

[Chr64] CHRISTENSON, J. H., CRONIN, J. W., FITCH, V. L., TURLAY, R.:
Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson,
Phys. Rev. Lett. 13 (1964), S. 138.

[Con02] CONDE MUÍÑO, P.:
Measurement of the ratio between the D^+ and the D^0 production cross section using an impact parameter method,
Universidade de Santiago de Compostela, Dissertation, 2002.

[Cru02] CRUSE, C.:
Das RICH-Multiplizitätsveto-System für das HERA-B Experiment,
Universität Dortmund, Dissertation, 2002.

[Dam03] DAM, M. *et al.*:
The Second Level Trigger Algorithm,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 03-021, 2003.

[Deck00] DECKERS, H.:
Untersuchung von Wabendriftkammern für das äußere Spurkammersystem des HERA-B Experiments,
Humboldt Universität Berlin, Dissertation, 2000.

[DES02] DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON IN DER HELMHOLTZ-GEMEINSCHAFT:
Das Supermikroskop HERA – Blick ins Innerste der Materie,
DESY Hamburg, 2002.

[Dre98] DREIS, H.-D. *et al.*:
Operation of a large GEM-MSGC detektor in a high intensity hadronic test beam using fully pipelined readout electronics,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 98-149, 1998.

[Eck00] ECKMANN, R., DUJMIĆ, D.:
Software for stand-alone RICH reconstruction,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 00-004, 2000.

[Eic75] EICHTEN, E. *et al.*:
Spectrum of Charmed Quark-Antiquark Bound States,
Phys. Rev. Lett. 34 (1975), S. 369.

[Eld04] VAN ELDIK, C.:
$K^*(892)^0$ Production in pA Collisions,
Universität Dortmund, Dissertation in Vorbereitung, 2004.

[Ell96] ELLIS, R., STIRLING, W., WEBBER, B.:
QCD and Collider Physics,
Cambridge, Cambridge University Press, 1996.

[Eme01a] EMELIYANOV, D., GORBOUNOV, I., KISEL, I.:
OTR/ITR-CATS: Tracking Based on Cellular Automaton and Kalman Filter,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 01-137, 2001.

[Eme01b] EMELIYANOV, D., KEKELIDZE, V., KISEL, I., SANG, M., SCHALLER, S.:
GROVER,
`http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/grover/grover.html`,
Aktualisierungsdatum: 02.07.2002.

[Fla01] FLAMMER, J.:
Entwicklung der Simulation des ECAL Pretrigger Systems für das Experiment HERA-B und Analyse der Effizienzen des Zerfalls $J/\psi \to e^+e^-$,
Universität Hamburg, Dissertation, 2001.

[Fle02] FLECKENSTEIN, H.:
Performance of the TFU network of the First Level Trigger of HERA-B and determination of efficiencies for $J/\psi \to \mu^+\mu^-$,
Universität Hamburg, Dissertation, 2002.

[Fom97] FOMINYKH, B., NOWAK, S.:
HERA-B Muon Detector in HBGEAN versions 04-04 and 05-01,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 97-075, 1997.

[Fre87] FREDRIKSSON, S., EILAM, G., BERLAND, G., BERGSTROM, L.:
High Energy Collisions with Atomic Nuclei. Part 1. The Experimental Results ,
Phys. Rept. 144C (1987), S. 187.

[Fri98] FRIXIONE, S., MANGANO, M. L., NASON, P., RIDOLFI, G.:
Heavy Quark Produktion,
Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. 15 (1998), S. 609.

[Ful99] FULJAHN, T.:
Aufbau und Charakterisierung des schnellen Kontrollsystems für das Experiment HERA-B,
DESY / Universität Hamburg, Dissertation, 1999.

[Gav88] GAVIN, S., GYULASSY, M.:
Transverse-momentum dependence of J/ψ production in nuclear collisions,
Phys. Rev. Lett. B 214 (1988), S. 241.

[Gav90] GAVIN, S., VOGT, R.:
J/ψ suppression from hadron-nucleus to nucleus-nucleus collisions,
Nukl. Phys. B 345 (1990), S. 104.

[Gav92] GAVIN, S., MILANA, J.:
Energy loss at large x_F in nuclear collisions,
Phys. Rev. Lett. 68 (1992), S. 1834.

[Gel01] GELLRICH, A.:
The Online Reconstruction Farm of the HERA-B Experiment,
Hamburg, Interne HERA-*B*-Dokumente 01-074 und 01-075, 2001.

[Ger88] GERSCHEL, C., HÜFNER, J.:
A contribution to the suppression of the J/ψ meson produced in high-energy nucleus-nucleus collisions,
Phys. Lett. B 207 (1988), S. 253.

[Ger00] GERNDT, E.:
HERA-B Pretrigger and FLT Latency,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 00-013, 2000.

[Gla70] GLASHOW, S. L., ILIOPOULOS, J., MAIANI, L.:
Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry,
Phys. Rev. D 2 (1970), S. 1285.

[Gra03] GRADL, S.:
Qualitätssicherung beim Bau des inneren Spurkammersystems von HERA-B und Studien zu einem Open-Charm-Trigger,
Rubrecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2003.

[HER96] THE HERA-*B* SOFTWARE GROUP:
ARTE – The Event Reconstruction and Analysis Tool for HERA-B,
`http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/arte_manual.ps`
Aktualisierungsdatum: 21.06.1996.

[HER00] THE HERA-*B* COLLABORATION:
HERA-B – Report on Status and Prospects,
Hamburg, DESY-PRC 00/04, 2000.

[HER01] THE HERA-*B* COLLABORATION:
Status and Plans for 2001/2,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 01-064, 2001.

[Hul02] HULSBERGEN, W.:
A Study of Track Reconstruction and Massive Dielectron Production in HERA-B,
NIKHEF / Universiteit Amsterdam, Dissertation, 2002.

[Hus04] HUSEMANN, U.:
Production of Heavy Quarks with the HERA-B Detector,
Universität Siegen, Dissertation in Vorbereitung, 2004.

[Igo98] IGONKINA, O.:
MARPLE,
`http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/MARPLE`
Aktualisierungsdatum: 01.11.2001.

[Iva99] IVARSSON, J., KREUZER, P., LOHSE, T.:
PYTHIA and FRITIOF: Event Generators for HERA-B,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 99-067, 1999.

[Jag03] JAGLA, T.:
Die Rohdatenüberwachung des Siliziumvertexdetektors von HERA-B und die A-Abhängigkeit des ϕ-Produktionsquerschnitts in Proton-Kern-Kollisionen bei 920 GeV Protonenstrahlenergie,
Rubrecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2003.

[Jan95] JANSEN, D. M. *et al.* (FNAL-E-0789):
Measurement of the Bottom-Quark Production Cross Section in 800 GeV/c Proton-Gold Collisions,
Phys. Rev. Lett. 74 (1995), S. 3118.

[Kha93] KHARZEEV, D., SATZ, H.:
Color confinement in hadron-nucleus collisions,
Z. Phys. C 60 (1993), S. 389.

[Kis99] KISEL, I., MASCIOCCHI, S.:
CATS - A Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detector,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 99-242, 1999.

[Kra02] KRAUSS, C.:
Investigations on the Operational Behavior of the GEM MSGC Inner Tracking System and Study on the Reconstruction of χ_c Events in the HERA-B Detector,
Rubrecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2002.

[Lee99] LEE, W. M.:
A Measurement of the Nuclear Dependence of J/ψ and ψ' Production,
Georgia State University, Dissertation, 1999.

[Lei00] LEITCH, M. J. *et al.* (FNAL-E-0866):
Measurement of Differences between J/ψ and ψ' Suppression in p-A Collisions,
Phys. Rev. Lett. 84 (2000), S. 3256.

[Loh94] LOHSE, T. *et al.* (DESY-HERA-*B*):
HERA-B – An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring – Proposal,
Hamburg, DESY-PRC 94/02, 1994.

[Loh95] LOHSE, T. *et al.* (DESY-HERA-*B*):
HERA-B – An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring – Design Report,
Hamburg, DESY-PRC 95/01, 1995.

[Mal03] MALTONI, F.:
persönliche Mitteilung an Pietro Faccioli,
Bologna, 2003.

[Man93] MANGANO, M. L., NASON, P., RIDOLFI, G.:
Fixed-target hadroproduction of heavy quarks,
Nucl. Phys. B 405 (1993), S. 507.

[Man97] MANKEL, R., SPIRIDONOV, A.:
RANGER - a Pattern Recognition Algorithm for the HERA-B Main Tracking System,
Hamburg, Interne HERA-*B*-Dokumente 97-082, 98-154/206 und 99-111, 1997

[Man99] MANKEL, R.:
Recommendations for Evaluating the Performance of HERA-B Reconstruction Moduls,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 99-063, 1999

[Mat86] MATSUI, T., SATZ, H.:
J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation,
Phys. Lett. B 178 (1986), S. 416.

[Med03] MEDINIS, M.:
SLT Efficiency study,
Charmonium-Arbeitsgruppe bei HERA-*B*, Hamburg, 15.07.2003.

[Moč94] MOČNIK, G.:
Particle Identification In The HERA-B RICH Detektor,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 94-029, 1994.

[Mos99] MOSHUS, B.:
Suche nach Charm Mesonen bei HERA-B,
Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 1999.

[Nör03a] NÖRENBERG, M.:
Tracking Efficiency of the HERA-B First Level Trigger in the Single Lepton Mode,
Universität Hamburg, Dissertation, 2003.

[Nör03b] NÖRENBERG, M.:
Der HERA-B FLT während der Datennahme 2002/2003,
DPG-Frühjahrstagung, Aachen 10.03.–13.03.2003.

[Núñ03] NÚÑEZ, T.:
Second Level Trigger,
HERA-*B*-Kollaborationswoche, Hamburg, 22.01.2003.

[Pet02] PETERSEN, B. A.:
Beauty Production at HERA-B. Performance of the Second Level Trigger and the b anti-b Cross Section in 920 Gev pN Collisions,
Niels Bohr Institute / University of Copenhagen, Dissertation, 2002.

[PDG02] PARTICLE DATA GROUP:
Review of Particle Physics,
Phys. Rev. D 66 (2002).

[Pes01] PESTOTNIK, R.:
Identification of Pions, Kaons and Protons in the HERA-B Spectrometer,
Univerza v Ljubljani, Dissertation, 2001.

[Pi92] PI, H.:
An Event Generator for Interactions Between Hadrons and Nuclei: FRITIOF Version 7.0,
Computer Phys. Commun. 71 (1992), S. 173.

[Ple01] PLEIER, M.-A.:
Cloneremove V1.0,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 01-062, 2001.

[Ple02] PLEIER, M.-A.:
Measurement of inclusive $\Lambda/\bar{\Lambda}$ hyperon polarisation in proton nucleus collisions at 920 GeV proton beam energy,
Rubrecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2002.

[Pod54] PODOLANSKI, J., ARMENTEROS, R.:
Analysis of V-Events,
Phil. Mag. 45 (1954), S. 13.

[Rie97] RIELING, J.:
Entwicklung eines Silizium-Vertex-Detektors für das HERA-B Experiment,
Rubrecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 1997.

[Rúj75] DE RÚJULA, A., GLASHOW, S. L.:
Is Bound Charm Found?,
Phys. Rev. Lett. 34 (1975), S. 46.

[Sch94] SCHULER, G. A.:
Quarkonium production and decays,
hep-ph/9403387, 1994.

[Sch95] SCHUB, M. H. *et al.* (FNAL-E-0789):
Measurement of J/ψ and ψ' Production in 800-GeV/c Proton-Gold Collisions,
Phys. Rev. D 52 (1995), S. 1307.

[Sch00] SCHWANKE, U.:
Trigger and Reconstruction Farms in the HERA-B Experiment and Algorithms for a third level trigger,
Humboldt Universität Berlin, Dissertation, 2000.

[Sch01] SCHWENNIGER, B.:
Das Myon-Pretrigger-System für das HERA-B Experiment,
Universität Dortmund, Dissertation, 2001.

[Sjö94] SJÖSTRAND, T.:
High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,
Computer Phys. Commun. 82 (1994), S. 74.

[Sny76] SNYDER, H. D. *et al.* (FNAL-E-0288):
Production of $\psi(3100)$ and $\psi'(3700)$ in p-Be Collisions at 400 GeV,
Phys. Rev. Lett. 36 (1976), S. 1415.

[Spe02] SPENGLER, J.:
HERA-B Detector Components,
`http://www-hera-b.desy.de/subgroup/detector`
Aktualisierungsdatum: 27.03.2002.

[Spe03] SPENGLER, J.:
persönliche Mitteilung,
Hamburg, 2003.

[Spi03] SPIRIDONOV, A.:
The Radiative Decay $J/\psi \to \mu^+\mu^-\gamma$,
Charmonium-Arbeitsgruppe bei HERA-*B*, Bologna, 15.04.2003.

[Spr00] SPRATTE, S.:
Bestimmung der Wechselwirkungsrate der HERA-B Targets und Untersuchung des Coasting Beam am HERA Protonen-Ring,
Universität Dortmund, Dissertation, 2000.

[Sym99] SYMALLA, M.:
Vorbereitende Untersuchungen zur Bestimmung der Wechselwirkungsraten und deren Zeitstruktur an einem Drahttarget mit Hilfe der Energieinformation des HERA-B elektromagnetischen Kalorimeters,
Universität Dortmund, Diplomarbeit, 1999.

[Sym04] SYMALLA, M.:
Produktion von ϕ-Mesonen in inelastischer pA-Wechselwirkung,
Universität Dortmund, Dissertation in Vorbereitung, 2004.

[Tit00] TITOV, M.:
The Muon System in the HERA-B Experiment,
Nucl. Instrum. Meth. A446 (2000), S. 355.

[Vil97] VILLA, M.:
Progress Report on the ECAL Reconstruction Software,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 97-135, 1997.

[Vog91] VOGT, R., BRODSKY, S. J., HOYER, P.:
Systematics of J/ψ production in nuclear collisions,
Nucl. Phys. B 360 (1991), S.197.

[Vog99] VOGT, R.:
J/ψ Production and Suppression,
Phys. Rept. 310 (1999), S. 197.

[Vog01] VOGT, R.:
The Nuclear Dependence of Quarkonium Produktion: Why and What?,
Hamburg, Internes HERA-*B*-Dokument 01-042, 2001.

[Vog02] VOGT, R.:
Are the J/ψ and $\chi_c A$ Dependencies the Same?,
Nucl. Phys. A 700 (2002), S. 539.

[Wag99] WAGNER, W.:
Auswertung der Daten des HERA-B Vertexdetektors im Hinblick auf die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Siliziumstreifenzähler,
Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 1999.

[Wag00] WAGNER, G.:
Aufbau und Test der mit Digitalen-Signal-Prozessoren realisierten Komponenten des Datennahmesystems von HERA-B,
Universität Hamburg, Dissertation, 2000.

[Zeu03] ZEUNER, T.:
persönliche Mitteilung,
Hamburg, 2003.

Danksagung

Allerherzlichsten Dank [1] [2] [3]!

[1] Zunächst gilt mein ausgesprochener Dank meinem Betreuer während der langen Promotionszeit, Herrn Prof. Dr. Henning Schröder.

[2] Des Weiteren danke ich in streng alphabetischer Reihenfolge allen Mitgliedern der HERA-B-Kollaboration – im einzelnen sind das I. Abt, M. Adams, H. Albrecht, A. Aleksandrov, V. Amaral, A. Amorim, S. J. Aplin, V. Aushev, Y. Bagaturia, V. Balagura, M. Bargiotti, O. Barsukova, J. Bastos, J. Batista, C. Bauer, Th. S. Bauer, A. Belkov, Ar. Belkov, A. Bertin, B. Bobchenko, M. Böcker, A. Bogatyrev, G. Bohm, M. Bräuer, M. Bruinsma, M. Bruschi, P. Buchholz, M. Buchler, T. Buran, J. Carvalho, P. Conde, C. Cruse, M. Dam, K. M. Danielsen, M. Danilov, S. De Castro, H. Deppe, X. Dong, H. B. Dreis, V. Egorytchev, K. Ehret, F. Eisele, D. Emeliyanov, S. Essenov, L. Fabbri, P. Faccioli, M. Feuerstack-Raible, J. Flammer, B. Fominykh, M. Funcke, D. Galli, Ll. Garrido, B. Giacobbe, J. Gläß, D. Goloubkov, Y. Golubkov, A. Golutvin, I. Golutvin, I. Gorbounov, A. Gorišek, O. Gouchtchine, D. C. Goulart, S. Gradl, W. Gradl, F. Grimaldi, Yu. Guilitsky, J. D. Hansen, R. Harr, J. M. Hernández, W. Hofmann, T. Hott, W. Hulsbergen, U. Husemann, O. Igonkina, M. Ispiryan, T. Jagla, C. Jiang, H. Kapitza, S. Karabekyan, P. Karchin, N. Karpenko, S. Keller, J. Kessler, F. Khasanov, Yu. Kiryushin, K. T. Knöpfle, H. Kolanoski, S. Korpar, C. Krauss, P. Kreuzer, P. Križan, D. Krücker, S. Kupper, T. Kvaratskheliia, A. Lanyov, K. Lau, B. Lewendel, T. Lohse, B. Lomonosov, R. Männer, U. Marconi, S. Masciocchi, I. Massa, I. Matchikhilian, G. Medin, M. Medinnis, M. Mevius, A. Michetti, Yu. Mikhailov, R. Mizuk, R. Muresan, S. Nam, M. zur Nedden, M. Negodaev, M. Nörenberg, S. Nowak, M. T. Núñez Pardo de Vera, M. Ouchrif, F. Ould-Saada, C. Padilla, D. Peralta, R. Pestotnik, B. AA. Petersen, M. Piccinini, M. A. Pleier, M. Poli, V. Popov, A. Pose, D. Pose, S. Prystupa, V. Pugatch, Y. Pylypchenko, J. Pyrlik, K. Reeves, D. Reß1ing, H. Rick, I. Riu, P Robmann, V. Rybnikov, F. Sánchez, A. Sbrizzi, M. Schmelling, B. Schmidt, S. Schmidt, A. Schreiner, H. Schröder, A. J. Schwartz, A. S. Schwarz, B. Schwenninger, B. Schwingenheuer, F. Sciacca, N. Semprini-Cesari, J. Shiu, S. Shuvalov, L. Silva, K. Smirnov, L. Sözüer, S. Solunin, A. Somov, S. Somov, J. Spengler, R. Spighi, A. Spiridonov, A. Stanovnik, M. Starič, H. S. Subramania, M. Symalla, I. Tikhomirov, M. Titov, I. Tsakov, U. Uwer, V. Vagnoni, C. van Eldik, Yu. Vassiliev, M. Villa, A. Vitale, I. Vukotic, H. Wahlberg, A. H. Walenta, M. Walter, J. J. Wang, D. Wegener, U. Werthenbach, H. Wolters, R. Wurth, A. Wurz, S. Xella-Hansen, Yu. Zaitsev, M. Zavertyaev, G. Zech, T. Zeuner, A. Zhelezov, Z. Zheng, R. Zimmermann, T. Živko und A. Zoccoli – für das Detektor Bauen, Software Programmieren, Schichten Schieben, Fehler Aufspüren, Ideen Haben, Fragen Beantworten, Arbeitsgruppen Leiten, Kapitel Korrekturlesen, Dissertation Begutachten und ähnliches mehr.

[3] Ebenso bedanken möchte ich mich bei den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Elementarteilchenphysik an der Universität Rostock, Dr. M. Beyer, S. Christ, M. Garczarczyk, A. Kaoukher, S. Mattiello, Prof. Dr. H. Schröder, S. Strauß, Dr. R. Waldi und Dr. G. Wagner.

Lebenslauf

	Persönliche Daten
	Robert Pernack 20.07.1972 in Wismar geboren, ledig, deutsche Staatsangehörigkeit, Diplom-Physiker
	Berufstätigkeit
seit Juli 2000	wissenschaftlicher Projektmitarbeiter der Universität Rostock Datenanalyse für das HERA-B-Experiment
April 1999–Juni 2000	Promotionsstudent am Fachbereich Physik der Universität Rostock Hardwaretest und Detektoraufbau für das HERA-B-Experiment
	Ausbildung
Okt. 1997–Dez. 1998	Diplomarbeit am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg
Okt. 1995–Sept. 1997 Okt. 1992–Sept. 1994	Diplomstudiengang Physik an der Universität Rostock mit den Nebenfächern Mathematik, Chemie und Werkstoffkunde
1987–1991	Spezialschule math.-nat.-techn. Fachrichtung in Rostock
1979–1987	Allgemeinbildende Polytechnische Oberschule in Wismar
	Abschlüsse
17.12.1998	Physik-Diplom (Gesamtnote „sehr gut“) „Untersuchung von Gasmischungen mit Blick auf die im Surkammersystem des HERA-B-Detektors erreichbare Effizienz und Auflösung“
05.07.1991	Abitur (Durchschnittsnote 1,2)

Praktika

Nov. 1996–März 1998	Softwareerstellung am Fachbereich Mathematik der Universität Rostock
Febr. 1997–März 1997	Hardwaretests am IfH Zeuthen für das HERA-B-Experiment
Juli 1996–Sept. 1996	Datenanalyse am DESY Hamburg für das HERMES-Experiment

Weitere Tätigkeiten

Jan. 1999–März 1999 Sept. 1994–Aug. 1995	Sozialarbeit in einem Straßenkinderdorf in Guarabira (Brasilien)
Okt. 1991–Nov. 1992	Zivildienst in der ambulanten Altenpflege beim Malteser Hilfsdienst Wismar

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Rostock, den 2. April 2004

Robert Pernack