Messung der J/ψ Produktion in Proton-Nukleon-Wechselwirkungen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Dorothea Samtleben
aus Hamburg

Hamburg
2001

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall Prof. Dr. Thomas Lohse
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall Dr. Andreas Schwarz
Datum der Disputation:	13.06.2001
Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Friedrich-Wilhelm Büßer

Kurzfassung

Das HERA-B Experiment am DESY wird anhand von Untersuchungen zur Produktion von schweren Quark-Antiquarkpaaren und von Quarkonia dazu beitragen, das Verständnis der starken Wechselwirkung zu verbessern. Im Jahr 2000 wurde der Detektor fertig gestellt und es wurden Daten genommen, mit denen das Trigger- und das Datennahmesystem und die Möglichkeiten zukünftiger Messungen geprüft werden konnten.

In der vorgestellten Arbeit werden die Rekonstruktion eines speziellen Quarkoniums, des J/ψ, im Zerfall J/$\psi \rightarrow e^+e^-$ und die Möglichkeiten zur Untergrundunterdrückung untersucht. Für die Analyse werden Daten verwendet, die im Frühjahr 2000 bei HERA-B aufgezeichnet wurden. Obwohl der Detektor zum betrachteten Zeitraum noch nicht fertig gestellt war und nur teilweise genutzt werden konnte, konnten bereits die Rekonstruktion und Identifikation von zu Elektronen gehörigen Spuren durchgeführt werden, was in dieser Arbeit dargestellt wird.

In den betrachteten Datensätzen werden 355±28 J/ψ-Mesonen rekonstruiert. Das J/ψ-Signal wird verwendet, um den totalen Wirkungsquerschnitt der J/ψ-Produktion zu bestimmen. Die Rekonstruktionseffizienz wird mit MC Daten zu 0,053% bestimmt. Damit ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt ein Wert von $\sigma_{J/\psi} = 403 \pm 52 \pm 101$ nb/Nukleon, der mit anderen Messungen konsistent ist.

Die niedrige Rekonstruktionseffizienz ist vor allem dadurch bestimmt, dass zum betrachteten Zeitpunkt noch nicht alle Detektorkomponenten verfügbar waren. Dadurch waren zum einen die Möglichkeiten des Triggers stark eingeschränkt und zum anderen wies die Elektronenidentifikation noch eine sehr niedrige Effizienz auf. Der hohe systematische Fehler ist darauf zurückzuführen, dass einzelne Detektorkomponenten noch nicht stabil funktionierten und zeitabhängige Ausfälle bestimmter Teilbereiche des Detektors bei der Bestimmung der Effizienz berücksichtigt werden mussten. Sowohl die niedrige Effizienz als auch der hohe systematische Fehler stellen Beeinträchtigungen der möglichen Untersuchungen dar. Sie können in der zukünftigen Datennahme der Jahre 2002/3 bei HERA-B mit dem vollständigen und stabil funktionierenden Detektor überwunden werden, so dass detaillierte Untersuchungen zur Produktion schwerer Quarks möglich sein werden.

Measurement of J/ψ production in proton nucleon interactions

Abstract

The experiment HERA-B at DESY will contribute to the improvement of our understanding of the strong interaction by means of investigations of the production of heavy quark-antiquark pairs and of quarkonia. In the year 2000 the detector was completed and data were taken which allowed to check the performance of the trigger system and of the data acquisition system as well as the possibilities of future measurements.

In this thesis the reconstruction of a special quarkonium, the J/ψ, in the decay J/$\psi \rightarrow e^+e^-$ and the possibilities for background suppression are studied. The analysis is based on data taken in the spring 2000 at HERA-B. Although at that time the detector was not yet completed and only partially operational the reconstruction and identification of electron tracks was already feasible as is demonstrated in this thesis.

In the data samples which are considered in this analysis 355$\pm$28 J/ψ mesons are reconstructed. The J/ψ signal is used to determine the total cross section for J/ψ production. The reconstruction efficiency of 0.053% is determined by means of MC data. With this result the total cross section is calculated as $\sigma_{J/\psi} = 403 \pm 52 \pm 101$ nb/nucleon which is consistent with other measurements.

The low reconstruction efficiency is mainly due to the fact that not all detector components could be used. Therefore the possibilities of the trigger were limited and the electron identification had a very low efficiency. The high systematic error is due to the fact that the detector had not reached a stable performance so that time dependent failures of some regions of the detector had to be taken into account in the determination of the efficiency. Both the low efficiency and the high systematic error affect the possibilities of detailed measurements. They are expected to be overcome in the data taking in the years 2002/3 at HERA-B with the complete detector and with a stable performance so that a detailed analysis of heavy quark production will be possible.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Wissenschaft der Elementarteilchenphysik beschäftigt sich damit, ein Verständnis für die fundamentalen Strukturen der Materie zu gewinnen und zur Beschreibung ein Modell zu entwickeln, aus welchem alle Eigenschaften der Materie ableitbar sind. Durch den Fortschritt der technischen Möglichkeiten konnten immer mehr Kenntnisse über die Strukturen und das Verhalten der Materie auf sehr kleinem Maßstab erworben werden, so dass auch immer mehr Rahmenbedingungen bekannt wurden, die in einem solchen fundamentalen Modell erfüllt sein müssen. Bislang ist es zwar noch nicht gelungen, alle Erkenntnisse in ein einziges Schema zu fassen, aber es wurde eine Beschreibung entwickelt, die in nie zuvor erreichter Präzision das Verhalten der Materie darzustellen vermag. Diese Beschreibung wird als das Standardmodell der Elementarteilchenphysik bezeichnet, seine Basis bilden 12 fundamentale Bausteine, die Leptonen und Quarks, und drei Wechselwirkungen, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Während es bereits gelungen ist, die erstgenannten beiden Wechselwirkungen im Rahmen des Modells zu vereinigen, wird die starke Wechselwirkung separat dargestellt.

Das Standardmodell ist aber in bestimmten Aspekten noch unvollständig und damit unbefriedigend. Die Gravitation ist im Formalismus des Standardmodells nicht darstellbar und viele Parameter des Modells wie beispielsweise die Massen der Bausteine müssen willkürlich gesetzt werden. Um derartige Schwächen des Modells zu beseitigen, wird nach neuen oder ergänzenden Ansätzen gesucht. Es wird versucht, in verschiedenen Experimenten die Grenzen des aktuellen Modells zu erkennen und damit ein verbessertes Verständnis der Materie zu gewinnen.

Das Experiment HERA-B am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) soll dazu beitragen, die Eigenschaften der starken Wechselwirkung zu untersuchen und mit den Vorhersagen des Standardmodells zu vergleichen. Die Berechnungen der Prozesse der starken Wechselwirkung werden unter Anwendung von Störungsrechnung durchgeführt werden, wobei Störungsreihen in Potenzen der kleinen Kopplungskonstante entwickelt werden. Es ist nicht immer möglich, alle Ordnungen der Störungsreihen zu berücksichtigen und in bestimmten kinematischen Bereichen ist die Kopplungskonstante nicht klein genug, um überhaupt eine Berechnung in derartigen Störungsreihen zu erlauben. Beides trägt dazu bei, dass die Berechnungen von Prozessen der starken Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells zum Teil große Unsicherheiten enthalten. Die Ergebnisse von HERA-B sind in diesem Zusammenhang von Interesse, da durch sie die Beschreibung der starken Wechselwirkung im Standardmodell geprüft und das Verständnis von Prozessen verbessert werden kann, für welche die theoretische

Beschreibung noch mit großen Unsicherheiten behaftet ist. Erst ein gutes Verständnis der Prozessmechanismen erlaubt es, auch im Experiment bestimmte Abweichungen von erwarteten Ergebnissen korrekt zu interpretieren. Die theoretischen Vorhersagen für die Ereignisraten und -strukturen bei zukünftigen Experimenten sind z.B. durch derartige Unsicherheiten beeinträchtigt. Durch die Messungen bei HERA-B kann der Spielraum der theoretischen Vorhersagen eingegrenzt und damit auch die Planung für zukünftige Experimente erleichtert werden.

Die Untersuchung verschiedener Aspekte der Produktion von schweren Quarks bietet die Möglichkeit, ein verbessertes Verständnis der Produktionsmechanismen und damit der Eigenschaften der starken Wechselwirkung zu gewinnen. Zum einen soll bei HERA-B die Produktion von schweren Quark-Antiquarkpaaren und zum anderen die Produktion von so genannten Quarkonia, gebundenen Zuständen aus einem Quark mit dem dazugehörigen Antiquark, untersucht werden.

In der Datennahme im Jahr 2000 wurden bei HERA-B Daten genommen, um den Detektor und die Triggerkonfiguration für die zukünftigen Messungen zu prüfen und die Möglichkeiten für Messungen der Produktion schwerer Quarks zu untersuchen. Es wurden Ereignisse selektiert, in denen der Zerfall von J/ψ-Mesonen, einem gebundenen Zustand aus einem c-Quark und einem Anti-c-Quark, nachgewiesen werden konnte. Der Zerfall der J/ψ-Mesonen in zwei Elektronen bzw. in zwei Myonen bietet im Detektor eine klare Signatur, anhand derer die Ereignisse bereits während der Datennahme gut selektiert werden können. In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, in welcher Art in den selektierten Ereignissen aus den Signalen im Detektor die Spuren der Zerfallselektronen aus dem Zerfall von J/ψ-Mesonen rekonstruiert werden können. Es wird gezeigt, wie der Untergrund unterdrückt werden kann, so dass in der invarianten Masse von Spurpaaren ein klares J/ψ-Signal rekonstruierbar ist. Anhand des J/ψ-Signals wird der totale Wirkungsquerschnitt der J/ψ-Produktion in Proton-Nukleon-Wechselwirkungen im Zerfall $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ bestimmt.

Die Arbeit gliedert sich in die folgenden Abschnitte:
Im ersten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die Analyse dargestellt. Im zweiten Kapitel wird der Aufbau des HERA-B-Detektors erläutert. Im dritten Kapitel wird die Analyse der J/ψ-Produktion beschrieben. Dazu werden zunächst die verwendeten Datensätze und eine Prüfung der Datenqualität sowie die verwendeten MC Datensätze vorgestellt. Dann wird die Spurrekonstruktion und die Elektronenidentifikation dargestellt. Anschließend werden die Rekonstruktion des J/ψ-Signals und die Möglichkeiten der Untergrundunterdrückung erläutert. Im abschließenden Abschnitt des Kapitels wird die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes beschrieben. Das vierte Kapitel beinhaltet einen Ausblick auf die Möglichkeiten der Untersuchungen der Produktion schwerer Quarks bei HERA-B zum einen mit den gesamten aus der Datennahme 2000 verfügbaren Daten und zum anderen mit den aus den zukünftigen Datennahmen in den Jahren 2002 und 2003 erwarteten Daten.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird der theoretische Hintergrund für die bei HERA-B geplanten Messungen zusammengefasst, um die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse der J/ψ-Produktion zu motivieren.
Als Erstes wird im Abschnitt 1.1 der allgemeine theoretische Rahmen vorgestellt, der durch das Standardmodell der Elementarteilchenphysik gegeben ist. Im darauf folgenden Abschnitt 1.2 werden die theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Hadroproduktion von schweren Quarks sowie von Quarkonia dargestellt und im Vergleich der Modellvorhersagen mit bisher verfügbaren experimentellen Ergebnissen die Schwächen dieser Modelle vorgeführt. Die bisher unbefriedigenden Beschreibungsmöglichkeiten verdeutlichen, dass zum einen neue Ansätze erforderlich sind, um die gesamten experimentellen Ergebnisse in einem einzigen Schema darstellen zu können, und zum anderen neue Messungen benötigt werden, um das Verständnis der Produktionsmechanismen zu verbessern.

1.1 Das Standardmodell

Die Materie und ihr Verhalten können auf einer fundamentalen Ebene in einer mathematischen Struktur beschrieben werden, die als das Standardmodell der Elementarteilchenphysik bezeichnet wird. Dieses geht von einer Basis von elementaren Bausteinen und Wechselwirkungen aus, deren Verhalten durch verschiedenen Symmetrien bestimmt werden. Die Darstellung des Modells erfolgt durch lokale Eichtheorien.

Als Bausteine der Materie werden so genannte Fermionen, Teilchen mit Spin 1/2 betrachtet. Diese sind in zwei Gruppen unterteilt, die sich in den Wechselwirkungen, denen sie unterliegen, unterscheiden. Die Gruppen werden als Leptonen und Quarks bezeichnet. In beiden Gruppen sind jeweils drei Paare von Teilchen bekannt. Tabelle 1.1 fasst diese Teilchen zusammen. Jedes Paar besitzt bis auf die Masse der Teilchen die gleichen Eigenschaften wie die anderen Paare der jeweiligen Gruppe. Die Neutrinos wurden bislang als masselos angesehen, aber inzwischen gibt es aus verschiedenen Experimenten Hinweise, dass sie möglicherweise eine im Vergleich zu den anderen bekannten Teilchen winzige Masse besitzen.

				Ladung
Leptonen	e	μ	τ	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
Quarks	Up	Charm	Top (Truth)	$+\frac{2}{3}$
	Down	Strange	Bottom (Beauty)	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 1.1: Zusammenfassung der bekannten Bausteine der Materie im Standardmodell

Die Bausteine unterliegen vier fundamentalen Wechselwirkungen, der Gravitation, der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung. Die Wechselwirkungen der Leptonen und Quarks werden durch den Austausch von Teilchen (Eichbosonen) mit einem ganzzahligen Spin dargestellt. Der elektromagnetischen Wechselwirkung werden als Austauschteilchen die masselosen Photonen zugeordnet, der schwachen Wechselwirkung drei geladenen, massebehaftete Bosonen, W^+, W^- und Z^0, und der starken Wechselwirkung masselose Teilchen, die so genannten Gluonen.

Das Standardmodell kann im Formalismus von lokalen Eichtheorien die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung beschreiben. Bislang ist es aber noch nicht möglich, in diesem Konzept auch die Gravitation einzubinden.

1.1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Für die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung wurde 1966 durch Glashow, Salam und Weinberg eine Darstellung gefunden, in der sie als eine einzige Wechselwirkung erscheinen, von der verschiedene Ausprägungen sichtbar sind [Gla61, Wei67, Sal68]. Dieses ließ darauf hoffen, auch die anderen Wechselwirkungen auf eine einzige zurückführen zu können, was aber noch nicht gelungen ist.
Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch die $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$-Eichgruppe dargestellt. Dabei wirkt $SU(2)_L$ auf den schwachen Isospin von linkshändigen Fermionen und $U(1)_Y$ auf die Hyperladung Y. Der Zusammenhang der schwachen Hyperladung, der Ladung sowie dem schwachen Isospin wird durch die *Gell-Mann-Nishijima-Relation* beschrieben:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.1}$$

Dabei stellt Q die Ladung dar und T_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins. Die Fermionen werden durch linkshändige schwache Isospindubletts und rechtshändige schwache Isospinsingletts dargestellt:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \text{und} \quad e_R, \mu_R, \tau_R \tag{1.2}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \text{und} \quad u_R, c_R, t_R, d_R, s_R, b_R \tag{1.3}$$

Die Fermionen sowie die der schwachen Wechselwirkung zugeordneten Austauschteilchen können zunächst lediglich als masselose Teilchen dargestellt werden. Erst die Einführung eines zusätzlichen Feldes, des so genannten Higgs-Feldes, ermöglicht die Beschreibung von massebehafteten Teilchen. Die Massen selbst sind im Modell freie Parameter, die aus dem Experiment bestimmt werden müssen. Bei der einfachsten Annahme für das Higgs-Feld als ein schwaches Isospindublett ist es immer möglich, eine Eichtransformation U zu finden, so dass der Vakuumzustand von $\mathbf{H}$ als $U(H_0) = (0, \rho)$ darstellbar ist mit $\rho > 0$. Durch diesen Vakuumzustand wird eine spezielle Richtung im $SU(2)$-Raum ausgezeichnet, was als *spontane Symmetriebrechung* bezeichnet wird. Dieser Symmetriebruch führt zu den Massentermen in der Lagrangedichte.

1.1.2 Quantenchromodynamik

Die starke Wechselwirkung wird durch die so genannte **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik (QCD) beschrieben. Ihr Verhalten wird durch eine Eigenschaft der Teilchen bestimmt, welche als Farbe bezeichnet wird, wobei N_c Farben existieren [FGML73, GW73]. Die Anzahl der Farben $N_c = 3$ konnte im Experiment aus der partiellen Zerfallsbreite der neutralen Pionen in zwei Photonen bestimmt werden, die proportional zu N_c^2 ist, und aus dem totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt in e^+e^- Annihilation, der proportional zu N_c ist. Von den Bausteinen der Materie weisen lediglich die Quarks eine Farbladung auf. Die Gluonen, welche die starke Wechselwirkung vermitteln, besitzen eine Farb-Antifarbkombination als Farbladung, wobei $N_c^2 - 1$ farbige Kombinationen möglich sind. Hadronen werden als farblose Kombinationen aus Quarks, Antiquarks und Gluonen dargestellt. Der Beschreibung der QCD liegt die Eichgruppe $\mathrm{SU}(3)_C$ zugrunde, wobei der Index C für *Color* (Farbe) steht.

Die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}}$ der QCD lässt sich in der folgenden Art darstellen:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} = -\frac{1}{4} F^{(a)}_{\mu\nu} F^{(a)\mu\nu} + i \sum_q \bar{\psi}^i_q \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi^j_q - \sum_q m_q \bar{\psi}^i_q \psi_{qi} + \mathcal{L}_{\mathrm{eich}} + \mathcal{L}_{\mathrm{geist}}, \tag{1.4}$$

$$F^{(a)}_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + g_s f_{abc} A^b_\mu A^c_\nu, \tag{1.5}$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu - i g_s \sum_a \frac{\lambda^a_{i,j}}{2} A^a_\mu \tag{1.6}$$

ψ^i_q sind die 4-komponentigen Dirac-Spinoren der Quarkfelder, wobei der Index i die Farbe angibt und der Index q den 'Flavour' der Quarks. Mit A^a_μ wird das Gluonfeld bezeichnet, wobei der Index a die Farbladung angibt. f_{abc} sind die Strukturkonstanten der SU(3)-Algebra und die λ-Matrizen die Gruppengeneratoren der SU(3) in der fundamentalen Repräsentation. g_s ist die Kopplungskonstante, die mit der effektiven Kopplungskonstante α_s der QCD in folgender Art zusammenhängt: $\alpha_s = g_s^2/4\pi$. Die Quantisierung der Eichtheorie erfordert durch die Wahl der Eichung einen Term $\mathcal{L}_{\mathrm{eich}}$ sowie zur Wahrung der Unitarität einen weiteren Term, den so genannten *Geistterm* $\mathcal{L}_{\mathrm{geist}}$.

Aus der Lagrangedichte können die Prozesse der QCD unter Anwendung von Störungsrechnung berechnet werden, was als perturbative QCD (pQCD) bezeichnet wird. Es werden dabei

Störungsreihen in der kleinen Kopplungskonstante α_s entwickelt. In diesen Störungsreihen treten Terme mit Singularitäten auf, die zur Divergenz der Integrale führen. Die Divergenzen können durch eine Prozedur, die als Renormierung bezeichnet wird, beseitigt werden. Dazu wird die Kopplungskonstante in Abhängigkeit eines willkürlich eingeführten Parameters μ_R, der so genannten Renormierungsskala definiert, so dass die Divergenzen in der Rechnung kompensiert werden.

Die Abhängigkeit der Kopplungskonstante von μ_R ist jeweils durch das verwendete Renormierungsschema festgelegt. Die Abhängigkeit der effektiven Kopplungskonstante α_s wird durch die so genannte β-Funktion beschrieben:

$$\mu_R \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu_R} = -\frac{\beta_0}{2\pi}\alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2}\alpha_s^3 - \frac{\beta_2}{64\pi^3}\alpha_s^4 - ... \tag{1.7}$$

Die Koeffizienten β_0 und β_1 hängen nicht vom Renormierungsschema ab, nur von der Anzahl der Quarks N_f mit einer geringeren Masse als μ_R. Bei der Integration dieser Gleichung muss eine Integrationskonstante eingeführt werden, die ausschließlich durch experimentelle Ergebnisse bestimmt werden kann. Die Definition der Konstanten ist nicht festgelegt. In einer häufig verwendeten Parametrisierung wird sie als Λ_{QCD} so eingeführt, dass sich das Integral von Gleichung 1.7 in Potenzen von $\ln^{-1}(\mu_R^2/\Lambda_{QCD}^2)$ dargestellt in führender Ordnung folgendermaßen beschreiben lässt:

$$\alpha_s(\mu_R) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu_R^2/\Lambda_{QCD}^2)} \tag{1.8}$$

Dabei gibt Λ_{QCD} die Energieskala an, ab welcher die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung so stark wird, dass keine Störungstheorie mehr angewandt werden kann. Der experimentell bestimmte Wert von Λ_{QCD} liegt bei $\Lambda_{QCD} \simeq 200$ MeV. Der Weltmittelwert für α_s bezogen auf die Masse des Z^0-Bosons liegt bei $\alpha_s(m_{Z^0}) = 0,1185$.

In Gleichung 1.8 wird eine Besonderheit der starken Wechselwirkung deutlich, die darauf beruht, dass ein Gluon, das Austauschteilchen dieser Wechselwirkung, sowohl an Quarks als auch an andere Gluonen koppeln kann. Die Kopplungskonstante wird bei hohen Werten von μ_R, was kleinen Abständen entspricht, sehr schwach, so dass in diesem Fall die Quarks als freie Teilchen betrachtet werden können. Dieser Effekt wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Gleichzeitig wird bei kleinen Werten von μ_R, was großen Abständen entspricht, die Kopplungskonstante sehr groß, was verhindert, dass Quarks als freie Teilchen beobachtet werden können. Dieser Effekt wird als *Confinement*[1] bezeichnet.

1.2 Hadroproduktion schwerer Quarks

Als schwere Quarks werden das Charm-Quark, das Bottom-Quark sowie das Top-Quark bezeichnet, deren Massen sehr viel größer als die QCD-Konstante Λ_{QCD} sind. Die Massen dieser Quarks liegen bei $m_c \simeq 1,5$ GeV/c^2, $m_b \simeq 5$ GeV/c^2 und $m_t \simeq 175$ GeV/c^2. Die

[1] 'Einsperrung'

Untersuchung der Produktion schwerer Quarks in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen kann dazu dienen, das Verständnis der beteiligten Erzeugungsmechanismen und der Charakteristika der Endzustände zu verbessern. Dieses ist für die Planung zukünftiger Experimente an Beschleunigern bei höheren Energien von entscheidender Bedeutung. Es ermöglicht die Abschätzung der zu erwartenden Raten und der Unterscheidungsmöglichkeiten von Signal- und Untergrundereignissen.

Bei der Produktion schwerer Quarks ist die Energieskala, bei der die Stärke der starken Kopplungskonstante ausgewertet wird, durch die Masse der schweren Quarks bestimmt. Bei *fixed target* Experimenten[2] wird vor allem der kinematische Bereich von niedrigen Transversalimpulsen abgedeckt, so dass dort nicht-störungstheoretisch berechenbare Effekte eine Rolle spielen. Mit den experimentellen Ergebnissen kann somit versucht werden, ein besseres Verständnis der nicht-störungstheoretisch berechenbaren Bereiche zu gewinnen.

Eine detaillierte Beschreibung der Erzeugung von schweren Quarks in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen ist in [MNR93, Fri98, Nas98, ESW96] zu finden. Im Folgenden werden zunächst die zur Beschreibung der Produktion verwendeten kinematischen Variablen eingeführt. Anschließend wird in Abschnitt 1.2.2 die Berechnung der Produktion schwerer Quarks skizziert und in Abschnitt 1.2.3 die unterschiedlichen Ansätze zur Beschreibung der Produktion von Quarkonia, gebundenen Zuständen aus einem Quark und dem entsprechenden Antiquark, vorgestellt. Dabei werden auch die Eigenschaften des in dieser Arbeit untersuchten Quarkoniums, des J/ψ, dargestellt. Im Abschnitt 1.2.4 wird die Beschreibung der Polarisation von Charmonia vorgestellt, und im abschließenden Abschnitt 1.2.5 die Effekte der nuklearen Unterdrückung der Produktion von Charmonia.

1.2.1 Kinematische Variablen

Für die Beschreibung der Kinematik einer Reaktion ist es üblich, Variablen zu verwenden, die getrennt den transversalen und den longitudinalen Impulsanteil der Teilchen enthalten. Damit die Beschreibung nicht davon abhängt, ob die Reaktion an einem *fixed target* Experiment oder an einem Experiment mit kollidierenden Teilchen stattfindet, werden Variablen gewählt, die unabhängig vom Bezugssystem sind. Dafür ist eine Transformation in das Schwerpunktssystem (CMS[3]) nützlich, in dem die miteinander wechselwirkenden Teilchen mit jeweils dem gleichen Impuls kollidieren, und in dem die Kinematik für den Prozess unabhängig vom Laborsystem beschreibbar ist.

Der transversale Impuls eines Teilchens kann direkt im Laborsystem berechnet werden, da er durch eine Transformation in das Schwerpunktssystem nicht verändert wird. Wird die z-Achse in Strahlrichtung gewählt, so berechnet sich der transversale Impuls p_t zu

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \tag{1.9}$$

[2] 'festes Ziel Experimente', Experimente mit einem unbewegten Zielmaterial, auf welches beschleunigte Teilchen geschossen werden.

[3] **C**enter of **M**ass **S**ystem

p_x: Komponente des Impulses in x-Richtung
p_y: Komponente des Impulses in y-Richtung

Für den longitudinalen Impuls wird die so genannte Feynman-Variable x_f verwendet. Diese ist definiert als:

$$x_f = \frac{p_z}{p_{z,max}} \tag{1.10}$$

Unter der Annahme, dass der transversale Impuls sehr viel kleiner als der longitudinale Impuls ist, wird x_f im Schwerpunktssystem zu:

$$x_f \simeq \frac{2p_{z,CMS}}{\sqrt{s}} \tag{1.11}$$

$p_{z,CMS}$: Komponente des Impulses in z-Richtung im Schwerpunktssystem
s: Quadrat der Schwerpunktsenergie

Eine weitere Größe, die oft verwendet wird, ist die so genannte Rapidität y. Die Verteilung in y enthält Information über die Verteilung im Polarwinkel θ zur Strahlachse. Die Rapidität verändert sich bei Transformation in das Schwerpunktssystem lediglich um eine additive Konstante Die Definition der Rapidität ist:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \tag{1.12}$$

E: Energie des Teilchens
p_z: Impuls des Teilchens in z-Richtung

1.2.2 Offene Hadroproduktion schwerer Quarks

Als *offene* Hadroproduktion schwerer Quarks wird die Produktion von schweren Quark-Antiquarkpaaren in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen bezeichnet, bei der das schwere Quark und das schwere Antiquark bei der anschließenden Hadronisierung voneinander getrennt werden. Die Produktion schwerer Quarks in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen ist in führender Ordnung, durch die in Abbildung 1.1 dargestellten Prozesse beschreibbar. Dabei wird die Produktion durch die Wechselwirkung einzelner Partonen der Hadronen, nämlich Quarks und Gluonen, dargestellt. Die schweren Quark-Antiquarkpaare können durch die in Abbildung 1.1 a) dargestellte Quarkvernichtung ($q\bar{q} \to Q\bar{Q}$) oder durch die in b)-d) dargestellte Gluonfusion ($gg \to Q\bar{Q}$) erzeugt werden. Bei der Quarkvernichtung werden die schweren Quarks immer als Farboktett erzeugt, während bei der Gluonfusion sowohl die Erzeugung von einem Farboktett als auch einem Farbsinglett möglich ist.
Der Prozess durch Quarkvernichtung ist in Analogie zu $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ beschreibbar, wobei die Farbe der verschiedenen Quarks berücksichtigt werden muss. Die beiden Erzeugungsmechanismen besitzen eine unterschiedliche Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie, so dass bei hohen Energien die Produktion durch Gluonfusion dominiert. Gleichzeitig muss in jedem Fall die Partonendichte berücksichtigt werden. Der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{Q\bar{Q}}$ berechnet sich

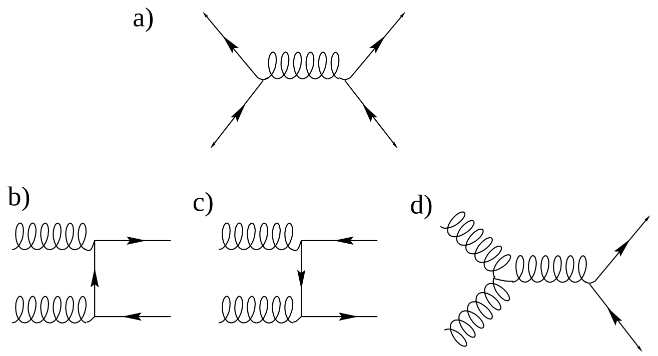


Abbildung 1.1: Die Feynmandiagramme, die in führender Ordnung die Produktion von schweren Quarks beschreiben, sind dargestellt. In a) ist die Produktion durch Quarkvernichtung dargestellt, in b)-d) die Produktion durch Gluonfusion.

dann zu:

$$\hat{\sigma}_{Q\bar{Q}} = \sum_{i,j} \int_{x_1 x_2 s = 4m_Q^2}^{s} dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}(x_1, x_2, \mu_F, \mu_R) \tag{1.13}$$

Dabei bezeichnet $\hat{\sigma}$ den Wirkungsquerschnitt der Erzeugung eines schweren Quark-Antiquarkpaares, s die Schwerpunktsenergie, m_Q die Masse des betreffenden Quarks, x_1 und x_2 die Impulsanteile der miteinander wechselwirkenden Partonen am Gesamtimpuls des Nukleons und $f_{i/j}$ die Partonendichten bei diesen Impulsanteilen. Es wird über alle Partonen i, j summiert und über alle bei der Produktion des schweren Quark-Antiquarkpaares energetisch erlaubten Impulsanteile integriert. Durch die Renormierung tritt in der Berechnung die Renormierungsskala μ_R auf, die in der Größenordnung $\mu_R = m_Q$ gesetzt wird. Die Beschreibung des Prozesses durch Partonendichten erfordert die Einführung einer weiteren Skala, der so genannten Faktorisierungsskala μ_F, welche die Trennung des Prozesses in einen nicht-störungstheoretisch berechenbaren Anteil und einen harten Streuprozess wiedergibt. Üblicherweise wird auch diese Skala zu $\mu_F = \mu_R = m_Q$ gesetzt.

In der Berechnung der Wirkungsquerschnitte von schweren Quark-Antiquarkpaaren treten somit verschiedene Unsicherheiten auf durch die im Folgenden genannten Größen:

- Die Masse der schweren Quarks
- Die Skalen μ_R und μ_F
- Die Partonendichtefunktionen

Sofern in den Rechnungen die kompletten Störungsreihen betrachtet werden sollte das Ergebnis für die Wirkungsquerschnitte nicht von den Skalen μ_R und μ_R abhängen. Da aber die Terme der Störungsreihen in praktischen Rechnungen immer nur bis zu einer bestimmten Ordnung betrachtet werden können, wird eine Unsicherheit erhalten, die in der Abhängigkeit

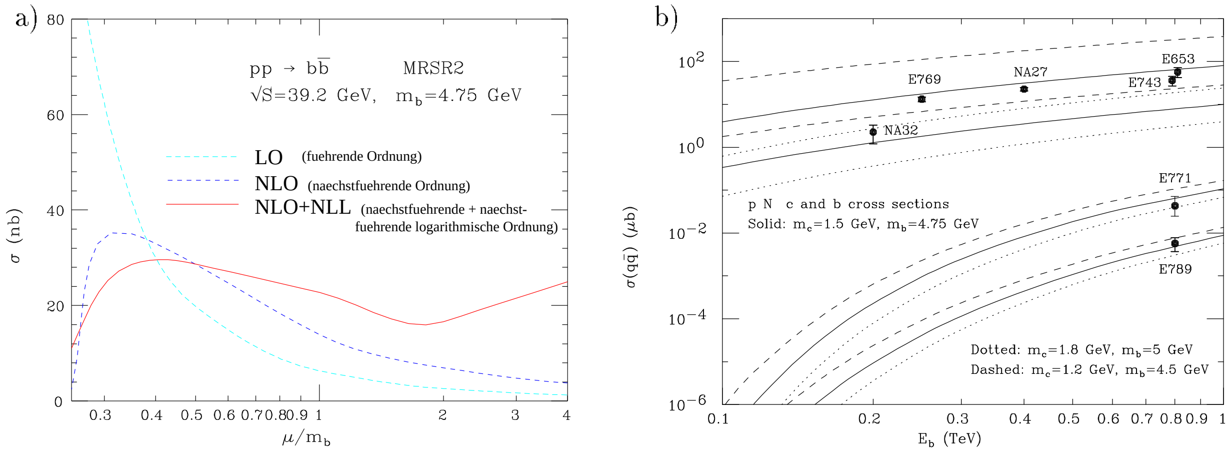


Abbildung 1.2: a) Die in verschiedenen Ordnungen berechnete Größe des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnittes in Proton-Proton-Wechselwirkungen ist in Abhängigkeit vom Verhältnis μ/m_b dargestellt [Fri98]. b) Die berechneten Größen des $c\bar{c}$-Wirkungsquerschnittes und des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnittes sind als Funktion der Strahlenergie dargestellt. Gleichzeitig sind die Ergebnisse der bisher existierenden Messungen dieser Größen eingezeichnet [Nas98].

des Ergebnisses von μ_R und μ_F sichtbar ist. Die Vorhersage der Wirkungsquerschnitte ist dadurch mit großen Fehlern behaftet. In Abbildung 1.2 a) ist beispielhaft der für pp-Kollisionen berechnete $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitt bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 39,2$ GeV/c^2, einer Masse $m_b = 4,75$ GeV/c^2 sowie einer festgelegten Partonendichteverteilung als Funktion des Verhältnisses μ/m_b dargestellt [Fri98]. Dabei wurde $\mu_R = \mu_F \equiv \mu$ gesetzt. Die Berechnung wurde in verschiedenen Ordnungen durchgeführt, um den Einfluss der Vernachlässigung höherer Ordnungen sichtbar zu machen. Bei Berücksichtigung höherer Ordnungen ist die Berechnung des Wirkungsquerschnittes nur noch wenig vom Verhältnis μ/m_b abhängig. Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass die Wahl der Parameter einen großen theoretischen Spielraum für die Größe des Wirkungsquerschnittes bietet.

In Abbildung 1.2 b) sind die für die $c\bar{c}$-Produktion und für die $b\bar{b}$-Produktion in pN-Wechselwirkungen bei *fixed target* Experimenten berechneten Wirkungsquerschnitte als Funktion der Strahlenergie dargestellt. Durch Variation der verwendeten Partonendichtefunktionen sowie der Quarkmasse wurden die verschiedenen dargestellten Bänder erhalten. Die Breite der Bänder wurde durch Variation der Skalen μ_R und μ_F bestimmt. Die von Experimenten verfügbaren Ergebnisse sind ebenfalls eingezeichnet [Nas98].

Während die experimentellen Ergebnisse zur Produktion von $c\bar{c}$-Paaren den theoretischen Spielraum stark eingrenzen, existieren nur zwei Messungen zum $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitt, die aber nicht miteinander kompatibel sind. Beide wurden am FNAL[4] bei den *fixed target* Experimenten E789 [Jan95] und E771 [Ale97] durchgeführt. Die Messungen können somit noch nicht dazu beitragen, die verschiedenen theoretischen Unsicherheiten einzuschränken.

[4] **F**ermi **N**ational **A**ccelerator **L**aboratory

1.2.3 Hadroproduktion von Quarkonia

Ein gebundener Zustand von einem schweren Quark mit dem entsprechenden Antiquark wird als Quarkonium bezeichnet. Die verschiedenen gebundenen Zustände des Charm-Quarks mit dem Anticharm-Quark werden als Charmonia und die Verbindungen des Bottom-Quarks mit dem Antibottom-Quark als Bottomonia bezeichnet. Die Top-Quarks haben eine so kurze Lebensdauer, dass sich keine gebundenen Resonanzen vom Top-Quark und Anti-Topquark bilden können [Fab97]. Die Erzeugung von Quarkonia kann mit Hilfe von pQCD beschrieben werden. Es existieren verschiedene Ansätze, um die vorliegenden experimentellen Ergebnisse zu interpretieren, aber bisher vermag noch keines der Modelle alle Ergebnisse konsistent zu beschreiben. Im Folgenden werden die verschiedenen Modelle dargestellt und die Vorhersagen der Modelle mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Darstellung der Modelle bezieht sich hier auf Charmonia, kann aber auf Bottomonia übertragen werden.

Die bekannten Charmonia sind in Abbildung 1.3 dargestellt. Die Zerfälle der Charmonia, die am häufigsten zu beobachten sind, durch Pfeile angedeutet. Die Massenschwelle für die Erzeugung von zwei charmhaltigen Mesonen, nämlich von D-Mesonen, ist als gepunktete Linie eingezeichnet. Da sich die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse mit der Rekonstruktion des J/ψ-Signals bei HERA-B beschäftigt, werden im folgenden Abschnitt zunächst die Eigenschaften dieses Charmoniums dargestellt. Anschließend wird eines der zuerst entwickelten Modelle für die Produktion von Charmonia vorgestellt, das so genannte *Color Singlet* Modell[5], CSM [Gub80, BR83, Hum87, GT87, Cha80, BR81]. Eine sehr detaillierte Beschreibung dieses Modells sowie ein ausführlicher Vergleich mit experimentellen Ergebnissen findet sich in [Sch94]. Dort wird auch das gleichzeitig entwickelte so genannte *Color Evaporation* Modell[6], CEM [Fri77, Hal77, GOR78, Amu97], eingeführt, das hier als Zweites beschrieben wird. Aufgrund von Differenzen zwischen den Vorhersagen des CSM und experimentellen Ergebnissen sowie des unbefriedigenden phänomenologischen Ansatzes des CEM wurde mit Hilfe der Nicht-Relativistischen QCD, NRQCD [CL86], ein weiteres Modell entwickelt, das so genannte *Color Octet* Modell[7], COM, das hier als Letztes betrachtet. Eine ausführliche Darstellung dieses Ansatzes ist in [BBL95, BFY96] zu finden.

Eigenschaften des J/ψ

Das J/ψ gehört zur Gruppe der Charmonia und lässt sich durch die Quantenzahlen $n^{2s+1}L_J = 1^3S_1$ charakterisieren. Dabei ist n die radiale Quantenzahl, s der Spin, L der Bahndrehimpuls und J der gesamte Drehimpuls. Die Parität P sowie die Ladungskonjugation C dieser Resonanz sind negativ.

Das J/ψ war das erste Quarkonium, das im Experiment beobachtet wurde. Es wurde 1974 gleichzeitig am BNL[8] in Proton-Beryllium-Kollisionen [Aub74] sowie am SLAC[9] in Elektron-

[5] Farbsinglettmodell
[6] 'Farbentweichungsmodell'
[7] Farboktettmodell
[8] **B**rookhaven **N**ational **L**aboratory
[9] **S**tanford **L**inear **Ac**cellerator

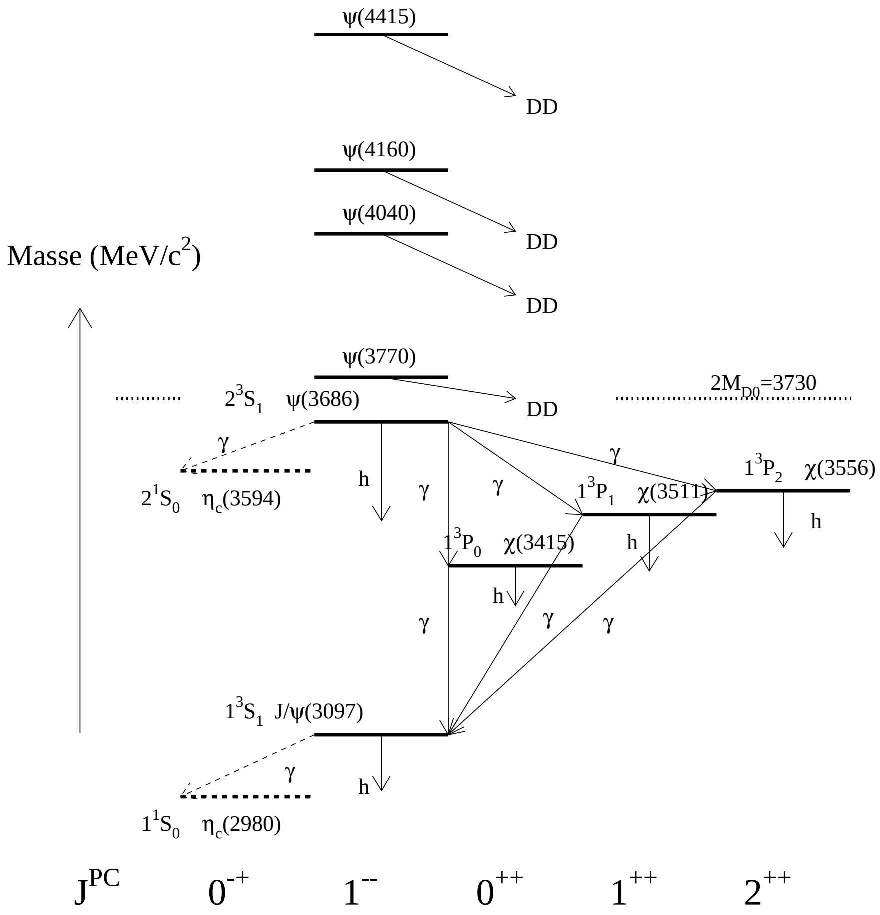


Abbildung 1.3: Die bekannten Charmonia sind nach ihrer Masse und ihren Quantenzahlen J^{PC} geordnet in einem Schema dargestellt. Die hauptsächlichen Zerfälle sind durch Pfeile angedeutet. Durch h wird ein hadronischer Zerfall dargestellt und durch γ ein radiativer Übergang.

Positron-Kollisionen [Aug74] durch den außergewöhnlichen Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei einer Schwerpunktsenergie von 3,1 GeV/c^2 entdeckt. Von der Gruppe am BNL wurde es mit dem Namen J, von der Gruppe am SLAC mit dem Namen ψ belegt und wird jetzt als J/ψ bezeichnet. Die genaue Masse $m_{J/\psi}$ des J/ψ beträgt
$m_{J/\psi}$=3096,87 $\pm$ 0,04 MeV/c^2 [PDG00].

Die bis zur Entdeckung des J/ψ bekannten Hadronen besaßen Breiten von einigen 100 MeV/c^2, so dass das J/ψ sofort durch seine extrem geringe Breite auffiel, die bei $\sigma_{J/\psi}$=87$\pm$5 keV/c^2 liegt [PDG00]. Die niedrige Breite ist mit Hilfe der OZI-Regel (**O**kubo [Oku63], **Z**weig [Zwe64], **I**izuka [Iiz66]) erklärbar. Gemäß dieser Regel sind Zerfälle eines

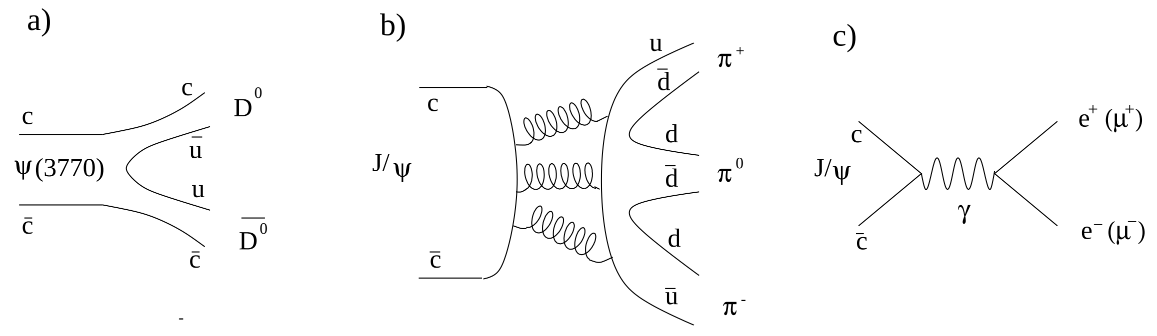


Abbildung 1.4: In a) ist der dominante Zerfall eines Charmoniums oberhalb der $D\bar{D}$-Massenschwelle dargestellt. In b) und c) sind typische Zerfallsdiagramme für das J/ψ dargestellt.

Teilchens, die in den dazugehörigen Feynmandiagrammen durch nicht verbundene Quarklinien zwischen dem Teilchen und seinen Zerfallsprodukten dargestellt werden, unterdrückt gegenüber solchen Zerfällen, die mit verbundenen Quarklinien darstellbar sind. Die theoretisch möglichen Zerfallsdiagramme für Charmonia sind in Abbildung 1.4 dargestellt. Da das leichteste Meson, das ein Charm-Quark beinhaltet, nämlich das D^0, eine Masse von m_{D^0}=1863 MeV/c^2 besitzt, liegt das J/ψ mit seiner Masse von $m_{J/\psi}$ =3097 MeV/c^2 unterhalb der $D\bar{D}$ Massenschwelle und kann nicht wie für das ψ' in 1.4 a) dargestellt in zwei D-Mesonen zerfallen. Damit bleiben als hadronische Zerfallsmöglichkeiten für das J/ψ nur entsprechend der OZI-Regel unterdrückte Zerfälle, von denen beispielhaft der Zerfall in drei Pionen in der Abbildung 1.4 b) zu sehen ist. In der pQCD wird dieser Zerfall durch den Austausch von drei Gluonen beschrieben, so dass die Breite durch den Faktor α_s^3 gegenüber sonst üblichen hadronischen Zerfallsbreiten erheblich verkleinert wird.

In der hier vorgestellten Arbeit wird ein weiterer Zerfall des J/ψ-Mesons betrachtet, der durch die elektroschwache Wechselwirkung bewirkt wird. Dabei bildet sich aus dem Charm-Anticharmpaar ein virtuelles Photon, das in ein Leptonpaar übergeht. Dieser Zerfall ist in Abbildung 1.4 c) dargestellt. Die Verzweigungsverhältnisse für den Übergang in ein Elektron-Positron-Paar sowie in ein Myon-Antimyon-Paar sind sehr ähnlich [PDG00]:

- Br(J/$\psi \to e^+e^-$) = 5,93$\pm$0,10%
- Br(J/$\psi \to \mu^+\mu^-$) = 5,88$\pm$0,10%

Ein weiterer möglicher Zerfall des J/ψ kann bei der hier betrachteten Analyse den Untergrund beeinflussen: J/$\psi \to e^+e^-\gamma$.

Dabei zerfällt das J/ψ zunächst in ein Leptonpaar, wobei eines der Leptonen anschließend ein Photon abstrahlt. Dieser Zerfall wurde am FNAL von E766 für Photonen mit einer Energie größer als 100 MeV im Schwerpunktssystem des J/ψ gemessen [Arm96] und trägt zum Verzweigungsverhältnis des in der hier vorgestellten Analyse betrachteten Zerfalls in ein Elektron-Positron-Paar zu ~15% bei:

- Br($J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$) = 0,88±0,11±0,04% ≃15% Br($J/\psi \rightarrow e^+e^-$)
  ($E_\gamma > 100$ MeV im J/ψ-CMS)

Color Singlet Modell, CSM

Das CSM geht davon aus, dass aus den gemäß der Beschreibung in Abschnitt 1.2.2 erzeugten $c\bar{c}$-Paaren nur solche in ein Charmonium übergehen können, die innerhalb einer Zeitskala von $\simeq 1/m_c$ in einem farbneutralen Zustand (Farbsinglett) mit den gleichen Quantenzahlen wie ein Charmonium vorliegen. Es wird dabei angenommen, dass sich der Wirkungsquerschnitt in einen kurzreichweitigen in pQCD berechenbaren Anteil sowie einen langreichweitigen nicht perturbativ berechenbaren Anteil faktorisieren lässt. Im kurzreichweitigen Anteil wird die Produktion des $c\bar{c}$-Paares beschrieben, im langreichweitigen Anteil der Übergang zum Charmonium. Der Wirkungsquerschnitt der Produktion eines bestimmten Charmoniums kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\sigma(Charmonium) = \hat{\sigma}(c\bar{c}_1(Charmonium))\frac{R_{Charmonium}(0)^2}{4\pi} \tag{1.14}$$

In Gleichung 1.14 bezeichnet $c\bar{c}_1(Charmonium)$ einen farbneutralen Zustand mit den Quantenzahlen des bestimmten Charmoniums und $R_{Charmonium}(0)$ den Wert der Wellenfunktion dieses Charmoniums am Ursprung. Der Faktor $\hat{\sigma}(c\bar{c}_1(Charmonium))$ ist proportional zur Produktionsrate eines $c\bar{c}$-Paars im Zustand $c\bar{c}_1(Charmonium)$ und stellt den kurzreichweitigen Anteil dar. Dieser Anteil ist in pQCD berechenbar. Der letzte Faktor beschreibt den langreichweitigen Anteil und gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein näherungsweise als punktförmig zu betrachtendes $c\bar{c}$-Paar mit den Quantenzahlen des J/ψ in ein J/ψ übergeht. Der Wert der Wellenfunktion $R_{J/\psi}$ kann entweder aus Potentialmodellen für das J/ψ oder aus den Zerfallsraten des J/ψ-Mesons bestimmt werden. Der Wirkungsquerschnitt kann damit in absoluter Normierung berechnet werden. Der in führender Ordnung berechnete Wirkungsquerschnitt stimmt nicht mit den experimentellen Ergebnissen überein, was auch nicht notwendigerweise zu erwarten ist, da die höheren Ordnungen einen Einfluss haben können. Der Unterschied wird mit einem Korrekturfaktor, dem so genannten K-Faktor, kompensiert, um den Einfluss der vernachlässigten höheren Ordnungen zu beschreiben. Er wird üblicherweise als unabhängig von kinematischen Variablen eingeführt. Ein K-Faktor von der Größenordnung 2 ist dabei mit den Erwartungen an die fehlenden Korrekturen konsistent.

Das CSM macht genaue Vorhersagen über die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte von unterschiedlichen Charmonia sowie über die Polarisation der erzeugten Charmonia [Vä95]. Bei der experimentellen Betrachtung der Produktion von J/ψ-Mesonen muss stets berücksichtigt werden, dass ein bestimmter Anteil aus radiativen Zerfällen von anderen Charmonia stammt, z.B. aus dem Zerfall des ψ' oder der χ_c.

Das Modell weist aber sowohl auf der theoretischen als auch auf der experimentellen Seite verschiedene Schwächen auf.

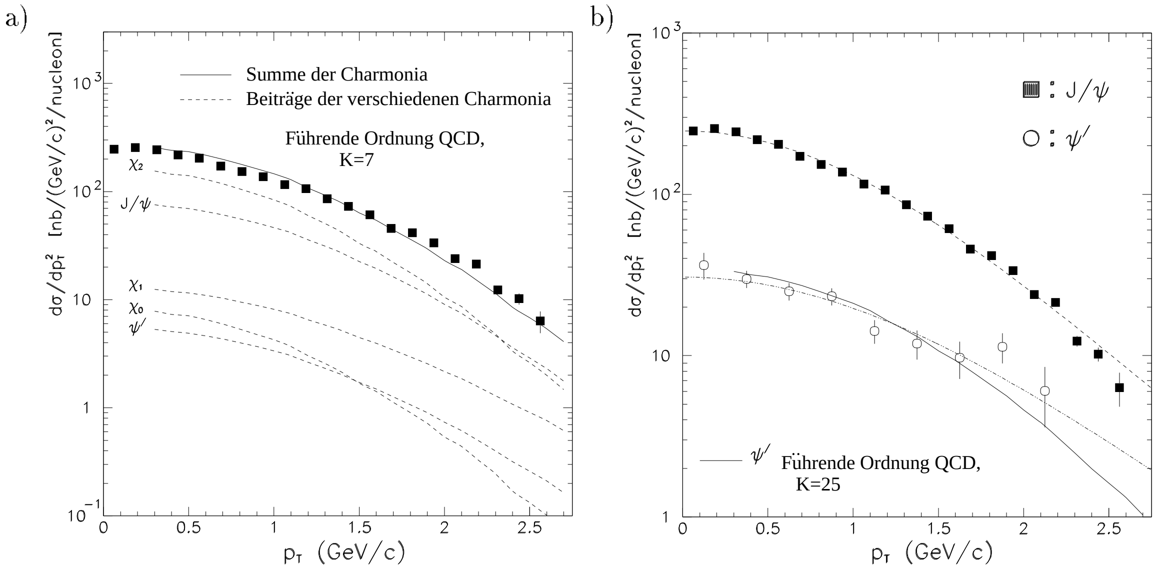


Abbildung 1.5: Der von E789 gemessene Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ der a) J/ψ-Produktion sowie der b) ψ'-Produktion ist im Vergleich mit Vorhersagen des CSM dargestellt [Sch95].

Die Gültigkeit der angewendeten Faktorisierung bei der Berechnung in höheren Ordnungen kann nicht bewiesen werden. Weiterhin werden in den Berechnungen des CSM keine $c\bar{c}$-Paare berücksichtigt, die als Farboktettzustand erzeugt wurden und durch die Aussendung von *weichen* Gluonen, d.h. niederenergetischen Gluonen, in einen Farbsinglettzustand übergehen.

Im Experiment zeigten sich auffällige Abweichungen von den Vorhersagen des CSM zunächst in unerwartet hohen K-Faktoren, die benötigt wurden, um die gemessenen Wirkungsquerschnitte den Vorhersagen anzupassen. In den Ergebnissen von $p\bar{p}$ Kollisionen am CERN [Alb91] sowie in den *fixed target* Experimenten [Ant92, Ant93, Ant94, Ale96, Kor96, Sch95] am FNAL zeigte sich, dass die Vorhersagen des CSM die Wirkungsquerschnitte um bis zu zwei Größenordnungen unterschätzten. Als Beispiel ist in Abbildung 1.5 der bei dem *fixed target* Experiment E789 am FNAL gemessene Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes der J/ψ Produktion bzw. der ψ' Produktion im Transversalimpuls p_t zu sehen. Die Vorhersagen des CSM sind eingezeichnet. Erst mit einem K-Faktor von 7 bei der J/ψ-Produktion bzw. von 25 bei der ψ'-Produktion entspricht die Beschreibung den experimentellen Ergebnissen. Eine weitere Abweichung des CSM zu experimentellen Ergebnissen wurde in den Messungen der Wirkungsquerschnitte von direkter J/ψ und ψ' Erzeugung am FNAL in $p\bar{p}$-Kollisionen festgestellt [Abe92, Bai96, San96, Abe97a, Abe97b, Aba96]. Bei hohen Transversalimpulsen der Charmonia lagen die experimentellen Ergebnisse um mehr als eine Größenordnung über der Erwartung. Beispielhaft werden hier in Abbildung 1.6 die Messungen von CDF dargestellt, in denen die Transversalimpulsverteilungen des J/ψ und des ψ' mit der Vorhersage des CSM verglichen werden. Beiträge zu dieser Verteilung aus b-Meson-Zerfällen und aus χ_c-Zerfällen wurden entfernt. Gleichzeitig ist die mögliche Beschreibung der Verteilung bei

Berücksichtigung des COM eingezeichnet, die eine bessere Übereinstimmung mit den Daten aufweist.

In der Photoproduktion bei HERA konnte zwar der experimentell bestimmte Verlauf von differentiellen Wirkungsquerschnitten von der Berechnung im CSM in nächstführenden Ordnung gut beschrieben werden, aber die Vorhersagen mussten mit einem Faktor von $\simeq 3$ skaliert werden, um mit den Daten vereinbar zu sein [Adl99a, Adl99b, Bre99]. In diesem Fall konnte auch bei Berücksichtigung des COM keine gute Übereinstimmung mit den Daten erzielt werden.

Die theoretischen Schwierigkeiten sowie die Differenzen zum Experiment verdeutlichen, dass weitere Ansätze notwendig sind, um entweder dieses Modell zu vervollständigen oder in einem neuen Formalismus die Produktion von Quarkonia angemessen beschreiben zu können.

Color Evaporation Modell, CEM

Im Rahmen des CEM wird die Bildung von einem Charmonium aus einem erzeugten $c\bar{c}$-Paar durch den Austausch und die Aussendung von mehreren weichen Gluonen dargestellt. Dadurch sind der Farbzustand und die Quantenzahlen des $c\bar{c}$-Paares bei der Erzeugung unabhängig von dem des entstehenden Charmoniums. Der Wirkungsquerschnitt wird aus dem Wirkungsquerschnitt für $c\bar{c}$-Paare unterhalb der $D\bar{D}$-Massen-Schwelle berechnet:

$$\sigma(Charmonium) = \rho_{Charmonium}\ \frac{1}{9}\int_{2m_c}^{2m_D} dm\frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm} \tag{1.15}$$

Dabei stellt m_c die Masse des c-Quarks, m_D die Masse des D^0-Mesons dar und $\rho_{Charmonium}$ gibt den Anteil von Charmonia an, der in dieses spezielle Charmonium übergeht. Dieser Faktor kann nur aus dem Experiment bestimmt werden und wird in diesem Modell als unabhängig vom Produktionsprozess und der Strahlenergie im Experiment betrachtet. Der Faktor $\frac{1}{9}$ beruht auf der statistischen Behandlung der Farbe in diesem Ansatz, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein $c\bar{c}$-Paar näherungsweise in einem farbneutralen Zustand befindet, zu $\frac{1}{9}$ berechnet. Das Integral ist in pQCD berechenbar, so dass durch das CEM die inklusiven Wirkungsquerschnitte der Charmonia berechnet werden können. Es gibt keine Vorhersagen über die Größe der Verhältnisse ihrer Wirkungsquerschnitte. Die Verhältnisse werden lediglich als unabhängig vom Erzeugungsprozess vorhergesagt. Die Charmonia werden im CEM unpolarisiert produziert. Wegen der direkten Korrelation des Wirkungsquerschnittes der Charmonia mit dem für die offene Charmproduktion wird dieses Modell auch manchmal als *Duality* Modell[10] bezeichnet.

Das CEM ist als theoretische Beschreibung des Produktionsprozesses unbefriedigend, da es keine exakte Darstellung der Erzeugung widergibt, sondern den Prozess phänomenologisch betrachtet. Die universalen Parameter $\rho_{Charmonium}$ werden willkürlich eingeführt und sind aus dem Modell selbst nicht berechenbar. Aus diesem Grund wurde es für lange Zeit nicht ernsthaft für die Beschreibung der Produktion von Quarkonia in Betracht gezogen, obgleich

[10] Dualitätsmodell

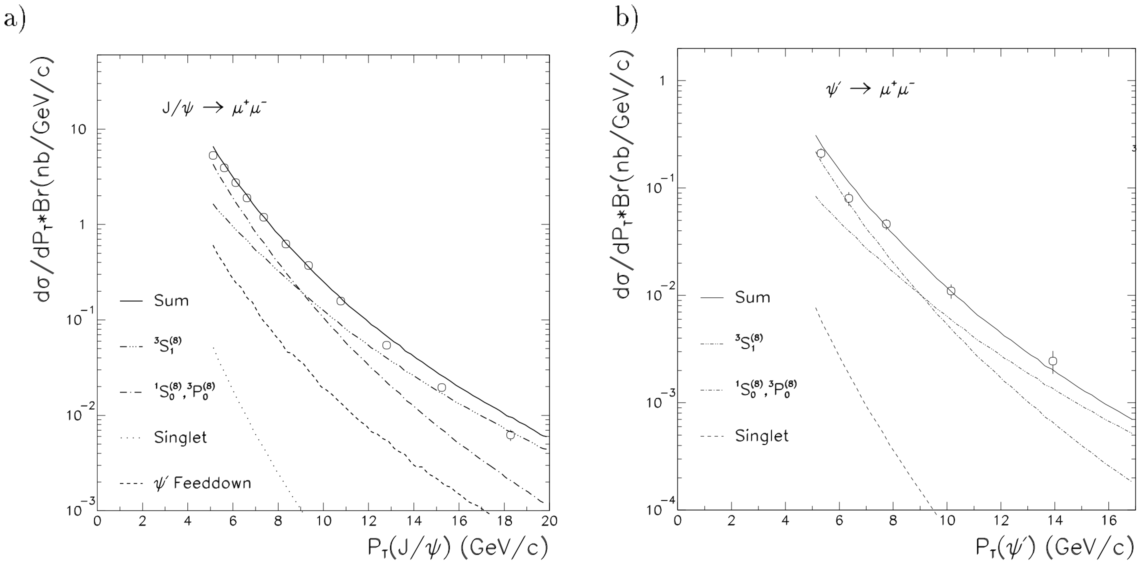


Abbildung 1.6: Die von CDF gemessene Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_t$ multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ bzw. für $\psi' \to \mu^+\mu^-$ der direkten J/ψ- und ψ'-Produktion ist dargestellt [Bai96, San96]. Beiträge aus b-Meson-Zerfällen oder χ_c-Zerfällen wurden entfernt. In a) wird die direkte J/ψ-Produktion betrachtet, in b) die direkte ψ'-Produktion. Die Vorhersagen aus dem CSM sind als gepunktete Linien eingezeichnet. Die gestrichelten Linien geben die Beiträge des COM an, die durchgezogenen Linien jeweils die Summe.

kein offensichtlicher Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen bestand. Aufgrund der inzwischen sichtbaren Differenzen zwischen den Vorhersagen der anderen existierenden Modelle und den experimentellen Ergebnissen wurde der Ansatz des CEM in den letzten Jahren wieder aufgegriffen und zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen herangezogen [Amu97, MDI00, EGH96]. Als einziges der bisher entwickelten Modelle ist es in der Beschreibung der Polarisation der erzeugten Charmonia konsistent mit den Ergebnissen von [Gri99] und [Cro99] [Aff00]. Auch wenn das CEM kein vollständiges Verständnis der beteiligten Prozesse bietet, weist es doch viele Eigenschaften auf, die mit den Daten gut vereinbar sind und demnach auch in einer exakten Theorie enthalten sein müssen. Somit können bereits aus diesem einfachen phänomenologischen Modell viele Hinweise auf die Struktur einer exakten Theorie gewonnen werden.

Color Octet Modell, COM

Das COM kann als Erweiterung des CSM betrachtet werden. Es bezieht neben den im CSM enthaltenen Prozessen weitere Erzeugungsprozesse für Charmonia ein. Im COM wird keine Einschränkung für den Farbzustand des $c\bar{c}$-Paares gemacht, aus dem das Charmonium entsteht. Es sind neben den farbneutralen Zuständen auch Farboktett-Zustände erlaubt, die durch Aussendung eines oder mehrerer Gluonen in einen farbneutralen Zustand übergehen.

Durch die große Masse m_c des c-Quarks und die kleine relative Geschwindigkeit v der c-Quarks im Charmonium sind zwei kleine Energieskalen, nämlich $\alpha_s(m_c)$ und v enthalten, in denen im Modell in einer Störungsreihe entwickelt werden kann. Der differentielle inklusive Wirkungsquerschnitt für ein Charmonium H lässt sich im Ansatz des COM in folgender Art beschreiben:

$$d\sigma(H+X) = \sum_n d\hat{\sigma}(c\bar{c}(n)+X) < \mathcal{O}_n^H > \tag{1.16}$$

Dabei ist $d\hat{\sigma}$ der inklusive Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines $c\bar{c}$-Paares in einem Zustand mit Quantenzahlen, die als n zusammengefasst werden. Er enthält ausschließlich Impulse $\geq m_c$ und kann somit als Störungsreihe in $\alpha_s(m_c)$ berechnet werden. Die Faktoren $< \mathcal{O}_n^H >$ sind proportional zur Wahrscheinlichkeit, dass ein Charmonium H im Zustand n sowie leichte Hadronen gebildet werden, deren Gesamtenergie im Ruhesystem des Charmoniums von der Größenordnung $m_c v^2$ ist. Sie sind nicht störungstheoretisch berechenbar. Da die relative Geschwindigkeit v klein ist, können die schweren Quarks im Quarkonium als nicht-relativistisch betrachtet werden und der Formalismus der NRQCD auf sie angewandt werden. Im Rahmen der NRQCD kann die in einem Faktor $< \mathcal{O}_n^H >$ enthaltene Potenz von v bestimmt werden, so dass die einzelnen Faktoren nach ihrer relativen Bedeutung sortiert werden können. Dabei ergibt sich, dass nur wenige der Faktoren eine Rolle spielen. Diese sind in dem Modell universell. Sobald diese freien Parameter mit Hilfe von experimentellen Ergebnissen oder von Gitterrechnungen bestimmt wurden, ist das Modell vollständig und gibt exakte Vorhersagen für die Berechnung der Produktion von Charmonia.

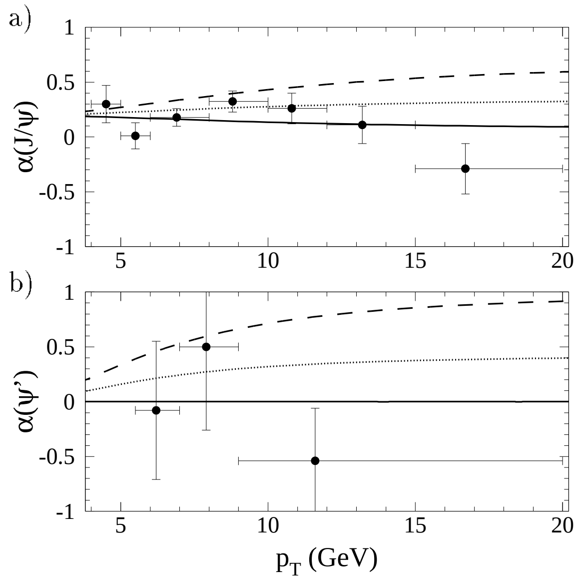


Abbildung 1.7: Die von CDF gemessene Polarisation bei der Produktion von J/ψ bzw. ψ' wird in Abhängigkeit von p_t mit den von im Rahmen der NRQCD berechneten Vorhersagen verglichen [Aff00, BK97, BKL99, FRL00]. In a) sind die Ergebnisse für J/ψ, in b) die Ergebnisse für ψ' dargestellt.

Durch das Modell konnten die großen Unterschiede zwischen den Vorhersagen des CSM bei hohen Transversalimpulsen und den experimentellen Ergebnissen von CDF beseitigt werden. In Abbildung 1.6 sind die von CDF veröffentlichten differentiellen Wirkungsquerschnitte in p_t gleichzeitig mit einer Beschreibung durch das COM dargestellt. Sowohl bei der in 1.6 a) dargestellten J/ψ-Produktion als auch bei der in 1.6 b) dargestellten ψ'-Produktion ist gute Übereinstimmung zu sehen. Verwendet man aber die aus dieser Darstellung gewonnenen Werte für die freien Parameter des Modells bei der Beschreibung der Photoproduktion bei HERA, so zeigt sich keine gute Übereinstimmung mit den Daten. Auch die vom COM vorhergesagte Polarisation der erzeugten J/ψ-Mesonen stimmt nicht mit den neuesten Ergebnissen von CDF überein, die eher mit der Produktion von unpolarisierten Charmonia vereinbar sind. In neuen Berechnungen gelang es aber auch, mit Hilfe einer Modifikation die theoretischen Vorhersagen den experimentellen Ergebnissen anzunähern [FRL00]. In Abbildung 1.7 a) und b) sind die Ergebnisse von CDF [Aff00] bei der Polarisationsmessung abgebildet. Sie werden mit verschiedenen Berechnungen verglichen, die den NRQCD Formalismus verwenden [BK97, BKL99, FRL00]. Die Definition des hier dargestellten Parameters α wird in Abschnitt 1.2.4 gegeben.

Die Unterschiede zwischen den Vorhersagen der verschiedenen hier vorgestellten Modelle und den experimentellen Ergebnissen zeigen, dass die Suche nach einem konsistenten Produktionsmodell für Charmonia noch nicht beendet ist und weitere experimentelle Ergebnisse benötigt werden, um ein besseres Verständnis der beteiligten Prozesse zu gewinnen. Dabei sind die Untersuchungen der Produktion von Quarkonia in verschiedenen Wechselwirkungsprozessen und in einem möglichst großen kinematischen Bereich für ein gutes Verständnis der Produktionsmechanismen wesentlich. Hier kann HERA-B einen wichtigen Beitrag leisten.

1.2.4 Polarisation von Charmonia

Eine für die Unterscheidung verschiedener Modelle nützliche Betrachtung der Produktion von Charmonia liegt in der Untersuchung der Polarisation der produzierten Charmonia. Die Polarisation der Charmonia führt zu einer Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, die für die leptonischen Zerfälle in folgender Form parametrisiert werden kann:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta} \propto 1 + \lambda \cos^2\theta \tag{1.17}$$

Dabei ist θ der Winkel im Ruhesystem des zerfallenen Charmonium zwischen dem positiv geladenen Lepton und der Strahlachse und λ ein Maß für die Polarisation. Bei negativen Werten von λ liegen vorwiegend longitudinal polarisierte Charmonia vor, bei positiven Werten vorwiegend transversal polarisierte Charmonia. In Abbildung 1.7 wurde λ mit α bezeichnet.

1.2.5 Nukleare Unterdrückung der Produktion von Charmonia

Bei der bisherigen Betrachtung der Produktion von Charmonia wurde ausschließlich der Prozess in einzelnen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen beschrieben. Bei den meisten *fixed target* Experimenten wechselwirkt aber ein Proton mit einem Atomkern, so dass die Wechselwirkung durch das nukleare Medium beeinflusst wird, in dem sie stattfindet. In einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte, die z.B. in Proton-Proton-Wechselwirkungen und Proton-Kern-Wechselwirkungen bestimmt wurden, wurde eine Unterdrückung der Produktion von J/ψ und ψ' in den Proton-Kern-Wechselwirkungen gegenüber den Proton-Proton-Wechselwirkungen beobachtet [Ant78, Cor82, Bad83, Kat88]. Die Unterdrückung wird üblicherweise in der Form der folgenden Gleichung dargestellt:

$$\sigma_{Charmonium} = \sigma_0 A^{\alpha} \tag{1.18}$$

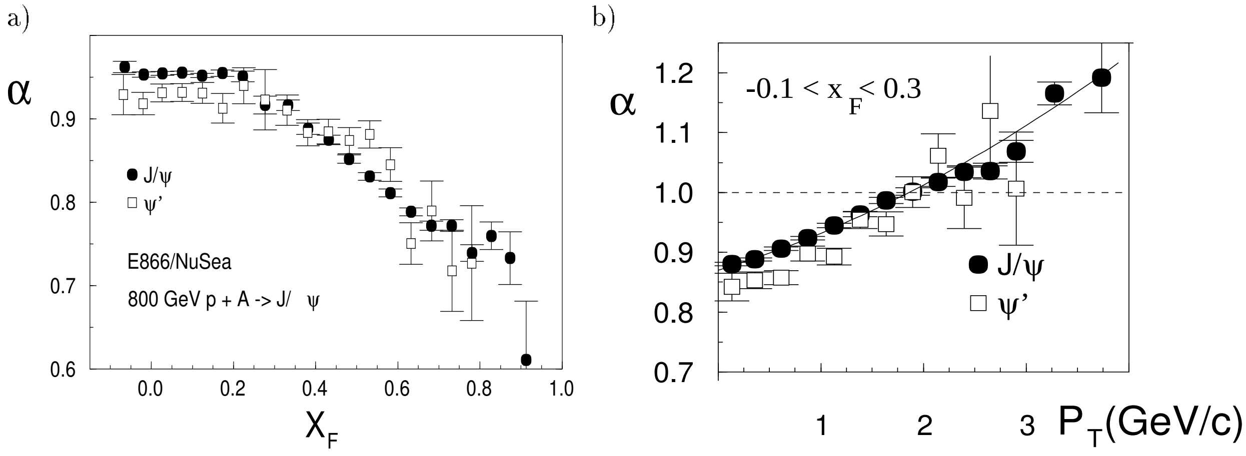


Abbildung 1.8: Die von E866 gemessenen Abhängigkeiten von α von a) x_f und b) p_t für J/ψ und ψ' sind dargestellt [Lei00].

Dabei stellt $\sigma_{Charmonium}$ den Wirkungsquerschnitt des betreffenden Charmoniums dar, σ_0 eine Konstante, A die Atommasse und α einen Parameter, der die Unterdrückung beschreibt. In verschiedenen Messungen wurde α als Funktion von p_t und x_f bestimmt [Ald91, Lei00]. In Abbildung 1.8 ist der von [Lei00] gemessene Verlauf von α mit p_t und x_f dargestellt.

Für die theoretische Beschreibung der Unterdrückung existieren verschiedene Beschreibungen, über die ein Überblick in [Vog99] gegeben wird. Ein produziertes $c\bar{c}$-Paar kann sowohl bereits bei der Erzeugung, als auch während der Bildung des Charmoniums mit dem es umgebenden nuklearen Medium in Wechselwirkung treten und dadurch dissoziieren. Die Wechselwirkung hängt dabei von der Länge des Weges ab, den das $c\bar{c}$-Paar im nuklearen Medium zurücklegt, und von der Größe des Charmoniums, in den es übergeht. Dadurch wird auch für die verschiedenen Charmonia eine unterschiedliche Unterdrückung erwartet. Bei der Bestimmung der nuklearen Unterdrückung der J/ψ-Produktion muss berücksichtigt werden, dass die J/ψ-Mesonen zum Teil aus Zerfällen von χ_c-Mesonen und ψ'-Mesonen stammen und damit auch die nukleare Unterdrückung dieser Charmonia einen Einfluss besitzt.

In Pb-Pb-Kollisionen wurde eine Unterdrückung der J/ψ-Produktion gemessen, die sich mit den bisher angenommenen Mechanismen nicht gut beschreiben lässt [Abr00]. Es wird vermutet, dass der beobachtete Effekt auf die Erzeugung von Quark-Gluon-Plasma zurückzuführen ist. Um auszuschließen, dass ein Effekt, der bisher in der theoretischen Beschreibung der Unterdrückung nicht berücksichtigt wurde, zu den beobachteten Ergebnissen führt, ist es von großem Interesse, ein gutes Verständnis der Prozesse zu gewinnen, die zur normalen Unterdrückung führen.

Kapitel 2

Der HERA-B Detektor

Das HERA-B-Experiment verwendet den Protonenstrahl des Proton-Elektron-Speicherringes HERA mit einem internen Target, um Proton-Proton-Kollisionen und darin schwere Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen.

Das ursprüngliche Ziel von HERA-B war, den Parameter $\sin 2\beta$ zu messen, der zur Beschreibung von CP-Verletzung verwendet wird. Dazu sollte der Unterschied zwischen dem Anteil von B^0-Mesonen und von $\bar{B}^0$-Mesonen, die in den Endzustand $J/\psi K_s^0$ zerfallen, bestimmt werden. (siehe [Loh94]). Der Zerfall der J/ψ-Mesonen in zwei Leptonen bietet dabei eine klare Signatur, die im Experiment gut zu selektieren ist. Der Zerfall wird auch als *goldener Kanal* bezeichnet. Bei der Messung muss bestimmt werden, ob der rekonstruierte Zerfall von einem B^0-Meson oder einem $\bar{B}^0$-Meson stammt. Diese Bestimmung wird als *Tagging*[1] bezeichnet. Dabei wird der Zerfall des gleichzeitig mit dem B^0 oder dem $\bar{B}^0$ erzeugten B-Meson verwendet. Anhand der Ladung eines Leptons oder Kaons aus dem Zerfall des zweiten B-Mesons kann die gewünschte Information erhalten werden.

Damit die Messung von $\sin 2\beta$ innerhalb eines Jahres möglich ist, muss das Experiment besondere Anforderungen erfüllen:

- Im Durchschnitt sind fünf gleichzeitige Wechselwirkungen notwendig, um eine ausreichende Anzahl an B-Zerfällen zu erhalten. Der Detektor ist in Abhängigkeit vom Abstand R vom Strahlmittelpunkt Teilchenflüssen bis zu $3 \cdot 10^7/R^2$ pro Sekunde ausgesetzt. Im Abstand von 10 cm vom Strahl entspricht das 100 krad/Jahr. Der Detektor muss diese sehr hohen Teilchendichten und die Strahlung sowohl unbeschadet ertragen können als auch die Rekonstruktion und Identifikation der erzeugten Teilchen ermöglichen.

- Die gewünschten Reaktionen sind um zahlreiche Größenordnungen seltener als der inelastische Untergrund.
  Für HERA-B ist somit eine außergewöhnlich schnelle und effektive Identifikation und Selektion notwendig, die bereits während der Datennahme zur Entfernung des Untergrunds genutzt werden kann.

[1] 'Kennzeichnen'

Die Struktur des Experimentes wurde für die Rekonstruktion des goldenen Zerfalls sowie für die Durchführung vom Tagging optimiert. Dabei müssen die Komponenten so gewählt werden, dass die folgenden Anforderungen erfüllt werden können:

- Überdeckung von 90% des Raumwinkels
- Eine ausreichend präzise Impulsauflösung, damit die B-Mesonen mit einer guten Massenauflösung rekonstruiert werden können
- Eine hohe örtliche Auflösung sowohl der Primärvertizes als auch der Sekundärvertizes in der Nähe des Wechselwirkungspunktes zur Identifikation von Zerfällen von B-Mesonen anhand ihrer Zerfallsvertizes.
- Eine schnelle und effiziente Myonen- und Elektronenidentifikation zur Selektion der Zerfallsleptonen des J/ψ-Mesons bereits während der Datennahme
- Eine effiziente Identifikation von Kaonen und Leptonen für das Tagging

Abbildung 2.1 zeigt eine Gesamtansicht des Experimentes mit den einzelnen Komponenten. Mit Spurkammern unterschiedlicher Granularitäten sowie einem Magneten wird eine ausreichende Präzision in der Spur- und Impulsrekonstruktion gewährleistet. Die erforderliche örtliche Auflösung bei der Rekonstruktion der Vertizes wird durch einen Silizium-Vertexdetektor erreicht. Mit einem elektromagnetischen Kalorimeter, einem Übergangsstrahlungsdetektor sowie einem Myonsystem wird die Identifikation von Leptonen ermöglicht. Für die Identifikation von Kaonen wird ein Ringabbildender Čerenkov-Detektor verwendet

Eine Beschreibung aller Komponenten befindet sich in [Loh94].

Im Jahr 2000 standen noch nicht alle Komponenten für die vorgesehene Messung der CP-Verletzung ausreichend zur Verfügung, so dass zunächst Daten genommen wurden, in denen Ereignisse mit einem J/ψ-Zerfall in Leptonen selektiert wurden. Mit der Untersuchung des J/ψ-Signals konnte gezeigt werden, in welchem Maß die Komponenten und der Trigger die an sie gestellten Erwartungen erfüllen.

Die Komponenten, die für die hier vorgestellte Analyse des Zerfalls $J/\psi \to e^+e^-$ verwendet werden konnten, werden im Folgenden detailierter beschrieben.

2.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA (**H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage) am DESY (**D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron) wird mit Protonen mit einer Energie von 920 GeV sowie mit zu den Protonen entgegengesetzt laufenden Elektronen mit einer Energie von 27 GeV betrieben. Der Ring mit einem Umfang von 6336 m verläuft in einem Tunnel 10-30 m unter der Erde. Die Protonen und die Elektronen werden in zwei getrennten Strahlrohren im Ring geführt und stehen in vier unterirdischen Hallen verschiedenen Experimenten zur Verfügung. Die Strahlen werden von allen vier Experimenten gleichzeitig genutzt.

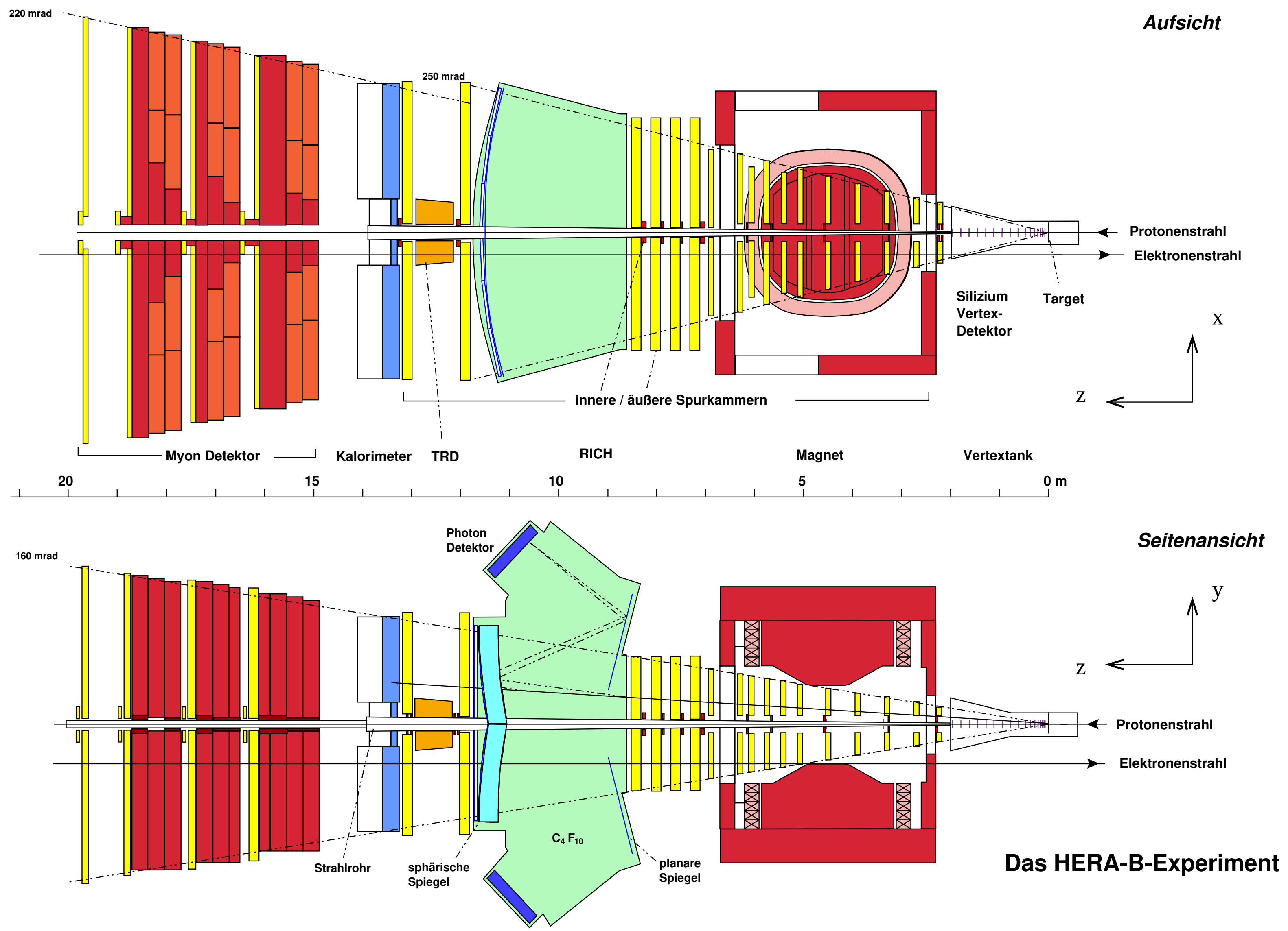


Abbildung 2.1: Der HERA-B Detektor ist schematisch dargestellt.

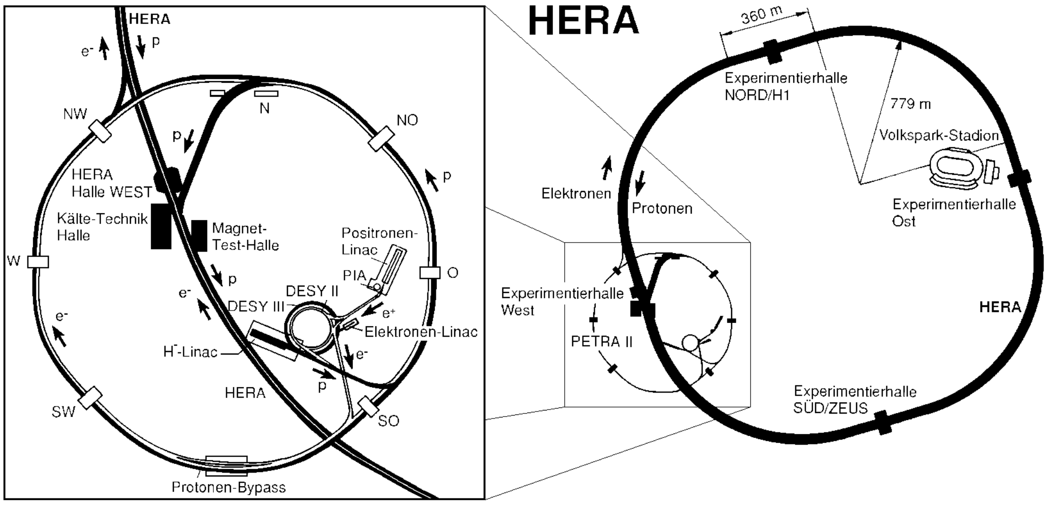


Abbildung 2.2: Der HERA-Ring ist mit seinen Vorbeschleunigungsanlagen dargestellt.

Die Protonen des Protonenstrahls sind in Bündeln mit einer Länge von 1,3 ns konzentriert. Der Protonenstrahl besitzt 220 Plätze im Abstand von jeweils 96 ns für diese Bündel. Dadurch erhält man eine mittlere Protonenbündelrate von $R_0 = \frac{1}{96 \text{ ns}} = 10,4$ MHz. Da aus technischen Gründen nur 180 der 220 Plätze mit Protonen gefüllt werden, liegt die tatsächliche Rate bei $R_{BX} = \frac{180}{220} \cdot 10,4$ MHz $= 8,51$ MHz. Die Bestimmung der Wechselwirkungsrate des Protonenstrahls mit dem Target von HERA-B wird in Kapitel 3.5.1 beschrieben.

2.2 Target

Das Target bei HERA-B besteht aus acht Drähten, die den Protonstrahl im Abstand von 4 bis 6 Strahl-σ vom Strahlmittelpunkt umgeben und mit Protonen aus dem Strahlhalo in Wechselwirkung treten.
Die Konfiguration und das Material der Drähte bestimmen die Anzahl und Topologie der Wechselwirkungen. Dabei müssen verschiedene Anforderungen berücksichtigt werden.

- Es wird eine hohe Anzahl von Wechselwirkungen mit Erzeugung von schweren Quarks und gleichzeitig eine möglichst geringe Anzahl inelastischer Wechselwirkungen angestrebt.

- Die Wechselwirkungsrate muss möglichst gleichmäßig über die einzelnen Protonenbündel verteilt und über lange Zeiten konstant erzeugbar sein.

- Gleichzeitige Wechselwirkungen müssen in der Rekonstruktion unterscheidbar sein.

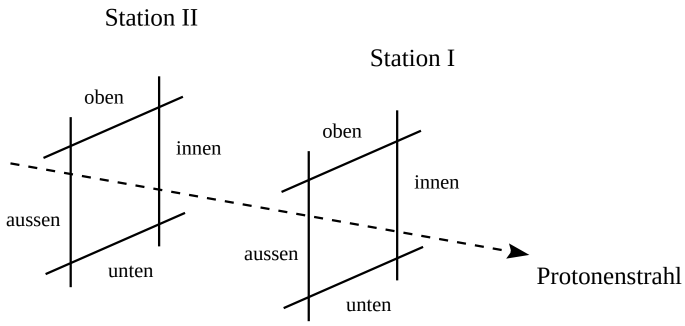


Abbildung 2.3: Die Konfiguration des Targets ist dargestellt.

- Die Wechselwirkungen dürfen nicht zu übermäßigem Untergrund bei den anderen Experimenten an HERA führen.

Eine hohe Anzahl von unterscheidbaren Wechselwirkungen wird durch die Verwendung von mehreren Drähten erreicht. Abbildung 2.3 zeigt die Design-Konfiguration mit zwei Stationen und je vier verschiedenen Drähten. Das Material der Drähte besitzt einen Einfluss sowohl auf den Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von b-Quarks und den der gesamten inelastischen Wechselwirkungen σ_{tot} als auch auf die mittlere Anzahl von geladenen Spuren pro $b\bar{b}$-Ereignis. Dabei gilt [Loh94]:

- $\sigma_{b\bar{b}} \;\propto\; A^1$, A: Atommassenzahl
- $\sigma_{tot} \;\propto\; A^{2/3}\,(1,3 \pm 0,1 + 0,15\,\log_{10}A)$ (für A$\geq$7)
- $< n_{Spur} > \;\propto\; A^{0,2}$

Unter Berücksichtigung dieser Abhängigkeiten muss ein Kompromiss in der Wahl des Materials für die oben genannten Ziele gefunden werden.
Das Material der Drähte spielt für den Untergrund bei den anderen Experimenten eine Rolle, da dieser durch die unterschiedliche Vielfachstreuung in den verschiedenen Materialien beeinflusst wird.

Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht der während der Datennahme im Jahr 2000 verwendeten Drähte. Um die Wechselwirkungsrate während der Datennahme überwachen zu können werden Szintillationszähler geringer Akzeptanz verwendet. In Kapitel 3.5.1 wird die Bestimmung der Wechselwirkungsrate beschrieben. Damit die Rate gleichmäßig über die verschiedenen Drähte verteilt werden kann, wird bei der Steuerung der Drähte die Information von Ladungsintegratoren an den einzelnen Drähten ausgenutzt.

Draht	Material	A	z-Position/cm	Breite·Höhe
Targetstation I				
Oben I	Titan (Ti)	47,88	-1,7	50 μm·500 μm
Unten I	Titan (Ti)	47,88	-1,5	50 μm·500 μm
Innen I	Titan (Ti)	47,88	-1,0	50 μm·500 μm
Außen I	Titan (Ti)	47,88	-1,1	50 μm·500 μm
Targetstation II				
Oben II	Aluminium (Al)	26,98	-5,7	50 μm·500 μm
Unten II	Wolfram (W)	183,84	-5,8	50 μm·500 μm
Innen II	Kohlenstoff (C)	12,01	-4,9	100 μm·1000 μm
Außen II	Titan (Ti)	47,88	-5,2	rund, 50 μm Durchmesser

Tabelle 2.1: Übersicht der im Frühjahr 2000 verwendeten Target-Drähte [tar].

2.3 Siliziumstreifen-Vertexdetektor (VDS)

Für eine Untersuchung von Zerfällen von Hadronen, die ein schweres Quark enthalten, ist eine klare Identifikation dieser Hadronen notwendig. Zu diesem Zweck kann ausgenutzt werden, dass diese Hadronen eine lange Lebensdauer besitzen. Die bei HERA-B erreichten Teilchenenergien führen zu Zerfallslängen der B-Mesonen in der Größenordnung von einem Zentimeter, so daß zur Erkennung eine genaue Messung der Spuren in der Nähe der primären Wechselwirkung notwendig ist.

Der Vertexdetektor (**V**ertex **D**etector **S**ystem, VDS) soll es ermöglichen, dass die primären Wechselwirkungspunkte auf den einzelnen Target-Drähten sowie die Zerfallsvertizes der B-Zerfälle getrennt rekonstruierbar sind. Dazu muss er ein örtliches Auflösungsvermögen von rund 30 μm in der x-y-Ebene aufweisen.

Um den Anforderungen genügen zu können, wurde der VDS als Siliziumstreifendetektor gebaut. Derartige Detektoren bestehen aus einer leicht n-dotierten Siliziumschicht, auf der streifenförmig stark p- oder n-dotierte Bereiche aufgetragen sind. Auf der gegenüberliegenden Seite befindet sich jeweils eine entgegengesetzt dotierte Schicht. Durchquert eine geladenes Teilchen eine solche Lage, werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die zu den Streifen fließen und dort ein messbares elektrisches Signal erzeugen.

Für den VDS wurden Streifen im Abstand von 25 μm verwendet, wobei jeder zweite Streifen ausgelesen wird. Die Streifen auf der einen Seite eines Siliziumwafers stehen senkrecht zu den Streifen auf der anderen Seite. Jeweils zwei dieser Lagen werden als Doppellage in einem Winkel von 5° zusammengefasst. Durch den Winkel können die bei den Streifen gemessenen Signale zu Raumpunkten kombiniert werden. Eine solche Doppellage wird als Modul bezeichnet. Sie bildet jeweils einen Quadranten einer so genannten Superlage. Der Großteil der Module befindet sich im Abstand von 1 m vom Wechselwirkungspunkt in einem Tank mit einem Sekundärvakuum. Eine weitere zum VDS gehörige Superlage befindet sich außerhalb des Vakuumtanks.

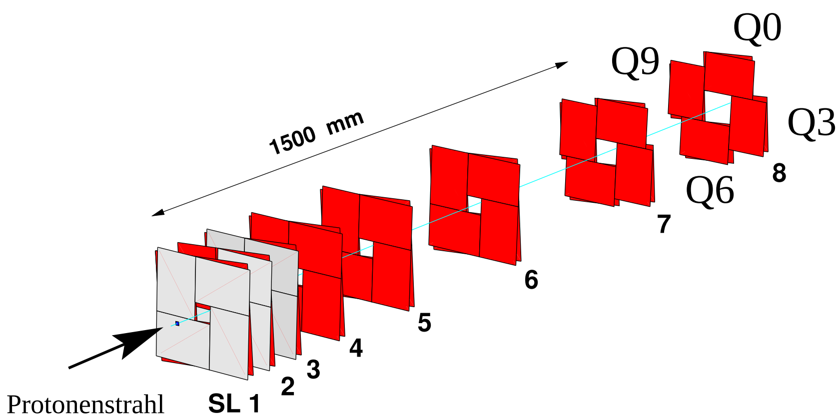


Abbildung 2.5: Die vorgesehene Konfiguration des Vertexdetektors ist dargestellt [Knö99].

Die Module können bis zu einem Abstand von 1 cm an den Strahl herangefahren werden, wodurch die gewünschte örtliche Auflösung und geometrische Akzeptanz erreicht werden kann. Bei diesem geringen Abstand sind sie einer hohen Strahlenbelastung ausgesetzt, weshalb der VDS nur ein Jahr lang nutzbar ist, und danach neu bestückt werden muss. Die vorgesehene Konfiguration des Vertexdetektors ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Die n Superlagen werden im Folgenden wie in der Abbildung gezeigt jeweils mit SLn bezeichnet, die vier Quadranten einer Superlage mit Q0, Q3, Q6 und Q9. Die ersten drei Superlagen (SL1-SL3) enthalten jeweils drei, die letzten fünf Superlagen (SL4-SL8) jeweils vier Stereolagen.

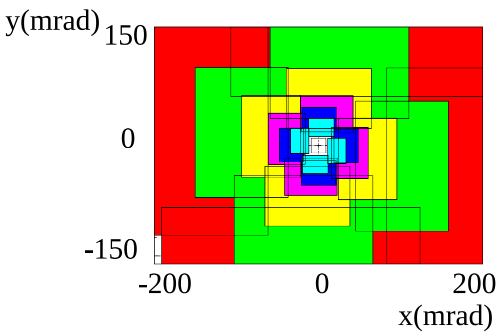


Abbildung 2.4: Eine Aufsicht auf die Module des Vertexdetektors ist dargestellt [Brä00].

Während der Datennahme im Frühjahr 2000 waren alle Superlagen des Vertexdetektors verfügbar, die Superlage SL8 wurde aber noch nicht zur Rekonstruktion von Spuren verwendet. Die Module befanden sich noch nicht im vorgesehenen Abstand von 10 mm zum Strahl, um den Vertexdetektor nicht einer unnötig hohen Strahlenbelastung auszusetzen. Sie wurden zum Teil bis zu 12 mm an den Strahl heran bewegt, so dass die untere Grenze des Akzeptanzbereichs bei 15-20 mrad lag. Die Module waren gegenüber der vorgesehenen Position seitlich versetzt. Abbildung 2.4 zeigt eine Aufsicht der Vertexlagen im Akzeptanzbereich des übrigen Detektors, nämlich im Winkelbereich 0-150 mrad in y und 0-200 mrad in x. In der Abbildung ist die tatsächliche Position der einzelnen Quadranten sichtbar.

Die Spurfindung im Vertexdetektor erfolgt durch einen Algorithmus, der eine diskrete, lokale Form eines Denby-Peterson neuronalen Netzes darstellt [KM99]. Diese Form wird als

Cellular Automaton bezeichnet und kann sehr effizient die Spurfindung auch bei hohen Wechselwirkungsraten und damit hohen Spurmultiplizitäten in angemessener Zeit bewältigen.

In den verschiedenen Superlagen werden zunächst Raumpunkte rekonstruiert, die in benachbarten Superlagen miteinander verbunden werden. In mehreren Iterationen werden diese Spursegmente gewichtet und zu Ketten angeordnet. Anschließend werden aus diesen Ketten nach bestimmten Qualitätskriterien Spuren ausgewählt.

Da die Spuren zum Großteil von Teilchen vom primären Wechselwirkungspunkt stammen, werden zunächst Spuren mit einem Ursprung von 3 mm um den Wechselwirkungspunkt rekonstruiert und anschließend weitere Spuren.

2.4 Magnet

Die Impulse der geladenen Teilchen sollen mit Hilfe eines Magnetfeldes bestimmt werden. Beim Durchqueren des Magnetfeldes werden geladene Teilchen abgelenkt. Aus der bekannten Stärke des Magnetfeldes und der Krümmung der rekonstruierten Teilchenbahn kann der Impuls der Teilchen berechnet werden. Der Magnet von HERA-B besteht aus normalleitenden Spulen mit einem Radius von 1,4 m. Das Wegintegral für ein Teilchen, das sich nahe der Strahlachse bewegt, beträgt 2,1 Tm [Tho96]. Das Dipolfeld des Magneten ist vertikal ausgerichtet, so dass die geladenen Teilchen in horizontaler Richtung abgelenkt werden. Das Magnetfeld ist nicht homogen, sowohl in horizontaler Richtung sowie in der Richtung der Strahlachse sind kleine Feldkomponenten vorhanden.

2.5 Spurkammern

Das Spurkammersystem von HERA-B gliedert sich in einen äußeren Bereich, den OTR (**O**uter **T**racker, OTR), und einen inneren Bereich, den ITR (**I**nner **T**racker, ITR), in denen jeweils unterschiedliche Technologien verwendet wurden. Der OTR wurde durch Honigwaben-Driftkammern realisiert, der ITR durch so genannte *Microstrip gas chambers*. Die inneren Spurkammern waren zum Zeitpunkt der hier vorgestellten Analyse noch nicht vollendet und das Alignment war nicht ausreichend, Spursegmente darin zu rekonstruieren. Daher wird im Folgenden nur der OTR im Detail vorgestellt.

In den Driftkammern der äußeren Spurkammern wird die bei der Durchquerung von geladenen Teilchen erzeugte Ionisation gemessen. Aus den Signalen kann anschließend die Teilchenbahn rekonstruiert werden.

Für die Konstruktion der Kammern werden elektrisch leitende goldbeschichtete Kunststofffolien in einer Art gefaltet, dass sich wabenförmige Zellen ergeben, was in Abbildung 2.6 dargestellt ist. In der Mitte jeder Zelle wird ein Draht gespannt. Zwischen der Folie und den Drähten wird eine Driftspannung angelegt, wodurch der Draht positiv und die Folie negativ geladen wird. Sobald ein geladenes Teilchen das Gasvolumen einer solchen Zelle durchquert, werden Gasmoleküle ionisiert. Die dabei freiwerdenden Elektronen bewegen sich aufgrund

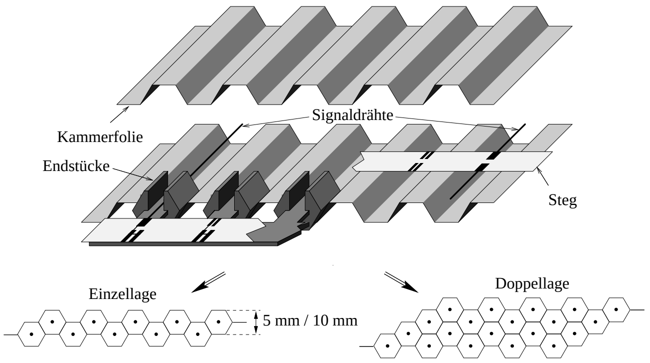


Abbildung 2.6: Der Aufbau einer Lage des OTR ist dargestellt, links der Querschnitt einer Einzellage und rechts der Querschnitt durch eine Doppellage [Per98].

der angelegten Spannung zu den Drähten, werden dort vervielfacht, und erzeugen messbare elektrische Signale. Zwischen der Zeit, die diese Elektronen bis zur Ankunft auf dem Draht benötigen, und dem Ort, an dem sie in der Zelle entstanden sind, bestehen feste Beziehungen, so dass aus der Zeitmessung eines Signals der Ort des Teilchendurchgangs bestimmt werden kann. In jedem Zeitfenster, das dem Durchgang eines Protonenbündels beim Target entspricht, wird die Zeit zwischen der Messung einer Ionisation und einer Referenzzeit durchgeführt. Daraus kann der Ort der Ionisation bestimmt werden. Bei dieser Technik wird erwartet, dass eine Ortsauflösung in x-Richtung, also vertikal zu den Drähten, von 200 μm erreicht werden kann.

Im Spurkammersystem werden jeweils mehrere Lagen, die in Stereowinkeln von 0° und ±5° zueinander liegen, zu Superlagenmodulen zusammengesetzt. Aus mehreren solchen Modulen werden anschließend die Superlagen aufgebaut. Damit die Belegungsdichte pro Kanal nicht größer als 20% wird, wird die Größe der Zellen in den Modulen der zu erwartenden Teilchendichte angepasst. In den Modulen, die sich näher beim Protonenstrahl befinden, werden Zellengrößen von 5 mm verwendet, in den anderen Modulen Zellengrößen von 10 mm. In Abbildung 2.7 ist die Anordnung der Superlagen dargestellt. Die TC-Superlagen[2] sind gemeinsam mit den Superlagen PC1 und PC4 für die Nutzung in der ersten Triggerstufe vorgesehen. Da für diese Aufgabe eine große Zuverlässigkeit notwendig ist, sind die einzelnen Lagen als Doppellagen angefertigt, so dass die Ansprechwahrscheinlichkeit erhöht ist. Die PC-Superlagen[3] sind für die Rekonstruktion von Spurkandidaten vorgesehen. Die aus den Treffern in den PC-Spurkammern rekonstruierten Spuren werden anschließend in den Bereich des Magnetfeldes zu den MC-Superlagen[4] extrapoliert und ihre Parameter mit der Information der dort rekonstruierten Treffer verbessert. Anhand der Rekonstruktion der Spuren innerhalb des Magnetfeldes wird eine Impulsmessung möglich.

---

[2] **T**rigger **C**hamber
[3] **P**attern **C**hamber
[4] **M**agnet **C**hamber

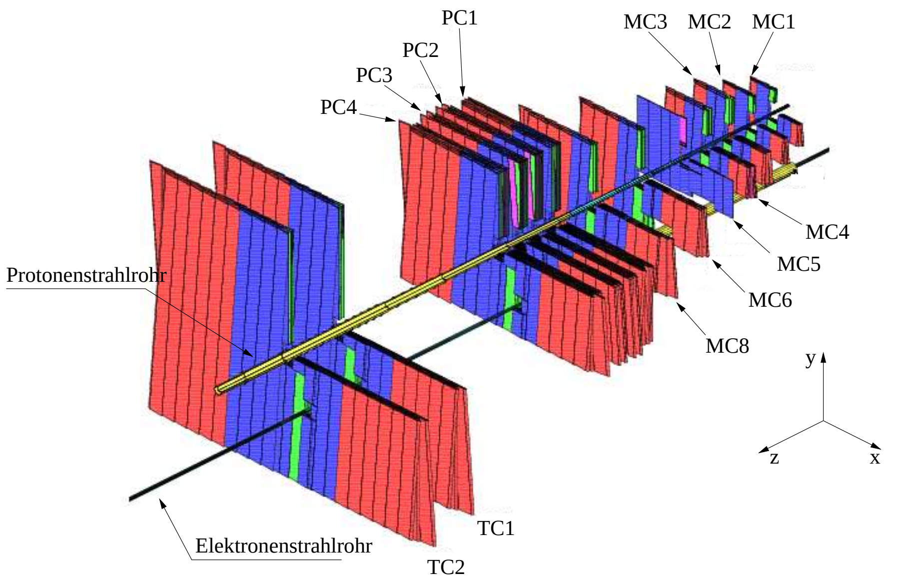


Abbildung 2.7: Die Anordnung der Superlagen im OTR ist dargestellt [Nör99] Die mit MC1-MC8 bezeichneten Superlagen befinden sich innerhalb des Magnetfeldes, die mit PC1-PC4 bezeichneten Superlagen befinden sich zwischen dem Magneten und dem Čerenkov-Detektor und die mit TC1 und TC2 bezeichneten Lagen befinden sich vor dem Kalorimeter. Der Übersichtlichkeit halber sind die (+x,+y)-Quadranten in der Darstellung ausgelassen.

2.6 Ringabbildender Čerenkov-Detektor (RICH)

Bei der Untersuchung des goldenen Kanals spielt das *Tagging* eine große Rolle. Es muss herausgefunden werden, ob das im goldenen Kanal zerfallene Teilchen ein B^0 oder ein $\bar{B}^0$ war. Zur Unterscheidung kann der Zerfall des zweiten B-Mesons in dem Ereignis genutzt werden. Die Ladung von Kaonen aus dem Zerfall dieses B-Mesons gibt Aufschluss über den b-Quark-Gehalt des Mesons. Der ringabbildende Čerenkov-Detektor (**R**ing **I**maging **Ch**erenkov detector, RICH) soll zur Identifikation dieser Kaonen dienen und eine Unterscheidung von Pionen und Kaonen in einem Impulsbereich von 3-50 GeV/c ermöglichen.

Der RICH Detektor nutzt zur Identifikation von Teilchen die 1932 von Čerenkov entdeckte und nach ihm benannte Čerenkovstrahlung aus [Č37]. Čerenkov hatte festgestellt, dass geladene Teilchen in einem Medium Licht abstrahlen, sobald ihre Geschwindigkeit v größer als die Phasengeschwindigkeit c/n der elektromagnetischen Felder in diesem Medium ist. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n der Brechungsindex des Mediums. Die Strahlung wird azimutal isotrop in einem Polarwinkel θ_C um die Teilchenbahn emittiert, für den gilt:

$$\cos\,\theta_C = \frac{1}{\beta n}, \beta = \frac{v}{c} \tag{2.1}$$

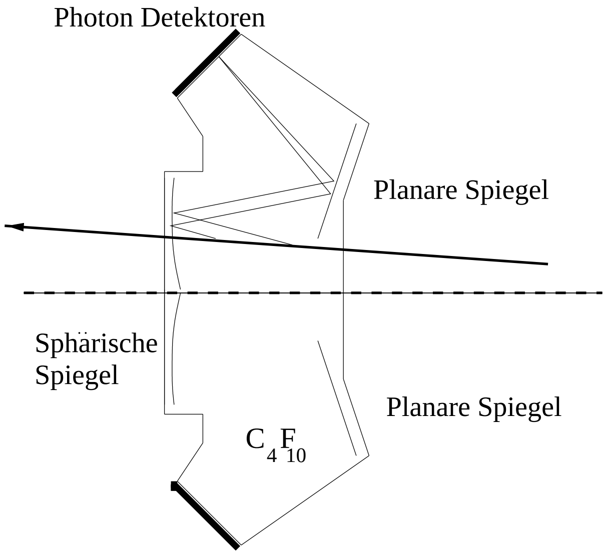


Abbildung 2.8: Die Struktur des RICH ist dargestellt. Der Durchgang eines Teilchens, das Photonen abstrahlt, und der Strahlengang der Photonen sind zur Veranschaulichung der Funktionsweise eingezeichnet.

Die Eigenschaften des Mediums beeinflussen das Spektrum der emittierten Strahlung. Ein geladenes Teilchen emittiert erst ab einer bestimmten Impulsschwelle Čerenkovstrahlung. Diese lässt sich aus der Bedingung $\theta_C = 0$ berechnen:

$$p_{Schwelle} = \frac{m_0 c}{\sqrt{n^2 - 1}} \tag{2.2}$$

Hierbei ist m_0 die Ruhemasse des Teilchens.

Der Zusammenhang zwischen dem Čerenkovwinkel θ_C und dem Impuls p einer Spur kann in einer Näherung für kleine Winkel θ_C in der folgenden Art formuliert werden [DES00]:

$$\theta_C^2 = \theta_0^2 - \frac{m^2}{p^2} \tag{2.3}$$

Dabei ist m die Masse des Teilchens und θ_0 der so genannte Grenzwinkel bei $\beta = 1$. Bei bekanntem Impuls und Čerenkovwinkel einer Spur kann ihr eine Masse und damit eine Teilchenhypothese zugeordnet werden.

Der RICH Detektor in HERA-B besteht aus einem mit Freon (C_4F_{10}) gefüllten Tank sowie einem Spiegelsystem, das die im Tank emittierte Čerenkovstrahlung als Ringe auf eine ebene Photomultipliermatrix abbildet. Abbildung 2.8 zeigt die Konfiguration des Detektors. In dem verwendeten Gas liegen die Impulsschwellen für Pionen bzw. Kaonen bei 2,3 GeV/c bzw. 9,6 GeV/c. Für Teilchen mit $\beta = 1$ ist der Čerenkovwinkel $\theta_C = 51,5$ mrad.

a) b)

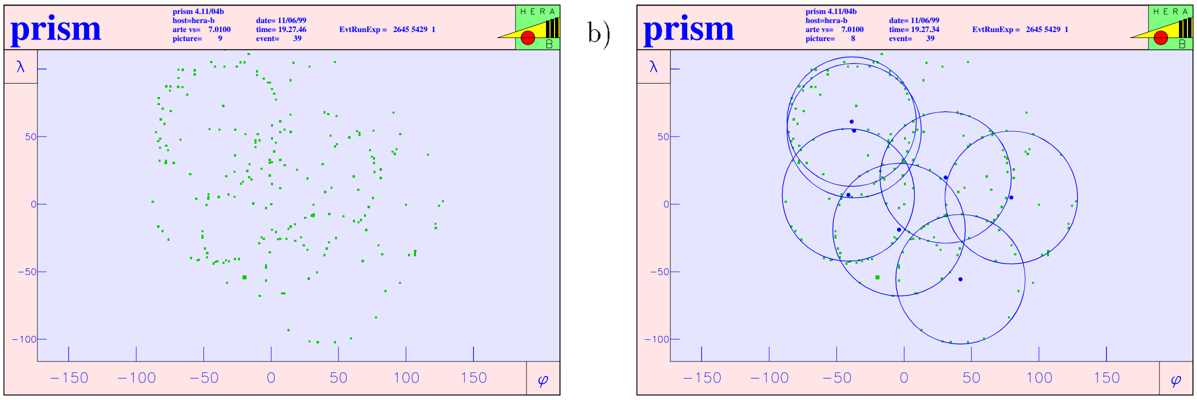


Abbildung 2.10: In a) sind die Treffer der im RICH rekonstruierten Photonen dargestellt, in b) sind sowohl die Treffer als auch die aus diesen Treffern rekonstruierten Ringe eingezeichnet.

Der RICH ist dafür ausgelegt, ausgehend von rekonstruierten Spuren nach Čerenkovstrahlung zu suchen und Ringe zu rekonstruieren. Da die Spurkammern erst mit Verzögerung zur Verfügung standen, wurde bereits 1998 ein Algorithmus entwickelt, der es erlaubt, auch eigenständig Ringe zu rekonstruieren [Sch98]. Dadurch kann der RICH neben den Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation auch zur Spurrekonstruktion im Detektor verwendet werden. Durch die Rekonstruktion der Ringe kann Information über die Richtung der Spuren hinter dem Magneten gewonnen werden. Für die Rekonstruktion der Ringe wird von allen rekonstruierten Photonen ausgehend ein Kreis mit einem festen Radius gebildet und nach Häufungspunkten bei den Schnittpunkten dieser Kreise gesucht. Sofern der gewählte Radius dem eines Ringes entspricht, schneiden sich die Kreise der Photonen im Mittelpunkt des Ringes, was in Abbildung 2.9 dargestellt ist. In mehreren Iterationen wird der Radius variiert und nach Ringen gesucht. Abbildung 2.10 a) zeigt die im RICH rekonstruierten Photonen, in Abbildung 2.10 b) sind die mit der eben vorgestellten Methode gefundenen Ringe darübergezeichnet.

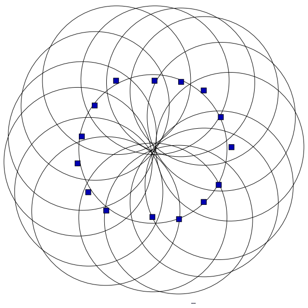


Abbildung 2.9: Die im Text beschriebene Methode zur eigenständigen Ringsuche im RICH wird veranschaulicht.

Bei dieser Methode ist auch ein Anteil an so genannten Geistern zu erwarten. Geister sind Ringe, die aus fälschlicherweise zusammengeordneten Photonen rekonstruiert wurden. Der Anteil der Geister hängt stark von der Belegung des RICH mit Photonen ab, wobei eine hohe Belegung zu einem großen Anteil an Geistern führt [RD00].

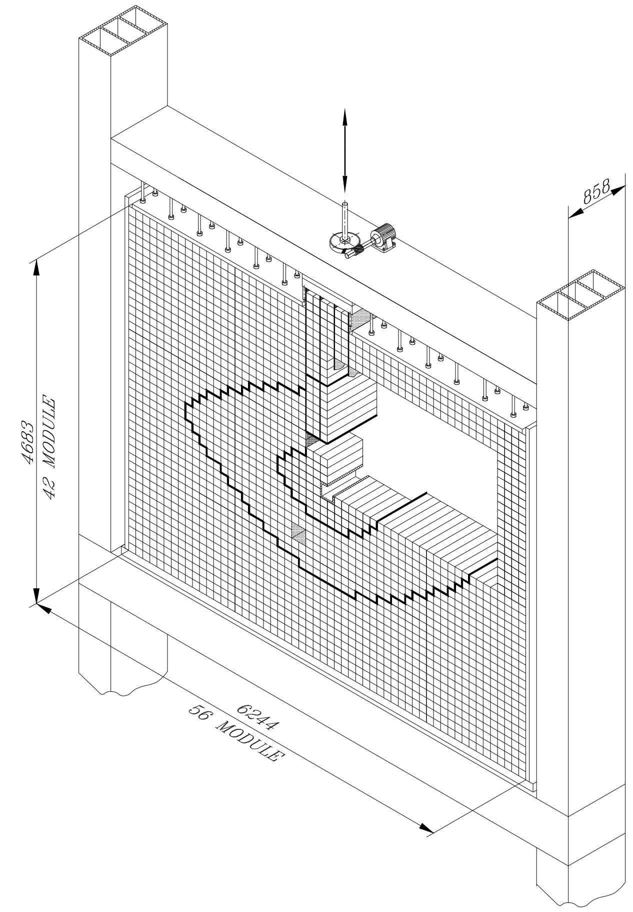


Abbildung 2.11: Das ECAL ist dargestellt. Ein Teil der Module ist zur besseren Veranschaulichung der Struktur nicht eingezeichnet [Alb94].

2.7 Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter (**E**lectromagnetic **Cal**orimeter, ECAL) soll dazu dienen, die Elektronen aus einem J/ψ-Zerfall schnell und effizient zu identifizieren. Aufgrund der zunehmenden Teilchendichte zum Strahl hin, ist es in drei Bereiche unterschiedlicher Granularität aufgeteilt, den inneren, mittleren und äußeren Bereich. Es besteht aus kleineren Einheiten, so genannten Modulen, die wiederum in mehrere Zellen unterteilt sind. Die Zellgröße in den unterschiedlichen Bereichen des Kalorimeters ist jeweils der dort zu erwartenden Teilchendichte angepasst, so dass noch eine Trennung der Teilchen möglich ist. Die Struktur des Kalorimeters ist in Abbildung 2.11 zu sehen. Ein Modul besitzt eine Seitenlänge von 11,2 cm. In einem Modul sind im inneren Bereich 5 x 5 Zellen und im mittleren Bereich 2 x 2 enthalten, im äußeren Bereich ist eine Zelle enthalten.

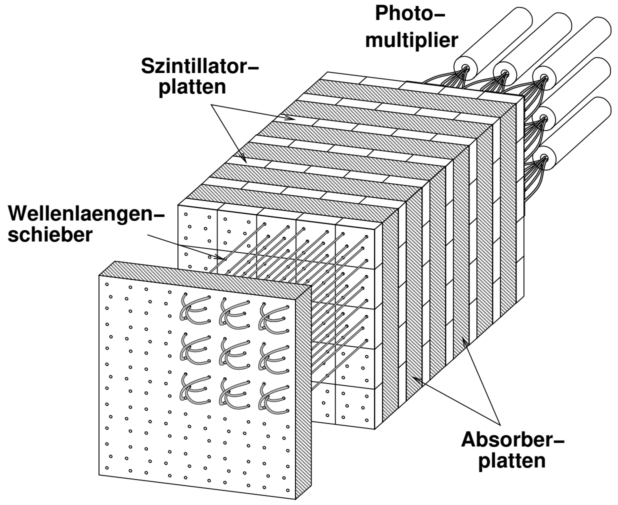


Abbildung 2.12: Ein Modul des inneren Bereichs des ECAL ist schematisch dargestellt [Loh94].

Die einzelnen Module bestehen aus mehrfachen Schichten, wobei sich Plastikszintillatorplatten und Absorberplatten abwechseln. Für die Absorberplatten wird im inneren Bereich eine W-Ni-Fe-Legierung und im mittleren und im äußeren Bereich Blei verwendet. Abbildung 2.12 zeigt den Aufbau eines einzelnen Moduls des inneren Bereichs. Teilchen, die auf diese so genannte *Sandwich-Struktur* treffen, erzeugen in den Absorberschichten Schauer von Elektronen und Photonen, die den Plastikszintillator anregen, Licht abzustrahlen. Senkrecht zu den Schichten werden durch die Module Fasern geführt, die das Szintillationslicht zu Photoelektronen-Vervielfachern führen. Die Fasern bestehen aus einem Material, durch das die Wellenlänge des Szintillationslichtes in einen Bereich verschoben wird, in dem die Photoelektronen-Vervielfacher das Licht effizient verarbeiten. Aus der Ladung, die von den Photoelektronen-Vervielfachern gemessen wird, kann die deponierte Energie der Teilchen berechnet werden. Aus den kombinierten Signalen mehrerer benachbarter Zellen werden so genannte Cluster rekonstruiert [Vil97].

Die Kalibration des Kalorimeter wird anhand der Rekonstruktion von π^0-Mesonen durchgeführt [Igo00]. Als Startwert wird dafür eine grobe Kalibration in der Genauigkeit von etwa 15% durchgeführt. Dazu wird die Rekonstruktion des Zerfalls $\pi^0 \to \gamma\gamma$ verwendet. Die Signale der Zellen werden als die Signale von Photonen betrachtet und in der invarianten Masse von Photonenpaaren ein π^0-Signal rekonstruiert. Aus den Signalen von Zellen in einem bestimmten Abstand zur Strahlachse wird ein π^0-Signal rekonstruiert. Anschließend werden die anderen Zellen relativ zu den bereits kalibrierten Zellen anhand der Belegungsdichte kalibriert. In der Verfeinerung dieser Kalibration wird die invariante Masse aller möglichen Kombinationen von zwei Clustern berechnet und in mehreren Iterationen Kalibrationskonstanten aus der Verschiebung der invarianten Masse des π^0-Signals für die beteiligten Zellen bestimmt. Die erreichbare Genauigkeit dieser Methode wird stark vom Anteil an Untergrund beeinflusst. Der Bereich des Kalorimeters in einem horizontalen Streifen um y= 0 ist z.B. durch Photonen von Konversionen am Strahlrohr vor dem Magneten stark durch Untergrund belegt, so dass für diesen Bereich eine schlechtere Kalibration zu erwarten ist. Zum Teil ist aufgrund des hohen Untergrundes in solchen Bereichen kein π^0 sichtbar, so dass die Genauigkeit der Kalibration nur abgeschätzt werden kann. In den Bereichen, in denen ein π^0 Signal rekonstruiert werden kann, wird eine Genauigkeit zwischen 1% und 4% erreicht, für die anderen Bereiche wird eine Genauigkeit von 10% angenommen [Vil00b].

2.8 Triggersystem

Das Triggersystem dient dazu, in mehreren Stufen die Ereignisrate von 10 MHz auf eine verarbeitbare Rate von höchstens 50 Hz zu reduzieren. Die für HERA-B interessanten Ereignisse sollen dabei in möglichst hoher Anzahl erhalten bleiben.

Von primärem Interesse waren die Ereignisse des *goldenen Zerfalls* $B^0 \to J/\psi K_S \to l^+l^-\pi^+\pi^-$ und die Ereignisse des Zerfalls $B^0 \to \pi^+\pi^-$, für die das Triggerkonzept optimiert wurde. Beide Reaktionen zeichnen sich im Endzustand aus durch Teilchen mit hohem Transversalimpuls, der aus der großen Masse der zerfallenden Teilchen gewonnen wird. Von den B-Mesonen wird ein vom primären Wechselwirkungspunkt versetzter Zerfallsvertex erwartet. Für die gewünschten Ereignisse sieht das Triggerschema eine Selektion gemäß den folgenden Kriterien vor:

- Spurpaar mit hohen Transversalimpulsen und entgegengesetzter Ladung der Spuren
- gemeinsamer Vertex des Spurpaars, nicht kompatibel mit dem Primärvertex
- hohe invariante Masse des Spurpaars

Als Erweiterung des Programms von HERA-B waren auch Ereignisse mit anderen B-Zerfällen von Interesse, z.B. zur Messung des B_s Mixings. Daher wurden auch andere Einstellungen des Triggers ermöglicht, die folgende Kriterien verwenden:

- Spurpaar mit hohen Transversalimpulsen und beliebiger Ladung der Spuren
- großer Abstand der Spuren des Spurpaares zum Primärvertex

Der Trigger ist in vier Stufen zunehmender Komplexität und abnehmender Eingangsrate sowie eine Triggervorstufe aufgeteilt. Den einzelnen Stufen steht unterschiedlich viel Zeit und Information zur Verfügung. In der Tabelle 2.2 sind die Eingangsraten, die Ratenunterdrückung sowie die verfügbare Zeit der Stufen zusammengefasst.

Triggerstufe	Eingangs-Ereignisrate	Reduktionsfaktor	Ausführungszeit
1. Triggerstufe	10 Mhz	200	$< 12\ \mu$s
2. Triggerstufe	50 khz	100	3,8 ms
3. Triggerstufe	500 Hz	10-20	100 ms
4. Triggerstufe	25-50 Hz	1-2,5	4 s

Tabelle 2.2: Übersicht der Ereignisraten in den einzelnen Triggerstufen sowie der jeweils erreichten Ratenreduktion und der dafür verfügbaren Zeit

2.8.1 Triggervorstufe

In der Triggervorstufe werden Spurpaarkandidaten gesucht. Die Identifikation eines Spurpaares kann auf drei verschiedene Weisen geschehen:

a) Elektromagnetische Cluster mit hoher transversaler Energie im Kalorimeter

b) Spurkandidaten im Myondetektor

c) Spurkandidaten im *High-p_t*[5]-Detektor

a) Kandidaten im Kalorimeter Im Kalorimeter wird zunächst nach 3×3 benachbarten Zellen gesucht, deren Energie oberhalb einer gegebenen Schwelle liegt und deren zentrale Zelle mindestens die Hälfte davon enthält. Die Anforderung an die Transversalenergie wird durch eine Anforderung an die Energie bestimmt, die durch den Parameter K_{trig} festgelegt ist.

$$E > K_{trig} \left(\frac{1}{\sqrt{\mathrm{x}^2 + \mathrm{y}^2}} + \frac{1}{\sqrt{\mathrm{x}^2 + |\mathrm{y}|^3}} \right) \tag{2.4}$$

Hierbei bezeichnen x und y die Koordinaten des Clusters. Der erste Term entspricht der Transversalenergie eines Teilchens ohne Durchquerung eines Magnetfelds, der zweite Term fügt eine Korrektur für das Magnetfeld hinzu. Bis zum Ende der Datennahme 2000 wurde statt dieses Parameters die vereinfachte Größe $E_t = E\sqrt{\mathrm{x}^2 + \mathrm{y}^2}/\sqrt{\mathrm{x}^2 + \mathrm{y}^2 + \mathrm{z}^2}$ verwendet.

b) Kandidaten im Myonsystem Im Myondetektor werden Koinzidenzen von Signalen in den Proportionalkammern der dritten und der vierten Lage des Myonsystems als Spurkandidaten verwendet.

c) Kandidaten im *High-p_t*-Detektor Der so genannte *High-p_t*-Detektor ist im Magnetfeld untergebracht. Er liefert Signale von Driftröhren bzw. in Strahlnähe von Gas-Pixel-Detektoren, aus denen Spurkandidaten rekonstruiert werden können. Aus der Ablenkung im

[5] 'Hohes p_t'

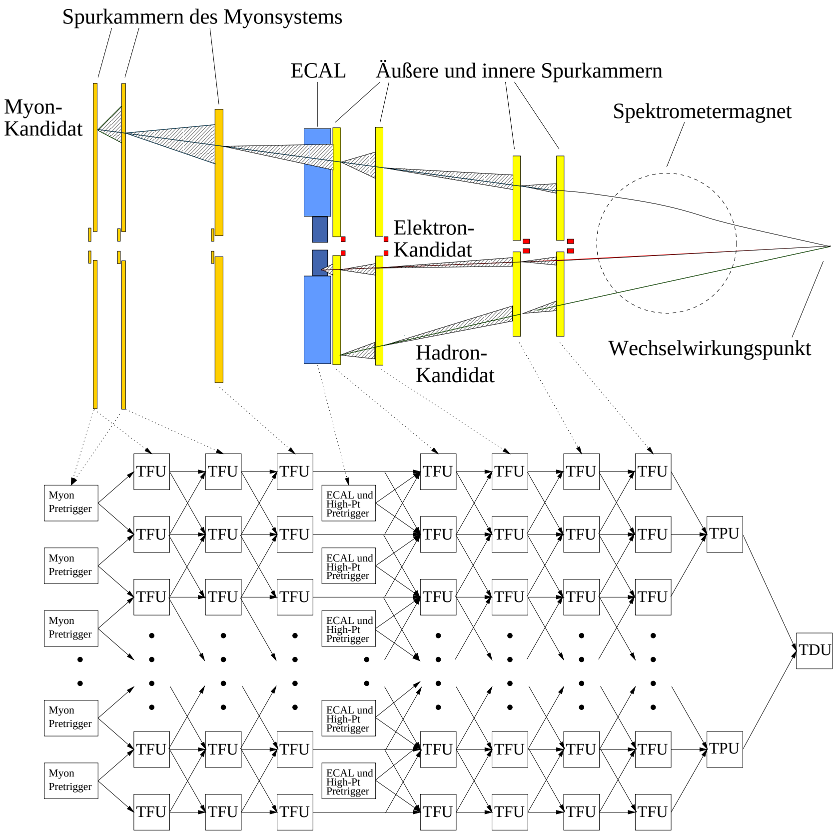


Abbildung 2.13: Die Verarbeitung von Signalen durch den FLT ist schematisch dargestellt [Nör99].

Magnetfeld kann ein Transversalimpuls bestimmt werden, so dass eine Selektion von Teilchen mit hohem Transversalimpuls möglich ist.

Die Parameter der gefundenen Spurkandidaten werden an die erste Triggerstufe in der Form von Suchbereichen, so genannten ROIs[6], weitergegeben. Die Suchbereiche ergeben sich aus der Extrapolation der Spur in die Bereiche, wo die erste Triggerstufe Signale einer Spur erkennen kann. Für die Spurkeime aus dem Myonsystem liegt der Suchbereich in der ersten Lage des Myonsystems, alle anderen Spurkeime werden in die Spurkammern hinter dem Magneten extrapoliert.

2.8.2 Erste Triggerstufe

In der ersten Triggerstufe wird nach einer Bestätigung der Signale der Triggervorstufe in ausgewählten Lagen der Spurkammern gesucht, nämlich in PC01, PC04, TC01 und TC02.

[6] **R**egions **O**f **I**nterest

Da ein Spurkandidat in jeder Superlage durch mindestens einen Treffer bestätigt werden muß, werden in diesen Superlagen zur Sicherheit doppelte Detektorlagen verwendet. Die Koordinaten der Signale in den Spurkammern werden in der ersten Triggerstufe allein aus den Koordinaten der Drähte bestimmt, die Driftzeit wird nicht berücksichtigt. Abbildung 2.13 zeigt schematisch das von der ersten Triggerstufe verwendete Netzwerk von speziellen Prozessoren zur Spurrekonstruktion und zur Triggerentscheidung. Die Rohdaten von bis zu 128 Ereignissen können in den so genannten *Frontend Modulen* parallel gespeichert werden.

Die Rekonstruktion einer Spur in den Spurkammern erfolgt durch die Spurfindungs-Einheiten, die so genannten TFUs [7] durch ein dem Kalmanfilter ähnlichen Verfahren. Die Vernetzung der TFUs ermöglicht eine schnelle und effiziente Spurfindung in den von der Triggervorstufe weitergegebenen Suchbereichen. Bei bestätigenden Signalen im Suchbereich in den Triggerlagen wird die Information aus den TFUs von den Spurparameter-Einheiten, den so genannten TPUs [8] verwendet, um den Impuls und die Spurparameter des Spurkandidaten zu berechnen. Dies geschieht mit Hilfe von Tabellen, so genannten *lookup tables*[9] unter der Annahme, dass die Kandidaten vom Wechselwirkungspunkt stammen, d.h. von der Position des Drahttargets. In der Triggerentscheidungs-Einheit, der so genannten TDU[10], wird anschließend die invariante Masse von Spurpaaren berechnet. Ereignisse mit einer bestimmten Minimalmasse werden akzeptiert.

2.8.3 Zweite und dritte Triggerstufe

Die zweite und dritte Triggerstufe werden auf einer Prozessorfarm von 240 PCs durchgeführt. Sowohl für die Zwischenspeicherung der Ereignisinformation als auch für die Verbindung dieses Speichers mit der Prozessorfarm der zweiten Triggerstufe werden Digitalprozessoren des Typs SHARC [11] verwendet. Die Ereignisinformation wird im so genannten SLB [12] zwischengespeichert. Der SLB ist durch den so genannten *Switch* mit der Prozessorfarm der zweiten Triggerstufe verbunden.

In der zweiten Triggerstufe wird zunächst die Information über die Spurkandidaten verbessert. Für die Spurrekonstruktion wird ein dem Kalmanfilter ähnlicher Algorithmus verwendet und in den Spurkammern die Information über die Driftzeit berücksichtigt. Die Spurparameter werden für den Bereich vor dem Magneten berechnet und nach einer Bestätigung der Spurkandidaten im Vertexdetektor gesucht. Bei einer positiven Triggerentscheidung werden alle Daten des Ereignisses aus dem SLB auf einem Knoten der Prozessorfarm gesammelt und der dritten Triggerstufe zur Verfügung gestellt.

In der dritten Triggerstufe werden die Spurkandidaten eigenständig im Vertexdetektor rekonstruiert, wobei genauere Vertexinformation gewonnen wird. Diese wird z.B. für Selektionskriterien zur effizienten Anreicherung von semileptonischen B-Zerfällen bei gleichzeitig

[7] **T**rack **F**inding **U**nits
[8] **T**rack **P**arameter **U**nits
[9] 'Nachschlagetabellen'
[10] **T**rigger **D**ecision **U**nit
[11] **S**uper **H**arvard **AR**chitecture **C**omputer
[12] **S**econd **L**evel **B**uffer

ausreichender Untergrundunterdrückung benötigt.

2.8.4 Vierte Triggerstufe

Die vierte Triggerstufe wird auf einer weiteren Prozessorfarm aus 200 Prozessoren durchgeführt. Die ausgewählten Ereignisse werden dort endgültig rekonstruiert und klassifiziert. Anhand der Klassifikation kann durch eine Selektion eine weitere Ratenreduktion erreicht werden. Ein zentraler Rechner sammelt die rekonstruierten Daten, von wo sie auf Festplatten und später auf Magnetband zur Speicherung weitergeleitet werden. Bei der erwarteten Ereignisrate von 20 Hz und der erwarteten Größe eines Ereignisses von etwa 100 kByte müssen 2 MByte in der Sekunde und 20 TByte im Jahr gespeichert werden.

Kapitel 3

J/ψ Analyse

Im Frühjahr 2000 befanden sich das Triggersystem sowie einzelne Bestandteile des HERA-B-Detektors noch im Aufbau. In dieser Zeit wurden von HERA-B Daten aufgezeichnet mit dem Ziel, die vorhandenen Komponenten des Triggersystems und des Detektors für die zukünftigen Messungen zu prüfen und Datensätze zu sammeln, die für Untersuchungen der Produktion schwerer Quarks verwendet werden können. Die in der hier vorgestellten Analyse betrachteten Daten wurden in zwei Wochen Ende April und Anfang Mai 2000 genommen. Das Triggersystem war während dieser Zeit darauf ausgerichtet, Ereignisse mit direkt erzeugten J/ψ-Mesonen zu selektieren. Dabei orientierten sich die Selektionskriterien des Triggers an der zu erwartenden Signatur eines J/ψ-Zerfalls in ein Elektron und ein Positron im Detektor. Im Folgenden wird 'Elektron' als Sammelbegriff für Elektronen und Positronen verstanden, sofern nicht explizit zwischen Elektron und Positron unterschieden wird.

Abbildung 3.1 zeigt, in welchen Komponenten im HERA-B Detektor im Frühjahr 2000 Signale der Zerfallselektronen des J/ψ rekonstruiert werden konnten. Durch die im VDS rekonstruierten Spursegmente konnten die Spurparameter der Elektronen vor dem Magneten bestimmt werden. Da das Alignment der Spurkammern im Magneten sowie der gesamten inneren Spurkammern für eine Spurrekonstruktion noch nicht ausreichend bekannt war, konnten nur die äußeren Spurkammern hinter dem Magneten für eine Spurrekonstruktion genutzt werden. Im RICH konnten aus der Čerenkovstrahlung der Teilchen Ringe rekonstruiert werden, durch die die Richtung der Teilchenbahn hinter dem Magneten bestimmt wurde. Die Rekonstruktion von Clustern im ECAL ermöglichte die Bestimmung der Auftreffpunkte und Energie von Teilchen. Vom Trigger konnte während der hier betrachteten Datennahmeperiode ausschließlich die Informationen vom ECAL und vom VDS genutzt werden.

In Abschnitt 3.1.1 werden die verwendeten Datensätze sowie die Prüfung der Datenqualität in ausgewählten Aspekten beschrieben. Zum Vergleich der Daten mit den Erwartungen werden simulierte Daten genutzt. Die verfügbaren Monte Carlo Daten werden in Abschnitt 3.2 beschrieben. Im Folgenden wird die Bezeichnung 'Daten' für die im Frühjahr aufgezeichneten Datensätze verwendet. Die simulierten Daten werden als 'MC Daten' bezeichnet.

Im anschließenden Abschnitt wird die Rekonstruktion von J/ψ-Mesonen mit den Daten vorgestellt und soweit wie möglich mit MC Daten verglichen, damit eine Basis für die

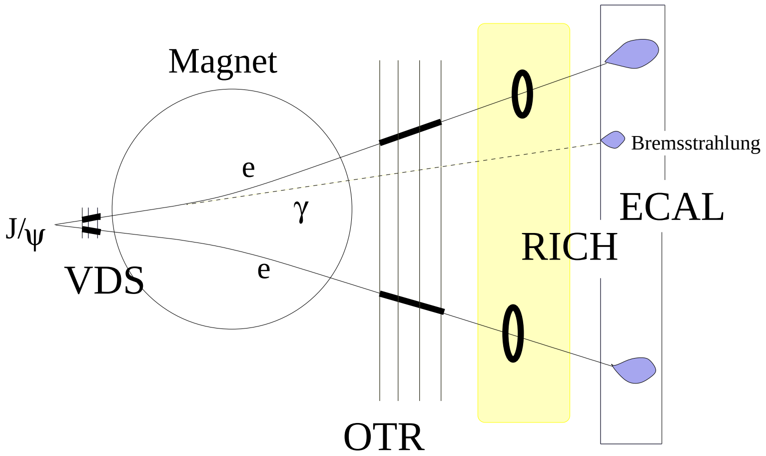


Abbildung 3.1: Die Skizze zeigt die Nachweismöglichkeiten für die Zerfallselektronen eines J/ψ im HERA-B Detektor im Frühjahr 2000.

Abschätzung des systematischen Fehlers der Rekonstruktionseffizienz geschaffen wird, die später aus den MC Daten bestimmt wird. Als Erstes werden in Abschnitt 3.3 die Rekonstruktion von Spuren sowie die Möglichkeiten der Elektronenidentifikation dargestellt. Danach wird in Abschnitt 3.4 die Rekonstruktion des J/ψ-Signals in der invarianten Masse von Elektronenpaarkandidaten beschrieben und die Selektionskriterien für Ereignisse werden begründet. Es folgt eine Beschreibung der Abschätzung des verbleibenden Untergrundes in den selektierten Ereignissen. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für die J/ψ-Produktion anhand der ausgewählten Ereignisse wird in Abschnitt 3.5 beschrieben. Dazu wird zunächst die Bestimmung der Luminosität vorgestellt. Anschließend wird die Effizienzbestimmung für die Triggerkriterien sowie für die nachträglich verwendeten Selektionskriterien dargestellt. Danach wird die Berechnung des Wirkungsquerschnittes beschrieben.

3.1 Verwendete Datensätze

3.1.1 Datennahmeperioden

Die Rekonstruktion des J/ψ-Signals wird mit Datensätzen vom April und Mai 2000 durchgeführt. Alle hier verwendeten Datensätze wurden bei einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz aufgezeichnet, wobei stets der innere Draht der zweiten Targetstation benutzt wurde. Neben den durch den Trigger ausgewählten Ereignissen enthalten die Runs auch mit einem Zufallstrigger ausgewählte Ereignisse. Der Anteil an zufallsgetriggerten Ereignissen in einem Run liegt in den hier betrachteten Datensätzen zwischen 10% und 30%. Die Runs der betrachteten Datennahmeperiode wurden in rund 77 Stunden aufgezeichnet und enthalten 4,3 Mio Ereignisse.

Die Tabellen 3.1 bis 3.3 geben einen Überblick über die verwendeten Runs. Dabei wurden die Daten in drei Perioden geteilt, in denen deutlich unterschiedliche Einstellungen des Detektors vorlagen.

Zwischen der ersten und der zweiten Periode liegen 5 Tage, in denen keine Daten aufgezeichnet wurden. Die Unterbrechung diente dem Aufbau einzelner Komponenten des Detektors. Jede Veränderung des Detektors besitzt einen Einfluss auf die beobachtbaren Signale im Detektor, wobei speziell das Alignment und die Kalibration der Komponenten nach einem solchen Eingriff neu bestimmt werden müssen.

Die dritte Periode schließt zeitlich direkt an die zweite Periode an. Nach der Datennahme der hier der zweiten Periode zugeordneten Datensätze wurden die Einstellungen der Triggervorstufe umgestellt. Der Bereich des ECAL um das Strahlrohr wurde nach der zweiten Periode nicht mehr in der Vorstufe des Triggers verwendet. Diese Modifikation wurde aus folgendem Grund durchgeführt: Elektronen, die in diesem Bereich im ECAL auftreffen, und deren rekonstruierte Signale die Anforderung der Triggervorstufe an eine hohe transversale Energie erfüllen, haben nicht den Akzeptanzbereich des VDS durchquert. Dadurch sind keine Signale vorhanden, durch welche die Selektionskriterien der zweiten Triggerstufe erfüllt werden, in der eine Messung von Signalen im VDS verlangt wird, die den Elektronkandidaten zugeordnet werden können. Die Ereignisse, in denen die Zerfallselektronen des J/ψ im Bereich des ECAL um das Strahlrohr auftreffen, würden demnach spätestens in der zweiten Triggerstufe aussortiert.

Die in der Tabelle neben dem Datum und der Dauer der Runs aufgeführten Merkmale werden im Folgenden erklärt:

- **Totzeit** Während der Datennahme kommt es zu so genannten *Totzeiten*, in denen keine Daten aufgezeichnet werden können. Diese Totzeiten können zwei verschieden Gründe besitzen. Zum einen kann es vorkommen, dass ein Ereignis in der verfügbaren Zeit nicht ausgelesen und daher nicht betrachtet werden kann, zum anderen ist es möglich, dass ein Ereignis nicht in der vorgesehenen Zeit an die zweite Triggerstufe weitergeleitet werden kann. Die Totzeit, die aus dem erstgenannten Grund entstand, ist in der Tabelle als Erstes genannt, die Totzeit, die aus dem letztgenannten Grund entstand, ist in der Tabelle als Zweites aufgeführt.

- **Anzahl der Ereignisse $\mathbf{N_e}$**: Die Anzahl der Ereignisse eines Runs, die auf Band gespeichert vorliegen, ist angegeben. Sie beinhaltet alle Ereignisse, die zu diesem Run gehören, d.h., sowohl die durch den Trigger ausgewählten Ereignisse als auch die mit einem Zufallstrigger ausgewählten Ereignisse sind in dieser Zahl enthalten.

- **$\mathbf{N_e/N_{max}}$**: Während der Datennahme im Jahr 2000 enthielt der Prozess, durch den die Daten während der Datennahme zur Rekonstruktion und Aufzeichnung weitergeleitet wurden, noch eine Fehlkonstruktion, durch die es passieren konnte, dass Ereignisse nicht aufgezeichnet wurden, obwohl sie bereits den Trigger passiert und eine Ereignisnummer zugewiesen bekommen hatten. Die komplette Information dieser Ereignisse ging unwiederbringlich verloren. Da die Ereignisse numeriert wurden, kann die Größe des Verlustes anhand des Differenz zwischen der maximalen Ereignisnummer N_{max} in einem Run und

Run	Datum	Dauer	Totzeit-Anteil (Detektor)	Totzeit-Anteil (Trigger)	Anzahl der Ereignisse N_e	N_e/N_{max} [%]	Verlust (repr.) [%]	Luminosität [mb^{-1}]
15036 C)	29.4.2000	0 h 46 min	0,289	0,103	37269	98,3	9,4	$6{,}17\ 10^7$
15040 B),C)	29.4.2000	1 h 16 min	0,227	0,105	54976	99,1	17,0	$1{,}22\ 10^8$
15041 A),B),C)	30.4.2000	0 h 54 min	0,217	0,103	41204	98,2	8,2	$7{,}43\ 10^7$
15044 A),C)	30.4.2000	0 h 48 min	0,142	0,103	45637	99,0	11,1	$6{,}64\ 10^7$
15050 C)	30.4.2000	0 h 52 min	0,165	0,102	51838	98,7	19,5	$7{,}29\ 10^7$
15052 C)	30.4.2000	0 h 55 min	0,316	0,102	45294	98,1	7,5	$8{,}70\ 10^7$
15053	30.4.2000	0 h 53 min	0,345	0,103	43695	98,0	0,0	$8{,}00\ 10^7$
15058	30.4.2000	0 h 53 min	0,384	0,101	42419	97,8	0,0	$8{,}01\ 10^7$
15070 C)	30.4.2000	1 h 4 min	0,145	0,103	51964	99,5	0,0	$8{,}60\ 10^7$
15071 C)	1.5.2000	1 h 4 min	0,292	0,103	51173	98,4	0,0	$9{,}75\ 10^7$
15072 C)	1.5.2000	1 h 6 min	0,152	0,103	52774	98,9	0,0	$8{,}89\ 10^7$
15075 C)	1.5.2000	1 h 4 min	0,131	0,102	52884	99,4	0,0	$8{,}52\ 10^7$
15076 C)	1.5.2000	1 h 6 min	0,144	0,103	54571	99,2	0,0	$8{,}85\ 10^7$
15081 C)	1.5.2000	0 h 23 min	0,154	0,101	18960	100,0	0,0	$3{,}11\ 10^7$
15086 C)	1.5.2000	1 h 25 min	0,140	0,102	64072	99,0	0,0	$1{,}14\ 10^8$
15087 C)	1.5.2000	1 h 26 min	0,176	0,103	61770	98,9	18,6	$1{,}18\ 10^8$
15089 C)	2.5.2000	1 h 26 min	0,152	0,104	62004	99,0	6,1	$1{,}17\ 10^8$
15090 C)	2.5.2000	1 h 21 min	0,138	0,103	62899	98,9	30,3	$1{,}10\ 10^8$
Summe		18 h 52			895403			

Bemerkungen zur Datenqualität

A) *coasting beam*
B) Ungleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungsrate auf die Protonenbündel
C) erhebliche Ausfälle im ECAL

Verlust (repr.): Anteil der Ereignisse, welche nicht reprozessiert wurden
N_e: Anzahl der auf Band gespeicherten Ereignisse (eingeschlossen der zufallsgetriggerten Ereignisse)
N_{max}: maximale Ereignisnummer

Tabelle 3.1: Runs der ersten Datennahmeperiode

der Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse N_e dieses Runs abgeschätzt werden. Es ist möglich, dass diese Größe nicht den kompletten Verlust beschreibt, da prinzipiell nach der Verarbeitung des Ereignisses mit der maximalen Ereignisnummer noch Ereignisse verloren gegangen sein könnten. Ein derartiger unbemerkter Verlust kann nur in seltenen Fällen aufgetreten sein, da der Zeitpunkt des Verlustes von Ereignissen während eines Runs zufällig verteilt ist [Gel00].

- **Verlust (repr.)**: Während der ersten Iteration des Reprozessierens der Daten funktionierte der Prozess, durch den die Datensätze vom Band auf eine Festplatte kopiert und damit einer Bearbeitung zugänglich gemacht wurden, noch nicht zuverlässig. Dadurch wurden in dieser Iteration nicht alle Ereignisse der Runs verarbeitet. Der Verlust war dabei unabhängig von den Eigenschaften der Daten.

- **Luminosität**: Die Methode zur Bestimmung der Luminosität wird in Kapitel 3.5.1 ausführlich dargestellt.

Run	Datum	Dauer	Totzeit-Anteil (Detektor)	Totzeit-Anteil (Trigger)	Anzahl der Ereignisse N_e	N_e/N_{max} [%]	Verlust (repr.) [%]	Luminosität [mb^{-1}]
15112 B),C)	7.5.2000	1 h 19 min	0,400	0,085	73750	98,8	0,0	1,05 10^8
15116 B),C)	7.5.2000	1 h 3 min	0,184	0,079	49086	99,8	0,0	8,25 10^7
15117 B),D)	7.5.2000	0 h 58 min	0,166	0,078	45708	100,0	0,0	7,30 10^7
15127	7.5.2000	4 h 51 min	0,205	0,098	272270	100,0	0,0	3,76 10^8
15128	8.5.2000	1 h 46 min	0,125	0,082	104698	99,9	3,0	1,36 10^8
15129	8.5.2000	2 h 15 min	0,358	0,082	123589	99,2	0,0	1,78 10^8
15131	8.5.2000	3 h 15 min	0,227	0,082	207712	100,0	0,0	2,44 10^8
15147	9.5.2000	4 h 23 min	0,266	0,082	276196	99,9	2,2	3,40 10^8
15153	9.5.2000	0 h 28 min	0,363	0,082	26736	97,4	0,0	3,52 10^7
15155	9.5.2000	0 h 46 min	0,325	0,082	48193	99,9	6,3	7,35 10^7
15161	9.5.2000	0 h 35 min	0,298	0,081	38003	99,5	0,0	4,67 10^7
15167 B),C)	10.5.2000	4 h 1 min	0,444	0,102	188189	99,8	3,4	3,03 10^8
15171	10.5.2000	1 h 21 min	0,199	0,083	57962	100,0	0,0	9,84 10^7
Summe		27 h 5 min			1512092			

Bemerkungen zur Datenqualität
B) Ungleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungsrate auf die Protonenbündel
C) erhebliche Ausfälle im ECAL
D) Bestimmte Protonenbündel wurden vom SLT ignoriert

Verlust (repr.): Anteil der Ereignisse, welche nicht reprozessiert wurden
N_e: Anzahl der auf Band gespeicherten Ereignisse (eingeschlossen der zufallsgetriggerten Ereignisse)
N_{max}: maximale Ereignisnummer

Tabelle 3.2: Runs der zweiten Datennahmeperiode

Run	Datum	Dauer	Totzeit-Anteil (Detektor)	Totzeit-Anteil (Trigger)	Anzahl der Ereignisse N_e	N_e/N_{max} [%]	Verlust (repr.) [%]	Luminosität [mb^{-1}]
15177	11.5.2000	3 h 14 min	0,553	0,083	160601	99,3	0,0	2,49 10^8
15179	11.5.2000	1 h 20 min	0,369	0,082	90179	99,6	1,8	1,01 10^8
15180	11.5.2000	1 h 10 min	0,658	0,074	42687	97,3	0,0	8,71 10^7
15188 B)	11.5.2000	0 h 28 min	0,307	0,055	27395	99,0	0,0	2,91 10^7
15190 B),C)	11.5.2000	0 h 34 min	0,416	0,054	35134	85,4	1,1	5,33 10^7
15197	12.5.2000	0 h 23 min	0,150	0,088	26088	99,7	3,8	2,91 10^7
15208	12.5.2000	0 h 24 min	0,203	0,166	30668	99,1	0,0	3,08 10^7
15211 B)	12.5.2000	0 h 23 min	0,229	0,171	28814	99,9	0,0	3,03 10^7
15212	13.5.2000	1 h 28 min	0,872	0,155	104297	100,0	6,6	1,14 10^8
15213 B)	13.5.2000	2 h 35 min	0,308	0,110	125439	100,0	0,0	1,99 10^8
15214 B),D)	13.5.2000	1 h 5 min	0,126	0,083	61478	100,0	6,4	8,39 10^7
15215	13.5.2000	1 h 48 min	0,119	0,082	129844	100,0	0,0	1,40 10^8
15229	14.5.2000	7 h 11 min	0,130	0,085	447129	100,0	0,0	5,48 10^8
15230	14.5.2000	8 h 57 min	0,115	0,082	582179	100,0	1,2	6,83 10^8
Summe		31 h 5 min			1891932			

Bemerkungen zur Datenqualität
B) Ungleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungsrate auf die Protonenbündel
C) erhebliche Ausfälle im ECAL
D) Bestimmte Protonenbündel wurden vom SLT ignoriert

Verlust (repr.): Anteil der Ereignisse, welche nicht reprozessiert wurden
N_e: Anzahl der auf Band gespeicherten Ereignisse (eingeschlossen der zufallsgetriggerten Ereignisse)
N_{max}: maximale Ereignisnummer

Tabelle 3.3: Runs der dritten Datennahmeperiode

3.1.2 Die Triggeranforderungen im Frühjahr 2000

Im Mai 2000 befand sich das Triggersystem noch im Aufbau, so dass nur die Triggervorstufe mit dem ECAL und die zweite Triggervorstufe verwendet werden konnten. Ein Großteil des mittleren und des inneren ECAL konnte von der Triggervorstufe genutzt werden. Von der zweiten Triggerstufe wurden lediglich die Informationen vom ECAL und vom VDS verwendet. Die Triggerkriterien waren auf die Selektion von Ereignissen ausgerichtet, in denen ein J/ψ-Meson in zwei Elektronen zerfallen war. Dazu wurde vom Trigger die Rekonstruktion von solchen Signalen gefordert, die erwartet werden, wenn Elektronen mit hohem Transversalimpuls den Detektor durchquert haben. Die aus den Signalen rekonstruierten Spurparameter für die Bahnen der Elektronkandidaten wurden genutzt, um für Paare von Elektronkandidaten eine invariante Masse zu berechnen. Von den Ereignissen wurden diejenigen selektiert, die mindestens ein Paar von Elektronkandidaten enthielten, für das eine hohe invariante Masse berechnet wurde. Im Folgenden werden die genauen Triggerbedingungen aufgeführt.

In der Triggervorstufe wurden mindestens zwei Cluster im ECAL mit $E_t > 1,2$ GeV verlangt. Die erste Triggerstufe konnte zu dem Zeitpunkt der hier betrachteten Datennahmeperiode noch nicht verwendet werden. In der zweiten Triggerstufe wurde gegenüber der geplanten Version ein zusätzlicher Algorithmus verwendet, der so genannte FLTe[1]. Dieser Algorithmus übernahm die Aufgabe, die in später verwendeten Triggerkonfigurationen durch die erste Triggerstufe erfüllt wurde. Durch den FLTe wurden Spurpaare rekonstruiert und die Spurparameter der dazugehörigen Spuren zum VDS extrapoliert, in welchem die zweite Triggerstufe Signale zur Bestätigung suchen soll. Als Spurpaare wurden Paare von Clustern im ECAL betrachtet, für deren transversale Energie $E_t > 1$ GeV galt. Ereignisse, die nicht mindestens zwei Cluster mit $E_t > 1$ GeV enthielten, wurden aussortiert. Eine Anforderung an eine höhere Transversalenergie war zur Reduktion der Ereignisrate nicht notwendig. Zur Bestimmung der Spurparameter müssen die Clusterposition und -energie, die Targetposition und das Magnetfeld bekannt sein und es muss eine Annahme über die Ladung der Teilchen gemacht werden, deren Bahn bestimmt werden soll. Die Targetposition wird zur Vereinfachung bei (x=0, y=0, z=0) angenommen. Die Spurparameter werden unter der Annahme berechnet, dass die rekonstruierten Signale von einem Positron und einem Elektron stammen, weshalb den Spurkandidaten entgegengesetzte Ladungen zugeordnet werden. Dabei wird das Cluster, dessen Position bei größerem x liegt, den Signalen zugeordnet, die durch das Positron hervorgerufen wurden, das andere Cluster den Signalen, die durch das Elektron hervorgerufen wurden. Durch die geometrische Akzeptanz im Detektor ist diese Zuordnung der Ladungen bei den Signalen, die durch die Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons hervorgerufen wurden, in den meisten Fällen richtig.

Da Elektronen beim Durchqueren von Materie Bremsstrahlung aussenden, ist die durch die Rekonstruktion der Cluster bestimmte Energie systematisch kleiner als die Anfangsenergie der Elektronen. Es ist in der zweiten Triggerstufe möglich, die Signale der vor dem Magneten abgestrahlten Bremsstrahlung im ECAL zu rekonstruieren und zu berücksichtigen. Dazu wurden die vor dem Magneten bestimmten Bahnen der Elektronkandidaten geradlinig zum ECAL verlängert und in der Nähe der Auftreffpunkte nach Signalen aus den Wechselwirkungen von

[1] **F**irst **L**evel **T**rigger **e**mulation

Bremsstrahlungsphotonen gesucht. Wenn in der nahen Umgebung des Auftreffpunktes ein Cluster gefunden wurde, wurde dessen Energie zur dem entsprechenden Elektronkandidaten zugeordneten Energie addiert. Da die Clusterrekonstruktion der zweiten Triggerstufe für hochenergetische Cluster optimiert ist, werden die durch die meistens niederenergetischen Bremsstrahlungsphotonen hervorgerufenen Signale im ECAL nur mit geringer Effizienz rekonstruiert, so dass die mit der Bremsstrahlung abgegebene Energie meistens nicht mehr rekonstruiert werden kann.

Die invariante Masse, die für Spurpaare berechnet wird, deren Spuren zu den Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons gehören, wird in der Größe der J/ψ-Masse, $M_{J/\psi} = 3,1$ GeV/c^2, erwartet. Die für zufällig kombinierte Spurkandidaten berechnete invariante Masse ist nur selten so hoch, wodurch eine Anforderung einer minimalen invarianten Masse der Untergrundunterdrückung dienen kann. Vom FLTe wurden daher nur Ereignisse akzeptiert, in denen ein Spurpaar mit einer invarianten Masse $M_{SLT} > 2$ GeV/c^2 rekonstruiert wurde. Diese im Vergleich zur J/ψ-Masse niedrige Begrenzung berücksichtigt, dass die Masse M_{SLT} auch dann kleiner als die J/ψ-Masse berechnet werden kann, wenn die zu den Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons gehörigen Spuren rekonstruiert und korrekt zugeordnet wurden. Da die Zerfallselektronen im Detektor Bremsstrahlung aussenden können und die durch Bremsstrahlung hervorgerufenen Signale im ECAL nur in wenigen Fällen in der zweiten Triggerstufe rekonstruiert werden, wird oft eine zu kleine Energie für die Elektronen bestimmt, wodurch auch die invariante Masse der Spurpaare kleiner als die J/ψ-Masse berechnet wird.

Zusätzlich zum FLTe wurde in der zweiten Triggerstufe der Algorithmus *L2Sili* verwendet. Durch diesen wird zunächst die Bahn der Spurkandidaten zu den verschiedenen Lagen des VDS extrapoliert. Im nahen Umkreis um diese Bahn werden Treffer im VDS gesucht. Die Größe des Suchbereichs um die Bahn sowie die Anzahl der geforderten Treffer in den unterschiedlichen Lagen des VDS beeinflusst die Effizienz, aber auch die Reinheit und den Zeitaufwand der Selektion. Dabei wird angestrebt, eine möglichst hohe Effizienz bei gleichzeitig geringem Untergrund durch fälschlicherweise bestätigte Spurkandidaten sowie eine geringe Totzeit während der Datennahme zu erhalten. Die verschiedenen Kriterien zur Bestätigung der Spurkandidaten durch Signale im VDS wurden während der hier betrachteten Zeit der Datennahme nicht variiert. Die extrapolierten Bahnen der Spurkandidaten mussten mindestens zwei VDS-Superlagen durchquert haben. Der Suchbereich besaß in x$\times$y in der VDS Superlage 1 eine Größe von 4 mm $\times$ 8 mm und in der VDS Superlage 7 eine Größe von 8 mm $\times$ 7 mm. Innerhalb der Suchbereiche mussten in mindestens drei VDS-Lagen die in x-Richtung ausgerichteten Streifen Treffer aufweisen und in mindestens drei VDS-Lagen die in y-Richtung ausgerichteten Streifen.

3.1.3 Untersuchung der Datenqualität

Die Güte der aufgezeichneten Daten wurde bereits während der Datennahme durch verschiedene Algorithmen geprüft. Die Feststellung einer signifikanten Beeinträchtigung der Datenqualität führte zum Abbruch der Datennahme, damit die aufgetretenen Mängel vor der nächsten Aufzeichnung von Daten soweit wie möglich behoben werden konnten.

Die Kriterien, nach denen die Qualität der Daten geprüft wurde, befanden sich während der hier betrachteten Datennahmeperiode noch in der Entwicklungsphase. Es wurden die Anzahlen von rekonstruierten Treffern in den verschiedenen Subdetektorkomponenten sowie von Spuren im VDS oder Clustern im ECAL betrachtet und bei erheblichen Abweichungen von den anhand von Referenzruns gewonnenen Erwartungen Warnsignale initiiert. Bei dieser Prüfung konnten während der Datennahme lediglich sehr auffällige Instabilitäten festgestellt werden. Aus diesem Grund werden hier zusätzlich verschiedene Aspekte in den Daten untersucht, die auf die vorgesehene Analyse einen großen Einfluss besitzen:

- Die Rekonstruktion von Signalen im Detektor kann durch Wechselwirkungen von Protonen, die sich nicht in den vorgesehenen Protonenplätzen aufhalten, beeinträchtigt werden. Die Protonenbündel des Protonenstrahls werden durch das Hochfrequenzsystem auf bestimmte Orts- und Energiebereiche festgelegt. Einzelne Teilchen der Protonenbündel führen konjugierte Schwingungen in der longitudinalen Position und Energieabweichung aus. Zu große Abweichungen von den stabilen Bereichen führen dazu, dass diese Teilchen aus den Protonenbündeln entweichen und einen begleitenden kontinuierlichen Protonenstrahl bilden können, der als *coasting beam*[2] bezeichnet wird und auch gemessen werden konnte [Spr00, Ehr00b]. Es soll für diese Analyse der Anteil von Protonen, welche als *coasting beam* auftreten, in der betrachteten Datennahmeperiode untersucht werden.

- Die Verteilung der Beiträge der einzelnen Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate kann den Anteil an Untergrund in den durch den Trigger ausgewählten Ereignissen beeinflussen. Die Triggeranforderungen werden mit einer größeren Wahrscheinlichkeit von Ereignissen mit mehreren überlagerten Wechselwirkungen erfüllt als von Ereignissen mit einfachen inelastischen Wechselwirkungen, da in einfachen inelastischen Wechselwirkungen nur selten zwei Teilchen erzeugt werden, deren Signale der Anforderung an die hohe transversale Energie genügen. Bei einem unverhältnismäßig hohen Beitrag zur Wechselwirkungsrate von einzelnen Protonenbündeln, besitzen die Ereignisse dieser Protonenbündel im Mittel mehr überlagerte Wechselwirkungen als die der anderen Protonenbündel und werden bevorzugt selektiert. Dabei liegen in den aufgezeichneten Ereignissen im Mittel mehr überlagerte Wechselwirkungen vor als bei Ereignissen, die bei der gleichen Wechselwirkungsrate aufgezeichnet wurden, während die Wechselwirkungen aller Protonenbündel mit einem gleichen Anteil zur Wechselwirkungsrate beitrugen. Um in den verschiedenen Runs von einem gleichartigen Untergrund ausgehen zu können und auch die Anzahl von überlagerten Wechselwirkungen in einem Ereignis und damit den Anteil des Untergrundes so niedrig wie möglich zu halten, werden die Beiträge der einzelnen Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate untersucht.

- Für die Rekonstruktion eines J/ψ-Zerfalls in Elektronen sind die Nachweismöglichkeiten von Signalen im ECAL von entscheidender Bedeutung. Daher sollen mögliche Ausfälle der Auslesekanäle im ECAL geprüft werden.

Im Folgenden werden zuerst die Eigenschaften des Strahls und anschließend die Ausfälle der Auslesekanäle im ECAL während der Aufzeichnung der hier verwendeten Datensätze

[2] 'begleitender' Strahl

betrachtet. Aus den Beobachtungen werden jeweils Kriterien entwickelt, nach denen die Runs für die Untersuchungen in dieser Arbeit als geeignet klassifiziert werden.

Eigenschaften des Protonenstrahls

Für jeden der in den Tabellen 3.1-3.3 aufgeführten Runs wird einzeln geprüft, wie groß der Anteil an *coasting beam* im Protonenstrahl während der Aufzeichnung der Daten war und wie gleichmäßig die Beiträge der Wechselwirkungen der einzelnen Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate verteilt waren. Dazu werden die während der Datennahme mit einem Zufallstrigger aufgezeichneten Ereignisse verwendet. Als Maß für die Größe der Wechselwirkungsrate wird die Anzahl der im VDS rekonstruierten Spursegmente N_{VDS} verwendet, die bei einer Wechselwirkungsrate zwischen 2 MHz und 30 MHz näherungsweise linear mit der Wechselwirkungsrate zusammenhängt [SV00, Mas00].

Die Signale, die während dem einem Protonenplatz im Strahl zugeordneten Zeitfenster aufgezeichnet werden, werden jeweils als Wechselwirkung eines Protonenbündels betrachtet. Für jedes Protonenbündel wird die mittlere Anzahl an rekonstruierten Spursegmenten im VDS in den Ereignissen bestimmt, die der Wechselwirkung dieses Protonenbündels mit dem Target zugeordnet wurden. Daraus wird für jedes Protonenbündel i die mittlere Anzahl $< N_{i,VDS} >$ der im VDS rekonstruierten Spursegmente pro Ereignis berechnet. In Abbildung 3.2 ist die mittlere Anzahl von im VDS rekonstruierten Spursegmenten $< N_{i,VDS} >$ für die unterschiedlichen Protonenbündel dargestellt. Dabei wurden beispielhaft Runs gewählt, bei denen die Merkmale dieser Verteilung bei einem hohen Anteil an *coasting beam* sowie bei einer ungleichmäßigen Verteilung der Wechselwirkungsrate sichtbar sind. Abbildung 3.2 a) zeigt die Verteilung in Run 15213, in der die Wechselwirkungen einzelner Protonenbündel übermäßig zur Wechselwirkungsrate beitragen. In Abbildung 3.2 b) ist die in Run 15041 bestimmte Verteilung zu sehen, in der auch an nominell ungefüllten Plätzen des Protonenstrahls Wechselwirkungen stattgefunden haben, die zur Rekonstruktion von Spursegmenten im VDS führten. In Abbildung 3.2 c) ist die in Run 15230 bestimmte Verteilung dargestellt, die eine durchschnittliche Verteilung von $< N_{i,VDS} >$ auf die Protonenbündel zeigt. Das Füllschema von HERA, das durch die Nutzung von DESY und PETRA als Vorbeschleunigungsanlagen zustande kommt, ist in der Struktur der Verteilung sichtbar. In DESY III werden jeweils 10 Protonenbündel zusammen beschleunigt und dann zu PETRA weitergeleitet. Jeweils 6 dieser DESY-Füllungen werden in PETRA zusammengefasst und zu HERA weitergeleitet. Dieses führt zu der sichtbaren Struktur von drei großen Einheiten mit jeweils 6 kleineren Einheiten, die ihrerseits jeweils aus 10 aufeinander folgenden gefüllten Protonenplätzen bestehen. Die große Lücke des Protonenstrahls zwischen der zweiten und der dritten großen Einheit wird benötigt, um eine ausreichende Zeit für die Entfernung des Protonenstrahls aus HERA zur Verfügung zu haben.

Die Runs, die aufgezeichnet wurden, während der Protonenstrahl einen hohen Anteil an *coasting beam* aufwies oder während eine auffällig ungleichmäßige Verteilung der Beiträge der Wechselwirkung einzelner Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate vorlag, sollen nun identifiziert werden. Im Folgenden werden Kriterien zur Identifikation der sichtbaren Unregelmäßigkeiten bestimmt.

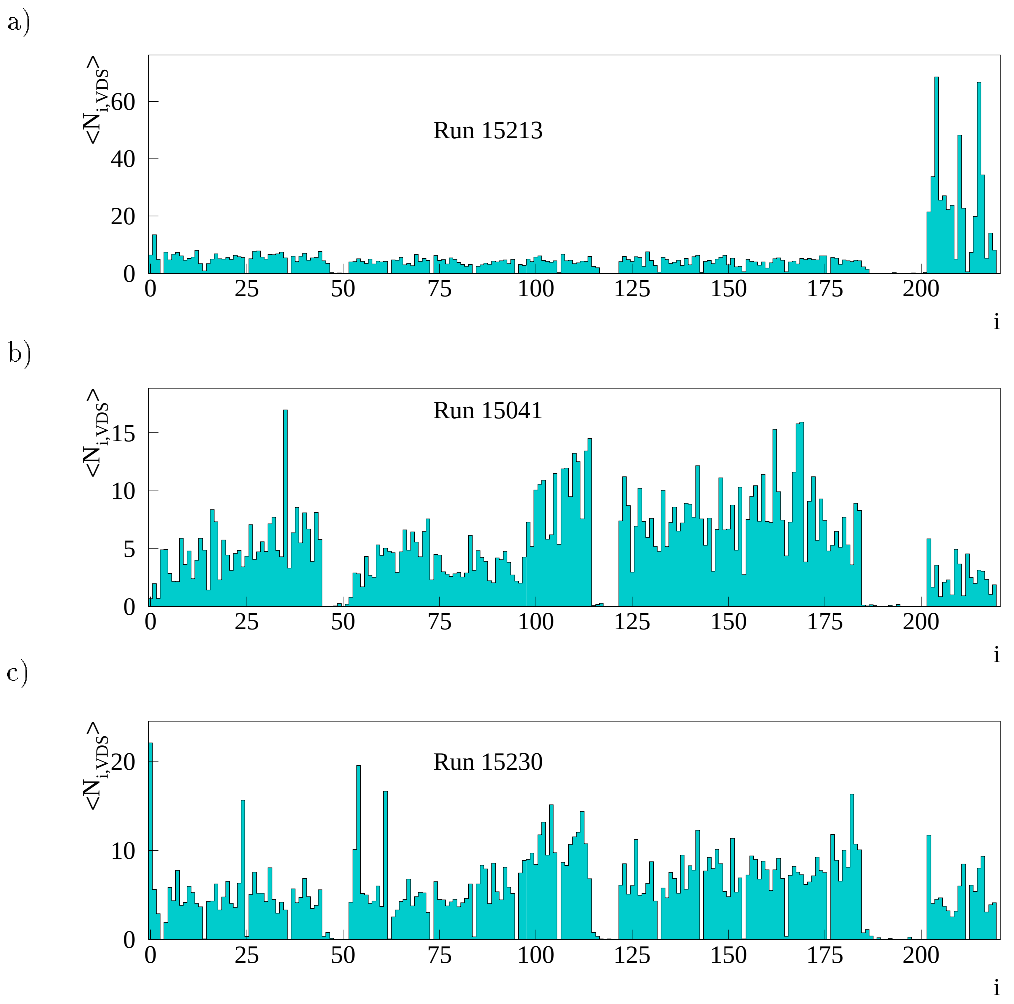


Abbildung 3.2: Die mittlere Anzahl von rekonstruierten Spursegmenten im VDS $< N_{i,VDS} >$ ist für die Ereignisse aus den Wechselwirkungen der verschiedenen Protonenbündel i gegen i aufgetragen. In a) ist die Verteilung in Run 15213 dargestellt, in b) die Verteilung in Run 15041 und in c) die Verteilung in Run 15230.

Coasting beam Zunächst wird der Anteil A_{CB} des *coasting beam* bestimmt. Er kann durch rekonstruierte Wechselwirkungen in Zeitfenstern, die nominell leeren Plätzen des Protonenstrahls zugeordnet werden, festgestellt werden. Der Anteil des *coasting beam* wird hier in folgender Art definiert:

$$A_{CB} = \frac{N_{CB}}{N_{BX}} \tag{3.1}$$

$N_{CB} = \sum_i < N_{i,VDS} >$, i wird über die nominell ungefüllten Plätze des Protonenstrahls summiert

$N_{BX} = \sum_i < N_{i,VDS} >$, i wird über alle Plätze des Protonenstrahls summiert.

In Abbildung 3.3 a) ist der Anteil A_{CB} am Protonenstrahl während der Aufzeichung der hier betrachteten 45 Runs aufgetragen. Die Größe A_{CB} wird auch unter Verwendung der mittleren Anzahl von Clustern im ECAL $< N_{ECAL} >$ anstelle der mittleren Anzahl der Spursegmente im VDS $< N_{VDS} >$ berechnet, um festzustellen, ob lediglich Beeinträchtigungen der Auslese von Signalen im VDS zu den beobachteten Verteilungen führen. Die mit den Spursegmenten im VDS berechnete Größe A_{CB} wird im Folgenden als $A_{CB}(VDS)$ bezeichnet und die mit den im ECAL rekonstruierten Clustern berechnete Größe mit $A_{CB}(ECAL)$. In Abbildung 3.3 b) ist die Verteilung von $A_{CB}(ECAL)$ dargestellt und in Abbildung 3.3 c) ist $A_{CB}(ECAL)$ gegen $A_{CB}(VDS)$ aufgetragen. Ein großer Anteil an *coasting beam* kann die Rekonstruktion des J/ψ-Signals beeinflussen. Der *coasting beam* kann durch Wechselwirkungen, die nicht in den erwarteten Zeitfenstern stattfinden, Signale erzeugen, welche die Rekonstruktion der durch die Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons hervorgerufenen Signale beeinflussen. Zusätzlich wird in der in dieser Arbeit verwendeten Bestimmung der Luminosität ein Anteil an *coasting beam* nicht berücksichtigt. Daher werden die beiden Runs, in denen ein überdurchschnittlich hoher Wert von A_{CB} von $A_{CB}(VDS/ECAL) > 0,012$ festgestellt wurde, für die Untersuchungen zur Rekonstruktion eines J/ψ-Signals und für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes als ungeeignet betrachtet. Dieses sind die Runs 15041 und 15044, die auch in den Tabellen 3.1 bis 3.3 entsprechend markiert sind. Im zeitlichen Rahmen der Arbeit war eine detaillierte Simulation des Anteils an *coasting beam* nicht möglich. Es wird angenommen, dass der Einfluss des *coasting beam* in den verbleibenden Runs gegenüber den Unsicherheiten, die in der vorgestellten Analyse betrachtet werden, vernachlässigbar klein ist.

Gleichmäßigkeit der Wechselwirkungsrate Als Maß der Gleichmäßigkeit der Verteilung der Wechselwirkungsrate wird die Variable W_{VDS} berechnet, die folgendermaßen definiert wird:

$$W_{VDS} = \frac{(\sum_i < N_{i,VDS} >)^2}{\sum_i < N_{i,VDS} >^2} \tag{3.2}$$

Dabei wird über alle nominell gefüllten Protonenplätze i summiert. Bei einer gleichmäßigen Verteilung der Beiträge der Wechselwirkungen der einzelnen Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate wird ein Wert von $W_{VDS} = N_{BX}$ erwartet, wobei $N_{BX} = 180$ die Anzahl der nominell gefüllten Protonenplätze ist. Trägt im Wesentlichen ein einziges Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate bei, wird ein Wert von $W_{VDS} = 1$ erwartet.

Die Verteilung von W_{VDS} für die betrachteten 45 Runs ist in Abbildung 3.3 d) dargestellt. In Abbildung 3.3 e) ist die Verteilung von W_{ECAL} dargestellt, das entsprechend zu W_{VDS} in Gleichung 3.2 berechnet wird. Anstelle der mittleren Anzahl von Spursegmenten, die im VDS rekonstruiert wurden, wird dabei die mittlere Anzahl der Cluster, die im ECAL rekonstruiert wurden, verwendet. In Abbildung 3.3 f) ist W_{VDS} gegen W_{ECAL} aufgetragen, wobei ein linearer Zusammenhang zwischen den beiden Variablen zu erkennen ist. Die Runs mit kleinen Werten von W_{VDS} und W_{ECAL} wurden während einer sehr ungleichmäßigen Verteilung der Wechselwirkungsrate aufgezeichnet, wodurch zum einen der Untergrundanteil in den Ereignissen erheblich beeinflusst und zum anderen auch die Luminositätsbestimmung beeinträchtigt ist, die von einer Gleichverteilung der Beiträge der einzelnen Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate ausgeht. Daher werden die Runs mit unterdurchschnittlich kleinen

Werten von W_{VDS} und W_{ECAL} für die Rekonstruktions des J/ψ-Signals und für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes nicht verwendet. Alle Runs, für die sowohl $W_{VDS} < 140$ als auch $W_{ECAL} < 140$ bestimmt wurde, werden in der Analyse der hier vorgestellten Arbeit nicht betrachtet und besitzen in den Tabellen 3.1 bis 3.3 eine Markierung, dass eine ungleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungsrate festgestellt wurde. Dieses sind die Runs 15040, 15041, 15112, 15116, 15117, 15167, 15188, 15190, 15211, 15213 und 15214. Im zeitlichen Rahmen der Arbeit war eine detaillierte Simulation der unregelmäßigen Verteilung der Wechselwirkungsrate nicht möglich. Es wird auch hierbei angenommen, dass der Einfluss dieser Unregelmäßigkeit bei den verbleibenden Runs gegenüber den Unsicherheiten, die in der vorgestellten Analyse betrachtet werden, vernachlässigbar klein ist.

In einigen der Runs wurde eine ungleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungsrate bereits von der zweiten Triggerstufe berücksichtigt. Sobald ein unverhältnismäßig hoher Anteil der Wechselwirkungen einzelner Protonenbündel mit dem Target an der Wechselwirkungsrate festgestellt wurde, wurden die Ereignisse, die den Wechselwirkungen dieser Protonenbündel zugeordnet wurden, in der zweiten Triggerstufe aussortiert. Diese Korrektur wurde bei der Luminositätsbestimmung dieser Analyse noch nicht berücksichtigt. Dadurch sind für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes auch solche Runs nicht verwendbar, in denen eine derartige Korrektur in der zweiten Triggerstufe durchgeführt wurde. Für die Runs wird daher geprüft, ob Ereignisse, die den Wechselwirkungen bestimmter Protonenbündel zugeordnet waren, im Trigger aussortiert wurden. Dazu wird für die Ereignisse von nominell gefüllten Protonenplätzen die mittlere Anzahl von rekonstruierten Spursegmenten im VDS pro Ereignis in den durch den Trigger selektierten Ereignissen betrachtet. Für aussortierte Protonenbündel wird erwartet, dass $< N_{i,VDS} >$ den Wert Null besitzt, woran diese Protonenbündel hier identifiziert wurden. Dabei werden lediglich bei Run 15117 und Run 15214 von der zweiten Triggerstufe ignorierte Protonenbündel festgestellt. Auch diese Runs werden damit als ungeeignet für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes in der in dieser Analyse durchgeführten Methode klassifiziert. Sie werden in der hier vorgestellten Analyse nicht betrachtet und besitzen in den Tabellen 3.1 bis 3.3 eine Markierung, dass einzelne Protonenbündel vom SLT ignoriert wurden.

Ausfälle im ECAL

Etwaige Ausfälle und Instabilitäten der Auslesekanäle im ECAL können die Rekonstruktionsmöglichkeiten von Signalen beeinträchtigen, die durch die Wechselwirkungen der Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons im ECAL hervorgerufen werden. Diese Beeinträchtigungen betreffen sowohl die Signale, die durch die Zerfallselektronen selbst hervorgerufen werden, als auch die Signale, die durch die von den Zerfallselektronen ausgesandten Bremsstrahlungsphotonen hervorgerufen werden. Dadurch hängt die Größe der Rekonstruktionseffizienz für ein in Elektronen zerfallenes J/ψ-Meson erheblich von der Zuverlässigkeit der Auslesekanälen im ECAL ab. Aus diesem Grund werden hier die Ausfälle von Auslesekanälen im ECAL geprüft und als Maß der Instabilität die Unterschiede in der Größe der Ausfälle zwischen den Runs betrachtet.

Ein Teil des ECAL war während der hier betrachteten Datennahmeperiode noch nicht

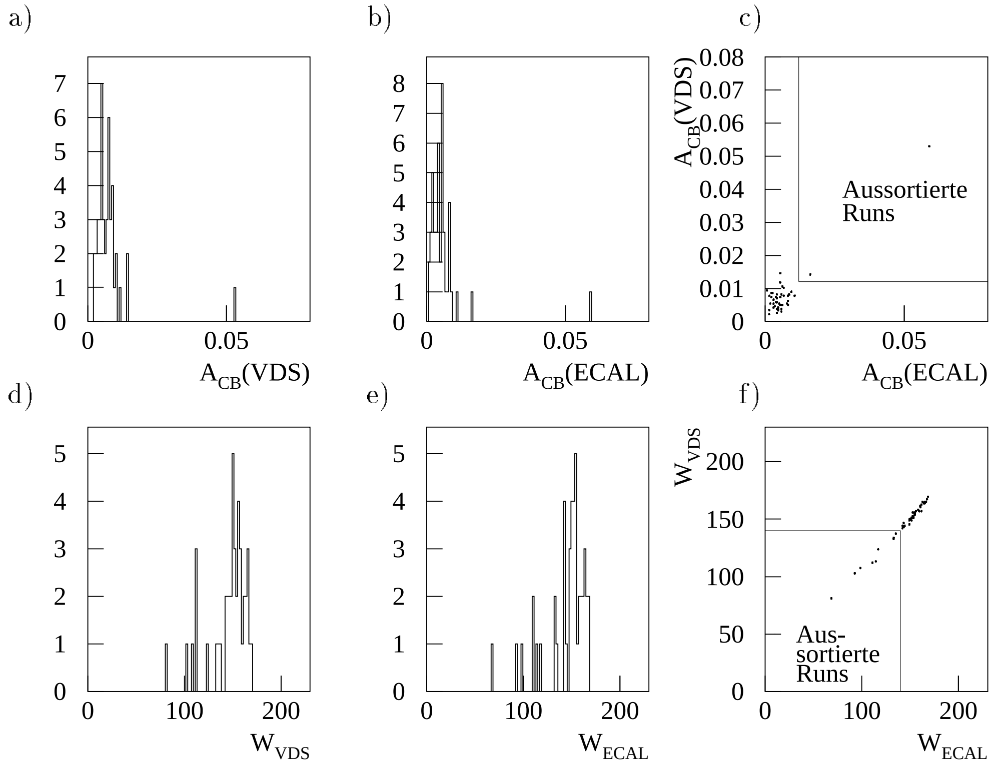


Abbildung 3.3: In a) und b) ist der gemäß der im Text beschriebenen Methode bestimmte Anteil des *coasting beam* $A_{CB}(VDS)$ und $A_{CB}(VDS)$ am Protonenstrahl während der Aufzeichnung der hier betrachteten Datensätze dargestellt. In c) ist $A_{CB}(VDS)$ gegen $A_{CB}(VDS)$ aufgetragen. Die Runs, die in dieser Darstellung zu Einträgen oberhalb der eingezeichneten Grenzen gehören, wurden als ungeeignet für eine Verwendung bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes klassifiziert. In d) und e) sind die im Text beschriebenen Variablen W_{VDS} und W_{ECAL} dargestellt, die ein Maß für die Gleichmäßigkeit der Wechselwirkungsrate darstellen. In f) ist W_{VDS} gegen W_{ECAL} aufgetragen. Die Runs, die in dieser Darstellung zu Einträgen unterhalb der eingezeichneten Grenzen gehören, wurden als ungeeignet für eine Verwendung bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes klassifiziert.

mit der notwendigen Elektronik zur Nutzung in der Triggervorstufe ausgestattet und konnte damit auch nicht zur Selektion der Zerfallselektronen des J/ψ beitragen. Da der komplette äußere Teil des ECAL noch nicht von der Triggervorstufe verwendet werden konnte, werden hier nur der mittlere und innere Teil des ECAL betrachtet.

Die Funktionsfähigkeit einer Zelle im ECAL wird für die einzelnen Runs anhand der Anzahl der Cluster bestimmt, deren Zentrum an der Position dieser Zelle rekonstruiert wurden. Die Anzahl dieser Cluster wird mit der erwarteten Anzahl an dieser Position verglichen. Bei erheblichen Unterschieden zwischen der Erwartung und der tatsächlichen Messung wird eine Zelle als defekt markiert. Die Methode zur Identifikation von defekten Zellen wird im Folgenden detailliert vorgestellt.

Da die Sensitivität der Auslesekanäle sowie die Erkennung von defekten Regionen während der Datennahme noch nicht optimiert war, waren während der Datennahme zum Teil andere Bereiche des ECAL nicht nutzbar als bei der nachträglichen ersten Iteration der Rekonstruktion. Daher wird im Folgenden sowohl aus der Belegung des ECAL mit den während der Datennahme rekonstruierten Clustern als auch aus der Belegung mit den in der ersten Rekonstruktionsiteration rekonstruierten Clustern eine Identifikation von defekten Bereichen durchgeführt.

Der innere und der mittlere Bereich des ECAL werden separat auf Histogramme abgebildet, die in Einheiten der Zellgröße des jeweiligen Bereichs eingeteilt sind. Jedes Bin des Histogramms ist damit einer bestimmten Zelle zugeordnet. In jedes Bin wird die Anzahl der Cluster eingetragen, deren Zentren an der Position der diesem Bin zugeordneten Zelle rekonstruiert wurden. Um ein einheitliches Maß zu erhalten, anhand dessen bestimmt werden kann, ob die einzelnen Bins der Histogramme eine der Erwartung entsprechende Belegung aufweisen, wird eine Normierung durchgeführt. Im ECAL wird eine Belegung erwartet, die mit dem Abstand zur Strahlachse r näherungsweise in der Form $\propto 1/r^2$ abnimmt. Wird jedes Bin mit r^2 gewichtet, ist demnach eine gleichmäßige Verteilung in den Histogrammen zu erwarten. Durch das Magnetfeld wird diese Verteilung verformt. Für eine Korrektur des Effektes des Magnetfeldes wird jedes Bin mit einem korrigierenden Faktor W_{occ} gewichtet. Dieser Faktor wird so gewählt, dass er der Korrektur entspricht, die in der Triggervorstufe für die Anforderung an die transversale Energie eines Clusters vorgesehen ist (siehe Gleichung 2.4). In die Korrektur der Anforderung der Triggervorstufe an die transversale Energie geht dabei folgende Ersetzung des Abstandes zur Strahlachse ein: $1/r \rightarrow (1/\sqrt{x^2+y^2} + 1/\sqrt{x^2+|y|^3})$. Mit dieser Ersetzung wird das Gewicht r^2 zum korrigierten Gewicht W_{occ}:

$$W_{occ} = \left(\frac{1}{\sqrt{x^2+y^2}} + \frac{1}{\sqrt{\mathrm{x}^2+|\mathrm{y}|^3}} \right)^{-2} \tag{3.3}$$

Die gewichteten Histogramme werden anschließend normiert, um für alle Runs vergleichbare Histogramme zu erhalten. Zu diesem Zweck wird der Inhalt jedes Bins durch die Anzahl der verwendeten Ereignisse geteilt, so dass sich der Inhalt eines Bins N_{bin} insgesamt folgendermaßen berechnet:

$$N_{bin} = \frac{N_0 \, W_{occ}}{N_{ges}} \tag{3.4}$$

N_0 ist die ursprüngliche Anzahl von Einträgen in einem Bin und N_{ges} die Anzahl der verwendeten Ereignisse. Typische Verteilungen von N_{bin} sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Dabei werden sowohl die Verteilungen gezeigt, bei denen für die Bestimmung von N_{bin} die Cluster verwendet wurden, die während der Datennahme rekonstruiert wurden, als auch die Verteilungen, bei denen für die Bestimmung von N_{bin} die Cluster verwendet wurden, die beim nachträglichen Reprozessieren der Daten rekonstruiert wurden. In Abbildung 3.4 a) ist die Verteilung von N_{bin} für den inneren Bereich des ECAL dargestellt, wobei für die Bestimmung von N_{bin} die Cluster verwendet wurden, die während der Datennahme rekonstruiert

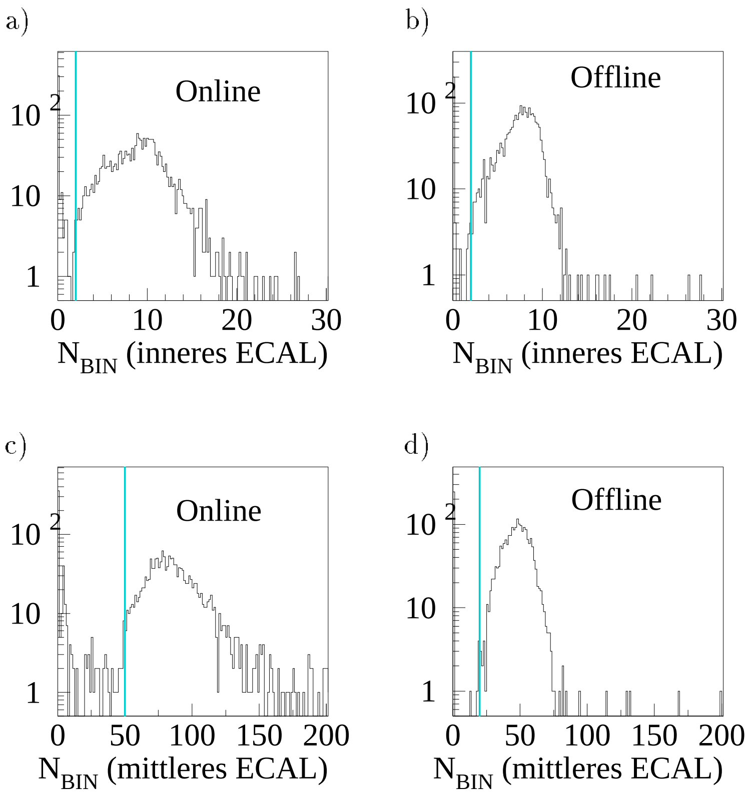


Abbildung 3.4: Die Verteilungen der im Text erklärten gewichteten und normierten Einträge N_{bin} der Belegungshistogramme in den verschiedenen Bereichen des ECAL ist dargestellt. Die in a) dargestellte Verteilung wurde aus den Belegungshistogrammen des inneren ECAL bestimmt, wobei für die Berechnung von N_{bin} die während der Datennahme rekonstruierten Cluster verwendet wurden. In b) ist die Verteilung von N_{bin} dargestellt, wobei für die Berechnung von N_{bin} die in der ersten Iteration des Reprozessierens rekonstruierten Cluster verwendet wurden. Die eingezeichneten Linien zeigen die Begrenzungen zur Identifikation von unterdurchschnittlich belegten Bins in den Belegungshistogrammen. In c) und d) sind die a) und b) entsprechenden Verteilungen für den mittleren Bereich des ECAL dargestellt.

wurden. In Abbildung 3.4 b) ist die Verteilung von N_{bin} für den inneren Bereich des ECAL dargestellt, wobei für die Bestimmung von N_{bin} die Cluster verwendet wurden, die beim nachträglichen Reprozessieren rekonstruiert wurden. In Abbildung 3.4 c) und d) sind die entsprechenden Verteilungen von N_{bin} für den mittleren Bereich des ECAL dargestellt. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Verteilung von N_{bin} sehr breit ist. Dieses ist zum Einen darauf zurückzuführen, dass lediglich eine Näherung zur Korrektur des Einflusses des Magnetfeldes verwendet wurde und zum Anderen darauf, dass während der Datennahme zur Rekonstruktion von Clustern eine noch nicht optimale Annahme für die Sensitivität der Zellen verwendet wurde, so dass ein großer Untergrund durch Rauschen enthalten ist. Die defekten

Zellen führen zu der Anhäufung der Verteilung von N_{bin} nahe bei Null. Durch die breite Verteilung von N_{bin} für die Bins, die eine normale Belegung aufweisen, ist die Identifikation von Bins, die unterdurchschnittlich belegt sind, erschwert. Die Bins der Belegungshistogramme, deren Eintrag N_{bin} kleiner als die in der Abbildung eingezeichnete Grenze ist, werden als unterdurchschnittlich belegt betrachtet und im Belegungshistogramm als leer markiert. Es ist dabei zum einen möglich, dass durch die gewählte Grenze unterdurchschnittlich belegte Zellen nicht identifiziert werden und zum anderen, dass auch durchschnittlich belegte Zellen als defekt betrachtet werden. Daher wird die Grenze d für die folgende Untersuchung bei den Belegungshistogrammen für das innere ECAL im Bereich $2 < d < 3$ variiert und bei den Belegungshistogrammen für das mittlere ECAL im Bereich $50 < d < 70$ bzw. $20 < d < 30$ für die Histogramme nach der ersten Rekonstruktion variiert.

Zusätzlich zu den mit dem eben beschriebenen Verfahren als defekt identifizierten Bereichen des ECAL werden auch die an diese Bereiche angrenzenden Regionen als defekt markiert, da in diesen Bereichen die Messung der Energie durch die benachbarten Ausfälle unvollständig sein kann. Dazu werden in den Belegungshistogrammen Bins als leer markiert, bei denen mehr als ein direktes Nachbarbin leer ist.

Die Zellen, die leeren Bins zugeordnet sind, werden als defekt betrachtet. Der Anteil ϵ an Zellen, die als funktionierend betrachtet werden, berechnet sich dann folgendermaßen:

$$\epsilon = \frac{N_{gefüllt}}{N_{ges}} \tag{3.5}$$

Dabei ist $N_{gefüllt}$ die Anzahl der gefüllten Bins, die einer Zelle im jeweiligen Bereich des ECAL zugeordnet sind und N_{ges} die Anzahl aller Bins, die einer Zelle im jeweiligen Bereich des ECAL zugeordnet sind. In Abbildung 3.5 ist der Anteil an gefüllten Bins ϵ in Abhängigkeit der Runs in chronologischer Reihenfolge dargestellt. Für die Darstellung wurde die Begrenzung $d = 2$ für den inneren Bereich des ECAL und $d = 50$ für den mittleren Bereich des ECAL gewählt. Bei der Variation von d zu höheren Werten verringert sich der absolute Wert von ϵ in der Darstellung, aber die in der Abbildung beobachtbaren relativen Veränderungen von ϵ sind dieselben.

Der Anteil ϵ an defekten Zellen im ECAL ist in den betrachteten Datennahmeperiode weder im mittleren noch im inneren ECAL dauerhaft konstant, wobei die einzelnen Datennahmeperioden sehr unterschiedliche Variationen zeigen. In der ersten Datennahmeperiode ist der Anteil ϵ im inneren ECAL konstant, bis auf eine sprunghafte Verringerung nach der ersten Hälfte dieser Datennahmeperiode. Der Anteil ϵ im mittleren ECAL ist in der ersten Hälfte der Datennahmeperiode sehr stark variierend, danach zwar sehr niedrig, aber konstant. In der zweiten Datennahmeperiode steigt ϵ im inneren Bereich des ECAL mit der Zeit, wobei keine großen, sprunghaften Veränderungen von ϵ zwischen benachbarten Runs zu sehen sind. Für den mittleren Bereich des ECAL ist in derselben Datennahmeperiode die gleiche Tendenz zu beobachten, lediglich bei den letzten beiden Runs ist eine Abnahme von ϵ zu beobachten. In der letzten Datennahmeperiode ist für einen vereinzelten Run eine erhebliche Verrringerung von ϵ sowohl für den inneren als auch für den mittleren Bereich des ECAL zu erkennen, aber für die anderen Runs ist ϵ näherungsweise konstant.

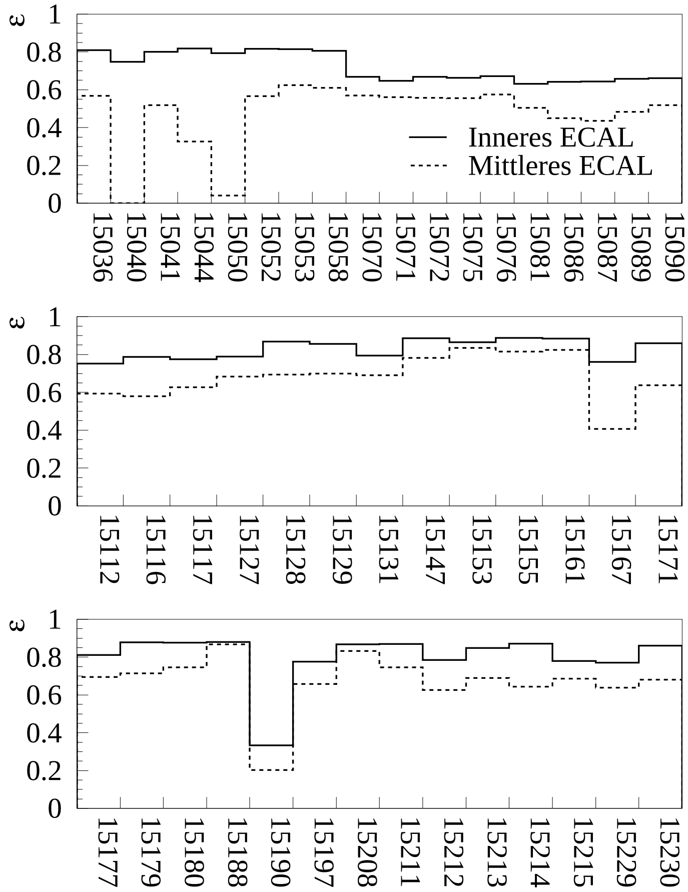


Abbildung 3.5: Der Anteil ϵ an funktionierenden Zellen im ECAL ist in Abhängigkeit der Runs dargestellt. Die durchgezogenen Linien geben ϵ im inneren Bereich des ECAL an, die gestrichelten Linien im mittleren Bereich des ECAL. Für die Darstellung in a) wurden die Runs der ersten Datennahmeperiode (siehe Tabelle 3.1) verwendet, in b) die Runs der zweiten Datennahmeperiode (siehe Tabelle 3.2) und in c) die Runs der dritten Datennahmeperiode (siehe Tabelle 3.3).

Die Rekonstruktionseffizienz im ECAL muss aufgrund der großen Variationen in der Anzahl der defekten Zellen für jeden Run einzeln betrachtet werden. Die Runs, in denen nicht mindestens 60% der Zellen sowohl im inneren als auch im mittleren Bereich des ECAL als funktionierend bestimmt wurden, erhielten in den Tabellen 3.1 bis 3.3 eine Markierung, dass im ECAL erhebliche Ausfälle vorlagen. Von den Untersuchungen zur Rekonstruktion eines J/ψ-Signals werden aufgrund dieser Betrachtungen keine Runs ausgeschlossen.

3.2 Monte Carlo Simulation

Für eine Analyse der aufgezeichneten Daten ist es notwendig, ein gutes Verständnis der Rekonstruktionseffizienz von Teilchenbahnen aus den im Detektor gemessenen Signalen zu haben. Dafür müssen die Einflüsse der geometrischen Konfiguration des Detektors, der Rekonstruktionsalgorithmen und der verwendeten Selektionskriterien bekannt sein. Zur Untersuchung dieser Einflüsse werden Ereignisse mit so genannten Monte Carlo Generatoren erzeugt und das Verhalten der in den Ereignissen enthaltenen Teilchen im Detektor sowie die Reaktion der Detektorkomponenten auf die sie durchquerenden Teilchen simuliert. Die simulierten Signale des Detektors werden den gleichen Rekonstruktions- und Selektionsalgorithmen unterworfen wie die Daten.

3.2.1 Ereignisgeneration

Für die Erzeugung von Ereignissen werden Monte Carlo Generatoren verwendet. Mit diesen wird aus den Vorhersagen der QCD und phänomenologischen Modellen der detaillierte Endzustand einer Reaktion berechnet.

Die Erzeugung der Ereignisse wird bei HERA-B durch zwei sich ergänzende Monte Carlo Generatoren durchgeführt, nämlich durch PYTHIA [Sjö95] und durch FRITIOF [Pi92].

PYTHIA kann im Gegensatz zu FRITIOF die Erzeugung von schweren Quarks darstellen, wobei nur die Wechselwirkung von zwei Nukleonen betrachtet wird. Bei der Kollision eines Protons mit einem Atomkern muss zusätzlich das nukleare Medium, in dem die Reaktion stattfindet, betrachtet werden. Zu diesem Zweck wird FRITIOF verwendet, durch den die Kollision von einem Nukleon und einem Kern beschrieben werden kann.

Im ersten Schritt der Simulation wird mit dem Generator PYTHIA die Erzeugung schwerer Quarks in der Wechselwirkung von einem Proton und einem Nukleon und die Hadronisierung der schweren Quarks simuliert. Die Energie der Hadronen, welche die schweren Quarks enthalten, und die Energie von stark mit diesen Hadronen korrelierten Teilchen werden anschließend von der Strahlenergie abgezogen. Im zweiten Schritt wird mit FRITIOF der Rest des Ereignisses erzeugt, indem einem Proton die reduzierte Strahlenergie zugeordnet wird und die Wechselwirkung dieses Protons mit einem Kern simuliert wird.

Als theoretische Grundlage für die Simulation von Ereignissen mit direkt produzierten J/ψ-Mesonen dient bei PYTHIA das CSM (siehe Abschnitt 1.2.3). Die divergenten Beiträge zur Streuamplitude bei kleinen Transversalimpulsen werden durch eine untere Begrenzung des Transversalimpulses der hart gestreuten Partonen entfernt. Für die Erzeugung der in dieser Analyse genutzten MC Datensätze wurde eine Begrenzung von 1 GeV/c verwendet.

Es ist nicht selbstverständlich, dass die Kinematik der J/ψ-Mesonen durch die Simulation angemessen beschrieben wird. Durch Unterschiede zwischen den MC Daten und Daten kann die Effizienzbestimmung beeinträchtigt werden. Aus diesem Grund wurden den einzelnen Ereignissen der MC Daten Gewichte zugeordnet, so dass die gewichteten Verteilungen der J/ψ-Mesonen in p_t und x_f mit bereits gemessenen Verteilungen übereinstimmen [IKL99]. Die Methode zur Bestimmung der Gewichte wird im Folgenden dargestellt.

Gewichtung der simulierten Ereignisse

Zum Vergleich der kinematischen Eigenschaften der simulierten J/ψ-Mesonen mit experimentellen Messungen der Kinematik wurden Ergebnisse vom FNAL verwendet, wo vom Experiment E789 an einem ruhenden Target in Proton-Gold-Kollisionen der Wirkungsquerschnitt der J/ψ Produktion bei einer Strahlenergie von 800 GeV/c gemessen wurde [Sch95]. Für den Vergleich wurde dieselbe Strahlenergie bei der Simulation verwendet.

Die in den MC Daten erhaltenen Verteilungen von x_f und p_t der J/ψ-Mesonen wurden mit Hilfe von Gewichten, welche den einzelnen Ereignissen zugeordnet wurden, an die von E789 gemessenen Verteilungen angepasst. Für die Bestimmung der Gewichte $W(p_t, x_f)$ wurden die MC Daten in verschiedenen Bins von p_t und x_f betrachtet. Es zeigte sich, dass die p_t-Verteilung näherungsweise unabhängig von der x_f-Verteilung ist, so dass sich das Gewicht faktorisieren ließ:

$$W(p_t, x_f) = W_{p_t}(p_t) \cdot W_{x_f}(x_f) \tag{3.6}$$

Die Gewichte ergaben sich aus der Anpassung einer Funktion an das Verhältnis der gemessenen und simulierten Verteilung:

$$W_u(u) = N_u \frac{f_{E789}(u)}{f_{MC}(u)} \tag{3.7}$$

$f_{MC}(u)$:Verteilung von u in den MC Daten
$f_{E789}(u)$:Von E789 gemessene Verteilung in u
u: Variable p_t oder x_f
N_u: Normierungskonstante

Die Gewichtungsfunktionen wurden so normiert, dass sich der totale Wirkungsquerschnitt nicht verändert. Die Normierung wurde aus folgender Beziehung berechnet:

$$\int_0^\infty dp_t^2 \int_{-1}^{+1} dx_f \frac{g(p_t, x_f)}{W(p_t, x_f)} = \int_0^\infty dp_t^2 \int_{-1}^{+1} dx_f g(p_t, x_f)$$

Dabei stellt $g(p_t, x_f)$ den differentiellen J/ψ-Wirkungsquerschnitt in p_t und x_f dar.

Die Gewichtung wurde auch für Daten überprüft, die mit 920 GeV/c Strahlenergie generiert wurden. Abbildung 3.6 zeigt im Vergleich die normierten Verteilungen in p_t und x_f für gewichtete und ungewichtete Ereignisse. Zusätzlich sind die von E789 an ihre Daten angepassten Funktionen eingezeichnet. Dabei zeigte sich, dass durch die Gewichtung eine gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und den von E789 gemessenen Verteilungen erreicht wurde. Trotz der höheren Strahlenergie von 920 GeV/c bei HERA-B gegenüber der Strahlenergie von 800 GeV/c bei E789 behalten die Verteilungen demnach ihre Form, so dass die gleichen Gewichtungsfunktionen verwendet werden können.

Bei der Verwendung der MC Daten muss berücksichtigt werden, dass die Anpassung an die experimentellen Ergebnisse nur in dem Phasenraum durchgeführt wurde, in welchem im Detektor von E789 J/ψ-Mesonen rekonstruiert werden konnten. Da E789 die J/ψ-Produktion

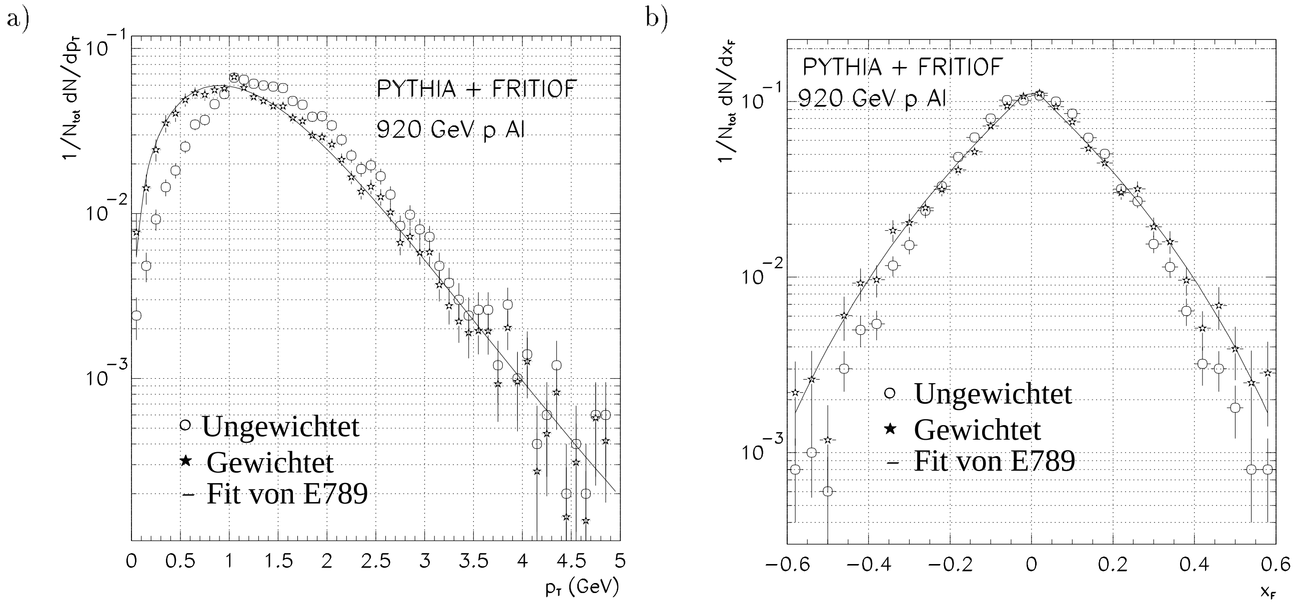


Abbildung 3.6: Die Verteilungen von a) p_t und b) x_f der J/ψ-Mesonen in den MC Daten sind gewichtet und ungewichtet dargestellt [IKL99]. Gleichzeitig sind die an Daten von E789 [Sch95] angepassten Funktionen eingezeichnet.

nur bei positiven Werten von x_f betrachten kann, wird in x_f eine zu Null hin symmetrische Verteilung angenommen und die Gewichtung entsprechend extrapoliert. Die Annahme einer symmetrischen Verteilung ist bei der direkten Produktion von J/ψ-Mesonen in Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen angemessen, während möglicherweise in Nukleon-Nukleus-Wechselwirkungen Effekte des nuklearen Mediums diese Symmetrie beeinträchtigen [Kni00a, MNR93]. Bei HERA-B schließt der Phasenraum von rekonstruierbaren J/ψ-Mesonen auch negative Werte von x_f ein.

3.2.2 Simulation des Detektors

Die Darstellung des Detektors sowie das Verhalten der simulierten Teilchen im Detektor und die Erzeugung der in den einzelnen Detektorkomponenten beobachtbaren Signale werden mit Hilfe des Programmpaketes GEANT durchgeführt. Das inhomogene Magnetfeld wird dabei anhand der Ergebnisse von Messungen simuliert [Spi96].

Für die Rekonstruktion der simulierten Signale werden dieselben Algorithmen wie für die Rekonstruktion der Daten genutzt. Die Selektion von Ereignissen durch die Triggervorstufe wurde durch ein Programm dargestellt [Fla01]. Für die Simulation des SLT wurde das Programm verwendet, welches auch während der Datennahme zur Selektion genutzt wurde.

Bei der Rekonstruktion der MC Daten wurde besonders darauf geachtet, dass die Rekonstruktion im VDS und im ECAL, welche für die in dieser Analyse betrachtete Rekonstruktion eines J/ψ-Signals wesentlich sind, in einer möglichst realistischen Effizienz und Präzision dargestellt wird.

Für jede Lage im VDS wurde aus im April 2000 aufgezeichneten Daten eine mittlere Effizienz bestimmt [Dre00]. Es wurde keine signifikante Veränderung dieser Effizienzen im Mai angenommen, so dass diese Effizienzen für die Simulation der im Mai aufgezeichneten Datensätze verwendet wurden.

Die Kalibration des ECAL wurde in der aus Kalibrationsdaten dieser Datennahmeperiode bestimmten Präzision simuliert. Dabei konnten bei der Bestimmung der Präzision lediglich die Bereiche des ECAL berücksichtigt werden, in welchen ein π^0-Signal rekonstruierbar war, da dieses zur Kalibration verwendet wird.

Die Sensitivität der einzelnen Kanäle des ECAL wurde aus den Daten des größten Runs der verwendeten Datensätze, Run 15230, bestimmt und in der Simulation verwendet.

Während der Datennahmeperiode, in welcher die in dieser Arbeit betrachteten Datensätze aufgezeichnet wurden, waren noch häufige Ausfälle von Auslesekanälen im ECAL und von Signalkanälen der Triggervorstufe zu beobachten. Für eine genaue Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz mit den MC Daten müssen diese Ausfälle in der Simulation berücksichtigt werden. Bei der Rekonstruktion der MC Daten wurde für das ECAL eine so genannte *Maske* benutzt, welche bewirkt, dass die defekten Bereiche bei der Rekonstruktion von Treffern nicht verwendet werden. Die Maske für das ECAL wurde aus den Daten von Run 15230 bestimmt. Da außer den in diesem Run ausgefallenen Kanälen in den anderen hier betrachteten Runs auch weitere Auslesekanäle ausfielen, wurden für die genaue Effizienzbestimmung noch nach der Rekonstruktion eigene Masken angewandt. Diese nachträgliche Maskierung wird im hier folgenden Abschnitt beschrieben.

Maskierung des ECAL

Die Rekonstruktionseffizienz für die Signale, welche durch die Wechselwirkungen der Zerfallselektronen eines J/ψ im ECAL hervorgerufen wurden, wird sowohl durch Ausfälle von Zellen des ECAL und durch Ausfälle von Signalkanälen der Triggervorstufe beeinträchtigt. Die Rekonstruktionseffizienz für die Signale, die durch die Wechselwirkungen von Bremsstrahlungsphotonen hervorgerufen wurden, wird nur durch die Ausfälle im ECAL beeinflusst, da Bremsstrahlungsphotonen in der Triggervorstufe nicht berücksichtigt wurden.

Es werden daher Masken sowohl für das ECAL als auch für die Signalkanäle der Triggervorstufe erstellt, in welchen die defekten Bereiche markiert sind. Diese Masken werden nachträglich in der Analyse der bereits rekonstruierten MC Daten verwendet, um die defekten Bereiche ausschließen zu können.

Die Ausfälle von Auslesekanälen im ECAL sowie die Ausfälle von Signalkanälen der Triggervorstufe werden aus einem Vergleich der Anzahl von rekonstruierten Clustern an den Positionen der einzelnen Zellen mit der Erwartung der Anzahl von Clustern identifiziert. Die Ausfälle werden für jeden Run einzeln bestimmt. Zur Bestimmung der Belegung der einzelnen Zellen wird jeweils ein gesamter Run verwendet, damit auch die Anzahl von Signalen in den einzelnen Signalkanälen der Triggervorstufe ausreichend groß ist, um die Unterscheidung von ausgefallenen Signalkanälen und Signalkanälen zu ermöglichen, welche durch statistische Fluktuationen unterdurchschnittlich belegt scheinen.

Die Identifikation von defekten Auslesekanälen im ECAL wird mit derselben Methode durchgeführt, welche bereits zur Prüfung der Ausfälle im ECAL in Abschnitt 3.1.3 verwendet wurde. Da während der Datennahme zum Teil andere Zellen in der Rekonstruktion von Clustern als defekt betrachtet wurden als bei der nachträglichen Rekonstruktion, müssen für jeden Run jeweils zwei Masken für das innere und das mittlere ECAL erstellt und kombiniert werden. Zusätzlich wird eine Maske der MC Daten erstellt, damit die in der Simulation bereits enthaltenen Ausfälle auch in den Daten berücksichtigt werden können.

Für die Identifikation der ausgefallenen Signalkanäle der Triggervorstufe kann nicht das gleiche Verfahren wie in Abschnitt 3.1.3 beschrieben verwendet werden. Die dort verwendete Gewichtung der Einträge des Belegungshistogramms führt für das Belegungshistogramm der Triggervorstufe nicht zu einheitlichen Einträgen in den Bins, da die Verteilung der Signale von Triggerkandidaten durch die Algorithmen der zweiten Triggervorstufe beeinflusst wird und dadurch die Belegung keine Verteilung $\propto \frac{1}{r^2}$ aufweist. In den Belegungshistogrammen der Triggervorstufe werden somit neben den leeren Bins nur die Bins, welche mehr als einen leeren direkten Nachbarn besitzen, als leer markiert.

Da bei der Erstellung der Masken keine ideale Unterscheidung von defekten und funktionierenden Bereichen durchgeführt werden konnte, enthalten die maskierten Bereiche möglicherweise auch funktionierende Bereiche. Damit die Daten den MC Daten trotzdem vergleichbar sind, werden die Masken bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes sowohl auf die Daten als auch auf die MC Daten angewandt.

3.2.3 Verwendete Monte Carlo Datensätze

Es wurden drei MC Datensätze mit jeweils geringfügigen Unterschieden in der Detektorkonfiguration zusammen genutzt, damit eine für die Analyse ausreichende Anzahl an simulierten Ereignissen verwendet werden konnte. Die jeweilige Anzahl an Ereignissen der Datensätze sowie die wesentlichen Unterschiede zwischen den verschiedenen Datensätzen sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst und werden im Folgenden dargestellt.

- **Verschiedene Effizienzen im VDS** Bei der Rekonstruktion der verschiedenen MC Datensätze wurden zwei unterschiedliche Sätze von Effizienzen für die Lagen des VDS verwendet. Beide stammen aus Untersuchungen an Daten vom April 2000, wobei der zweite Satz von Effizienzen mit einer verbesserten Methode bestimmt wurde [Dre00]. Der zweite Satz an Effizienzen stand erst nach der Rekonstruktion des ersten MC Datensatzes zur Verfügung.

- **Verschiebung von Lagen des VDS** In den ersten beiden MC Datensätzen sind einige Lagen des VDS um bis zu einem Zentimeter in z gegenüber der realen Position verschoben.

MC Datensatz	Anzahl der Ereignisse (ungewichtet)	Anzahl der Ereignisse (gewichtet)	Bemerkungen
1	71977	48726	VDS-Effizienz 1 verwendet VDS-Positionen verschoben Targetdraht bei -4,8 cm
2	44989	30271	VDS-Effizienz 2 verwendet VDS-Positionen verschoben Targetdraht bei -4,8 cm
3	148933	100496	VDS-Effizienz 2 verwendet Targetdraht bei -4,9 cm
Summe	265899	179493	

Tabelle 3.4: Übersicht der verwendeten Monte Carlo Datensätze

- **Verschiebung des Targetdrahtes** Die Position des Targetdrahtes ist im dritten und größten MC Datensatz um einen Millimeter gegenüber seiner Position in den anderen beiden Datensätzen verschoben. Diese Position entspricht der in den Daten bestimmten Position.

Alle drei Unterschiede sollten vor allem durch unterschiedliche Rekonstruktionseffizienzen von Spursegmenten im VDS sichtbar sein. Daher wird zum Vergleich in den drei Datensätzen jeweils die Effizienz ϵ_{el} für die Rekonstruktion eines Spursegmentes im VDS, welches der Bahn eines Zerfallselektrons zugeordnet werden kann, berechnet:

$$\epsilon_{el}(VDS) = \frac{N_{VDS,el}}{N_{el}} \tag{3.8}$$

Dabei stellt $N_{VDS,el}$ die Anzahl der Spursegmente dar, welche der Bahn eines Zerfallselektrons zugeordnet werden können, und N_{el} die Anzahl der generierten Zerfallselektronen.

Ebenso wird der Anteil ϵ_{jp} der J/ψ-Mesonen bestimmt, für welche den Bahnen beider Zerfallselektronen zugehörige Spursegmente im VDS rekonstruiert werden konnten:

$$\epsilon_{jp}(VDS) = \frac{N_{VDS,2el}}{N_{jp}} \tag{3.9}$$

Dabei ist $N_{VDS,2el}$ die Anzahl der Ereignisse, in denen den Bahnen beider Zerfallselektronen zugehörige Spursegmente im VDS rekonstruiert werden konnten. N_{jp} ist die Anzahl der generierten J/ψ-Mesonen.

In der hier vorgestellten Analyse ist vor allem die Rekonstruktion von Spursegmenten für Teilchen von Bedeutung, welche sowohl im VDS als auch im ECAL nachgewiesen werden können. Da die Verschiebung vom VDS und vom Target auch den Überlapp in der Akzeptanz des VDS und des ECAL verändern kann, wird auch die Rekonstruktionseffizienz der

	ϵ_{el}		ϵ_{jp}	
Datensatz	(VDS) [%]	(VDS+ECAL) [%]	(VDS) [%]	(VDS+ECAL) [%]
1	67,7±0,2	34,4±0,2	45,2±0,2	12,4±0,1
2	67,7±0,2	34,4±0,2	45,3±0,3	12,6±0,1
3	67,6±0,1	33,9±0,1	45,4±0,2	12,0±0,1

Tabelle 3.5: Für die verschiedenen MC Datensätze sind die Effizienzen für den Nachweis der Zerfallselektronen im VDS und für den Nachweis sowohl im VDS als auch im ECAL dargestellt.

Spursegmente im VDS für Zerfallselektronen geprüft, welche sowohl im VDS als auch im ECAL nachgewiesen werden können. Dabei wird als Nachweis im ECAL ein Cluster mit $E_t > 1$ GeV akzeptiert, welches den Signalen zugeordnet werden kann, die durch ein Zerfallselektron hervorgerufen wurden. Die Anforderung an E_t entspricht der Triggeranforderung der zweiten Triggerstufe. Diese Effizienzen $\epsilon_{el}(VDS + ECAL)$ bzw. $\epsilon_{jp}(VDS + ECAL)$ werden entsprechend zu den Gleichungen 3.8 und 3.9 berechnet. Anstelle der Anzahl der Ereignisse, in welchen für die Zerfallselektronen Spursegmente im VDS rekonstruiert wurden, wird die Anzahl der Ereignisse verwendet, in welchen für die Zerfallselektronen zusätzlich zu den Spursegmenten im VDS auch ein Cluster mit $E_t > 1$ GeV im ECAL rekonstruiert werden konnte.

Die Ergebnisse der Effizienzbestimmung sind in Tabelle 3.5 zusammengefasst. Die beschriebenen Unterschiede der MC Datensätze führen in der Rekonstruktionseffizienz für die den Bahnen der Zerfallselektronen zugeordneten Spursegmente im VDS zu keinen auffälligen Unterschieden. In den Effizienzen $\epsilon_{el}(VDS + ECAL)$ und $\epsilon_{jp}(VDS + ECAL)$ ist ein geringer Unterschied zwischen den Datensätzen sichtbar. Der Unterschied zwischen dem im dritten MC Datensatz bestimmten $\epsilon_{jp}(VDS + ECAL)$ und dem im ersten oder zweiten Datensatz bestimmten $\epsilon_{jp}(VDS + ECAL)$ wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes im systematischen Fehler berücksichtigt.

Da in den Daten die Ereignisse mit J/ψ-Mesonen gleichzeitig auch Teilchen aus überlagerten inelastischen Wechselwirkungen enthalten können, wurden bei der Rekonstruktion der simulierten J/ψ-Ereignisse simulierte inelastische Ereignisse überlagert. Dadurch soll die Belegung des Detektors möglichst realistisch abgebildet werden, so dass die Rekonstruktionsalgorithmen bei den MC Daten denselben Bedingungen unterliegen wie bei den Daten. Bei einer mittleren Wechselwirkungsrate von $R_{BX} = 8,5$ MHz wird näherungsweise poissonverteilt eine mittlere Anzahl von einer Wechselwirkung pro Ereignis erreicht. Die Wechselwirkungsrate von 5 MHz entspricht damit einer mittleren Anzahl von $\frac{5\ \mathrm{MHz}}{R_{BX}} = 0,6$ Wechselwirkungen pro Ereignis. In der Simulation wird jeweils ein J/ψ-Ereignis mit inelastischen Ereignissen überlagert, deren Anzahl poissonverteilt mit einem Mittelwert von 0,5 ist. Bei dieser Wahl sollte die Belegung des Detektors in den MC Daten gegenüber den Daten etwas größer, aber vergleichbar sein.

3.3 Spurrekonstruktion

Aus den im Detektor gemessenen Signalen werden Spuren rekonstruiert, welche die Bahnen von Teilchen darstellen sollen, die den Detektor durchquert haben. Die Bahn eines Teilchens kann dabei durch fünf Parameter beschrieben werden, welche die Position, die Richtung und die Energie des Teilchens in Abhängigkeit von z angeben. Die Spurparameter werden üblicherweise bei dem kleinsten Wert von z angegeben, an dem der Spur zugeordnete Signale rekonstruiert wurden. Die Richtung wird in den Parametern tx und ty ausgedrückt:

$$tx = \frac{p_x}{p_z} \tag{3.10}$$

$$ty = \frac{p_y}{p_z} \tag{3.11}$$

Dabei sind p_x, p_y und p_z die Impulskomponenten in x-, y- und z-Richtung. In einigen Darstellungen ist es nützlich, zur Beschreibung auch den Azimutalwinkel φ sowie den Polarwinkel θ zu verwenden.

Bei der hier vorgestellten Analyse werden Spuren aus Kombinationen von im VDS rekonstruierten Spursegmenten mit im ECAL gemessenen Clustern gebildet, da während der hier betrachteten Datennahmeperiode in den Spurkammern noch keine hinreichende Akzeptanz vorhanden war. Die im RICH rekonstruierten Ringe werden lediglich zur Bestätigung der Kombinationen verwendet. Die Impulse der Spuren werden aus der Ablenkung im Magneten bestimmt, wobei ausschließlich die Information der Spursegmente im VDS sowie der Cluster im ECAL verwendet wird. Mit Hilfe der in den äußeren Spurkammern rekonstruierten Spursegmente konnte zum Zeitpunkt dieser Analyse noch keine Verbesserung in der Impulsauflösung erzielt werden, so dass sie ebenfalls nur zur Bestätigung der Spurkandidaten verwendet werden konnten.

Die Spuren werden aus Spursegmenten im VDS und Clustern im ECAL gebildet, die mit großer Wahrscheinlichkeit aus Signalen rekonstruiert wurden, die durch die Wechselwirkungen desselben Teilchens hervorgerufen wurden. Bei der Rekonstruktion von Spuren, welche die Bahnen von Elektronen beschreiben, ist zu berücksichtigen, dass Elektronen auf ihrem Weg durch den Detektor in einigen Fällen Bremsstrahlungsphotonen aussenden, durch die im ECAL ebenfalls Signale hervorgerufen werden können. Dadurch kann die Energie der Elektronen nur dann vollständig rekonstruiert werden, sofern auch die Signale der Bremsstrahlung rekonstruiert und korrekt zugeordnet werden.

Die Zuordnung von Spursegmenten im VDS zu Clustern im ECAL wird im Folgenden dargestellt. Zunächst wird in Abschnitt 3.3.1 die Zuordnung von Spursegmenten im VDS zu Clustern im ECAL unter der Annahme beschrieben, dass die Spursegmente und Cluster aus Signalen rekonstruiert wurden, die durch dasselbe Teilchen hervorgerufen wurden. Anschließend wird in Abschnitt 3.3.2 die Zuordnung von Spursegmenten im VDS zu Clustern im ECAL unter der Annahme beschrieben, dass die Spursegmente aus Signalen rekonstruiert wurden, die durch Elektronen hervorgerufen wurden, und dass die Cluster im ECAL aus Signalen rekonstruiert wurden, die durch Bremsstrahlungsphotonen dieser Elektronen hervorgerufen wurden. Im dann folgenden Abschnitt 3.3.3 werden anhand der Zuordnung von rekonstruierter Bremsstrahlung Spursegmente im VDS und Cluster im ECAL identifiziert, die mit großer Wahrscheinlichkeit zu durch Elektronen erzeugten Signalen gehören. An diesen Spursegmenten und Clustern wird untersucht, in welcher Weise die Standard-Spurselektion speziell für die Spurrekonstruktion von Elektronen optimierbar ist.

3.3.1 Spurselektion

In dieser Analyse ist die Rekonstruktion von Spuren von Interesse, welche die Bahnen der Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons beschreiben. Da durch den Trigger bereits eine bestimmte Selektion von Ereignissen durchgeführt wurde, ist vor allem die Spurrekonstruktion für solche Zerfallselektronen wichtig, durch deren Wechselwirkungen im Detektor Signale hervorgerufen wurden, so dass die Anforderungen des Triggers erfüllt wurden.

Der äußere Bereich des ECAL wurde bei der Datennahme noch nicht in der Triggervorstufe benutzt, weshalb auch bei der hier vorgestellten Spurrekonstruktion lediglich der innere und der mittlere Bereich des ECAL betrachtet werden. Im Trigger bestand die Anforderung $E_t > 1$ GeV an die transversale Energie E_t der Cluster. Daher werden in dieser Spurrekonstruktion nur Cluster im ECAL mit $E_t > 1$ GeV verwendet.

Bei der Rekonstruktion eines Spursegmentes im VDS kann keine genaue Information über den Impuls des dazugehörigen Teilchens gewonnen werden, so dass eine komplette Extrapolation der Spur zur Ebene des ECAL durch das Magnetfeld nicht möglich ist. Das Spursegment wird daher nur in der y-z-Ebene, in welcher der Einfluss des Magnetfeldes vernachlässigbar ist, bis zur Ebene des ECAL geradlinig verlängert. In dieser Projektion wird der Abstand in y des Auftreffpunktes zu allen im ECAL rekonstruierten Clustern betrachtet. Da einige Teilchen durch ihre Wechselwirkungen sowohl im VDS als auch im ECAL Signale hervorgerufen haben, sind die VDS-Spursegmente und die im ECAL-Cluster zum Teil korreliert. Die Verteilung des Abstandes Δy sollte demnach für die korrelierten Spursegmente und Cluster eine Anhäufung um Null herum aufweisen. Damit zusammengehörige Kombinationen bevorzugt selektiert werden, wird eine Kombination als Spurkandidat nur akzeptiert, wenn der Betrag des Abstandes Δy kleiner als ein bestimmter Maximalwert ist. In Abbildung 3.7 ist die Verteilung von Δy für alle Kombinationen von Spursegmenten im VDS und Clustern mit $E_t > 1$ GeV im ECAL dargestellt. Dabei werden die Bereiche des ECAL separat betrachtet. In Abbildung 3.7 a) ist die Verteilung von Δy im inneren Bereich des ECAL dargestellt, in 3.7 b) die Verteilung von Δy im mittleren Bereich des ECAL. Die erwartete Anhäufung der Verteilung um Null herum, die durch die korrelierten Signale zustande kommt, ist sichtbar. Für die Abbildung wurden Daten aus dem Run 15230 verwendet, in den Datensätzen anderer Runs wurden keine signifikanten Unterschiede in den Verteilungen beobachtet.

In der Standardrekonstruktion von HERA-B wurde eine Spur aus einem Spursegment im VDS und einem Cluster im ECAL gebildet, wenn der für diese Kombination berechnete Abstand in y im ECAL die Bedingung erfüllte: $|\Delta y| < 2,5$ cm. Diese Begrenzung ist in der Abbildung eingezeichnet. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass mit dieser Begrenzung auch viele Spursegmente und Cluster, die nicht korreliert sind, zu einer Spur kombiniert werden. Gleichzeitig ist aus der Abbildung ersichtlich, dass für die verschiedenen Bereiche des ECAL

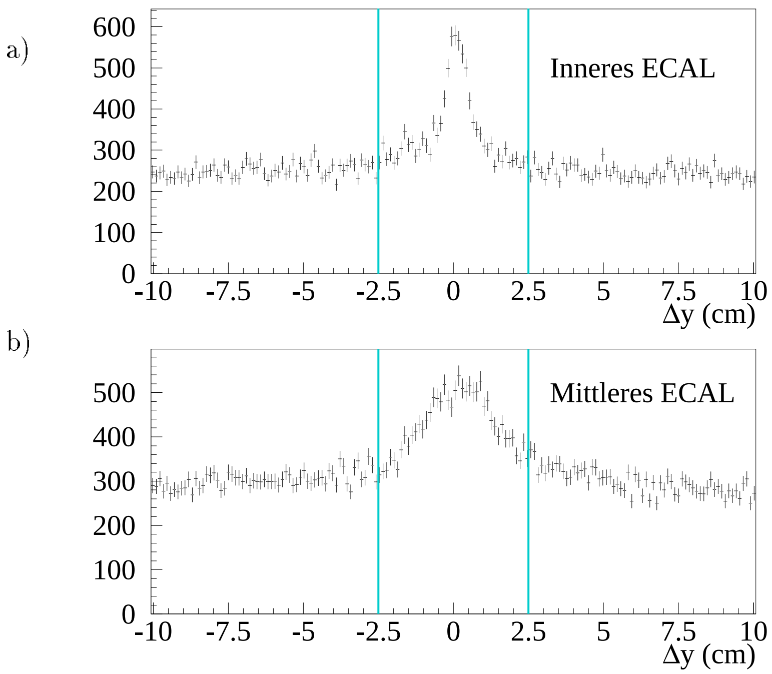


Abbildung 3.7: Die Verteilung des als Δy bezeichneten Abstandes in y der Cluster im ECAL zu den Auftreffpunkten im ECAL von geradlinig verlängerten VDS-Spursegmenten ist für alle Kombinationen von Spursegmenten und Clustern dargestellt. Für die Darstellung in a) wurden ausschließlich Cluster des inneren Bereichs des ECAL mit $E_t > 1$ GeV verwendet, für die in b) ausschließlich Cluster des mittleren Bereichs des ECAL mit $E_t > 1$ GeV. Die Kombinationen von VDS-Spursegmenten und ECAL-Clustern, deren Abstand Δy einen Wert innerhalb der eingezeichneten Begrenzungen besitzt, werden für die Bildung einer Spur verwendet.

unterschiedliche Begrenzungen sinnvoll sind, die auch in der zukünftigen Standardrekonstruktion eingeführt werden sollen. Eine mögliche Optimierung der Begrenzung bei der Spurbildung für Elektronen wird in Abschnitt 3.3.3 dargestellt. Dabei wird auch ein Vergleich mit MC Daten vorgeführt, der den Einfluss der Begrenzung in MC Daten nach ECAL-Bereichen und Impulsbereichen getrennt zeigt.

3.3.2 Rekonstruktion von Bremsstrahlung

Beim Durchqueren von Materie strahlen Elektronen Photonen ab, die als Bremsstrahlung bezeichnet werden. Dabei kann die Beschreibung des mittleren Energieverlusts pro Strecke in folgender Form angenähert werden [PDG00]:

$$\left|\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}\right| \approx \frac{\mathrm{E}}{X_0} \tag{3.12}$$

$$\Rightarrow \mathrm{E} = \mathrm{E}_0\ e^{-\frac{\mathrm{x}}{X_0}} \tag{3.13}$$

E_0 stellt die ursprüngliche Energie des Elektrons dar, x die zurückgelegte Strecke und X_0 eine stoffspezifische Konstante, die so genannte Strahlungslänge. Das bedeutet, dass ein Elektron nach Durchqueren einer Strahlungslänge im Mittel nur noch $1/e$ seiner Energie besitzt.

Sendet ein Elektron vor oder innerhalb des HERA-B-Magneten Bremsstrahlung aus, so ist der für das Elektron rekonstruierte Impuls systematisch zu klein, wenn diese Bremsstrahlung nicht berücksichtigt wird. Daher ist es notwendig, die durch Bremsstrahlungsphotonen im Detektor erzeugten Signale zu rekonstruieren und damit die Impulsauflösung für Elektronen zu verbessern.

Im Folgenden wird untersucht, ob die ausgesandte Bremsstrahlung für die Teilchen nachgewiesen werden kann, deren Bahnen durch die bisher rekonstruierten Spuren beschrieben werden.

Dazu werden die im VDS rekonstruierten Spursegmente dieser Spuren geradlinig zum ECAL verlängert. Sofern das Teilchen, dessen Bahn durch die Spur beschrieben wird, vor dem Magneten Bremsstrahlung ausgesandt hatte, werden in der nahen Umgebung des Auftreffpunktes Signale erwartet, die durch die Bremsstrahlungsphotonen hervorgerufen wurden. Innerhalb eines bestimmten Abstandes d_{sp-br} um den Auftreffpunkt wird daher nach Clustern gesucht.

In Abbildung 3.8 wird die Verteilung des Abstandes von geradlinig zum ECAL verlängerten VDS-Spursegmente zu allen dort rekonstruierten Clustern gezeigt. In der Darstellung von Δx gegen Δy ist ein Häufungspunkt bei (0,0) zu erkennen. Die Erhöhung der Verteilung innerhalb eines Streifens in Δy wird durch Kombinationen von Spursegmenten und Clustern erzeugt, die aus Signalen rekonstruiert wurden, die durch geladene Teilchen hevorgerufen wurden. Diese geladenen Teilchen wurden beim Durchqueren des Detektors in der x-z-Ebene durch das Magnetfeld abgelenkt.

In der Standardrekonstruktion wurde das Cluster, das am dichtesten zum Auftreffpunkt der verlängerten Spur rekonstruiert wurde, als Nachweis von Bremsstrahlung des Teilchens betrachtet, dessen Bahn durch die Spur beschrieben wird. Die Energie dieses Clusters wurde zum Impuls der jeweiligen Spur addiert. Bei der Zuordnung eines solchen Clusters wurde energieabhängig ein maximaler Abstand zwischen ihm und dem Auftreffpunkt der Spur erlaubt. Die Begrenzung wurde anhand von 1999 bestimmten Funktionen $\sigma_{\mathrm{x/y}}(E)$ festgelegt. Die Analyse zur Bestimmung dieser Funktionen wurde dabei mit Datensätzen aus dem Frühjahr 1999 durchgeführt, die bei ausgeschaltetem Magneten aufgezeichnet wurden [Bor99]. Diese beschrieben die Breiten $\sigma_{\mathrm{x/y}}(E)$ in den Verteilungen des Abstandes Δx und Δy von zusammengehörigen Kombinationen aus VDS-Spursegmenten und ECAL-Clustern. Die Begrenzung des Abstandes $d_{sp-br} = \sqrt{\Delta\mathrm{x}^2 + \Delta\mathrm{y}^2}$ bei der Zuordnung von Bremsstrahlung wurde in der

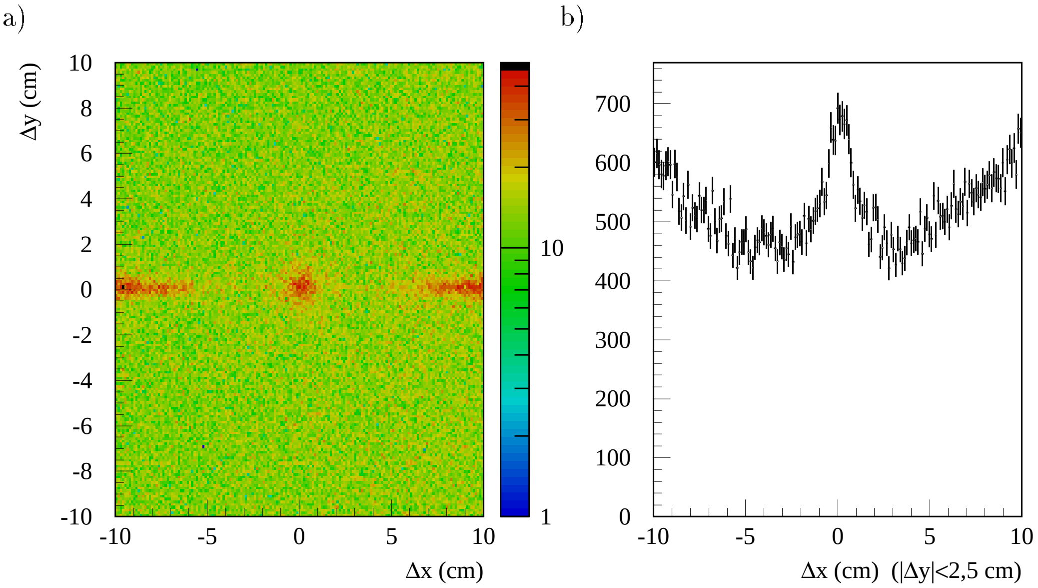


Abbildung 3.8: a) Die Verteilung des als Δy bezeichneten Abstandes in y zwischen den Auftreffpunkten im ECAL geradlinig verlängerter VDS-Spursegmente und den Positionen von ECAL-Clustern ist gegen den als Δx bezeichneten Abstand in x aufgetragen. In b) ist die Projektion von Δx für die Einträge dargestellt, für die $|\Delta y| < 2,5$ cm gilt.

folgenden Form beschrieben:

$$d_{sp-br} < \frac{1 + 3(1 - E/100)}{\sqrt{2}} \text{ cm} \tag{3.14}$$

Die angewandte Begrenzung ist auch in der Abbildung 3.11 in Abschnitt 3.3.3 als Funktion der Energie E der Cluster eingezeichnet.

Die Energie der Elektronen und das Material, welches sie durchqueren, bestimmen die Verteilung und Energie der Bremsstrahlung. Die Verteilung des Abstandes der Bremsstrahlung zur Spur soll im Folgenden zwischen den Daten und den MC Daten verglichen werden, um festzustellen, wie gut diese Verteilung durch die Simulation beschrieben wird.

Die Projektion von Δx ist in Abbildung 3.9 in verschiedenen Energiebereichen der Cluster dargestellt. In einer Projektion von Δy sind auch die Beiträge von geladenen Spuren in der sichtbaren Korrelation enthalten, weshalb diese hier nicht betrachtet wird. Auf der linken Seite in der Abbildung 3.9 sind jeweils die Verteilungen in den Daten dargestellt, auf der rechten Seite die Verteilungen in den MC Daten. Der Abstand Δy wurde dabei auf $|\Delta y| <$ $2,5$ cm eingeschränkt, um den Untergrund durch falsche Kombinationen gering zu halten. In Abbildung 3.9 a) wurden ausschließlich Cluster des inneren ECAL verwendet, in Abbildung

3.9 b) ausschließlich Cluster des mittleren ECAL. Aufgrund der geringen Statistik in den Daten von Bremsstrahlungsphotonen im mittleren Bereich ist nur die summierte Verteilung im Energiebereich von 1-20 GeV dargestellt.

Die eingezeichneten Linien zeigen, in welchem Bereich ein Cluster als Nachweis von Bremsstrahlung akzeptiert wurde. Für den mittleren Bereich geben die äußeren Linien die maximale Begrenzung und die inneren Linien die minimale Begrenzung in dem dargestellten Energiebereich an. Bei den Begrenzungen muss berücksichtigt werden, dass sie auf den Abstand $d_{sp-br} = \sqrt{\Delta \mathrm{x}^2 + \Delta \mathrm{y}^2}$ und nicht direkt auf Δx angewandt wurden.

Durch die Signale der Bremsstrahlungsphotonen ist eine Erhöhung der Verteilung von Δx bei Null zu sehen. Die unkorrelierten Kombinationen sorgen für die darunterliegende flache Verteilung von Δx. Der kombinatorische Untergrund kann zur falschen Zuordnung von Clustern als Nachweis von Bremsstrahlungsphotonen führen, wodurch die Impulsbestimmung verzerrt wird.

Bei den Daten wurden für die Darstellung alle getriggerten Ereignisse verwendet, ohne eine Selektion von J/ψ-Ereignissen zu treffen, damit eine höhere Anzahl an durch die von Bremsstrahlungsphotonen hervorgerufenen Signalen enthalten ist. In den MC Daten ist somit die mittlere Anzahl von Elektronen in einem Ereignis größer, da in jedem Ereignis der MC Daten mindestens zwei Elektronen enthalten sind, was nicht immer für die Ereignisse der Daten gilt. Die Triggeranforderungen können in den Ereignissen der Daten auch durch unkorrelierte Kombinationen von Clustern und Spursegmenten oder durch die von Hadronen erzeugten Signale erfüllt werden. Dadurch ist in den Daten in dieser Darstellung ein höherer kombinatorischer Untergrund gegenüber der Simulation zu erwarten.

Aus den Verteilungen ist ersichtlich, dass die gewählten Begrenzungen sowohl in den Ereignissen der Daten als auch in den Ereignissen der MC Daten einen großen Anteil der korrelierten Signale einander zuordnen. Gleichzeitig ist immer eine Beeinträchtigung bei der Spurrekonstruktion durch falsch zugeordnete Signale zu erwarten. Die Breite der Verteilungen in Δx der korrelierten Signale ist in den Daten zum Teil verschieden von der in den MC Daten sichtbaren Breite. Dieses kann zum einen dadurch hervorgerufen sein, dass die Kinematik der Elektronen in den Daten nicht notwendigerweise der von Zerfallselektronen des J/ψ in den MC Daten entspricht. Zum anderen ist es aber auch möglich, dass der Unterschied durch Misalignment oder eine in der Simulation falsche Annahme der Materialverteilung erzeugt wird. Um mögliche Beeinträchtigungen der hier vorgestellten Analyse durch eine falsche Beschreibung der Bremsstrahlung in der Simulation zu vermeiden, wird bei der Rekonstruktion des J/ψ-Signals die Begrenzung zur Zuordnung variiert und auch eine zusätzliche engere Begrenzung bei der Zuordnung der Cluster verwendet. Dadurch kann der Einfluss von möglicherweise unterschiedlichen Breiten in den Daten und in der Simulation sichtbar gemacht werden. Gleichzeitig kann durch eine engere Begrenzung die Wahrscheinlichkeit einer falschen Zuordnung und die damit verbundene Beeinträchtigung der Spurrekonstruktion verringert werden.

Damit die Begrenzung des Abstandes d_{sp-br} im mittleren und im inneren Bereich des

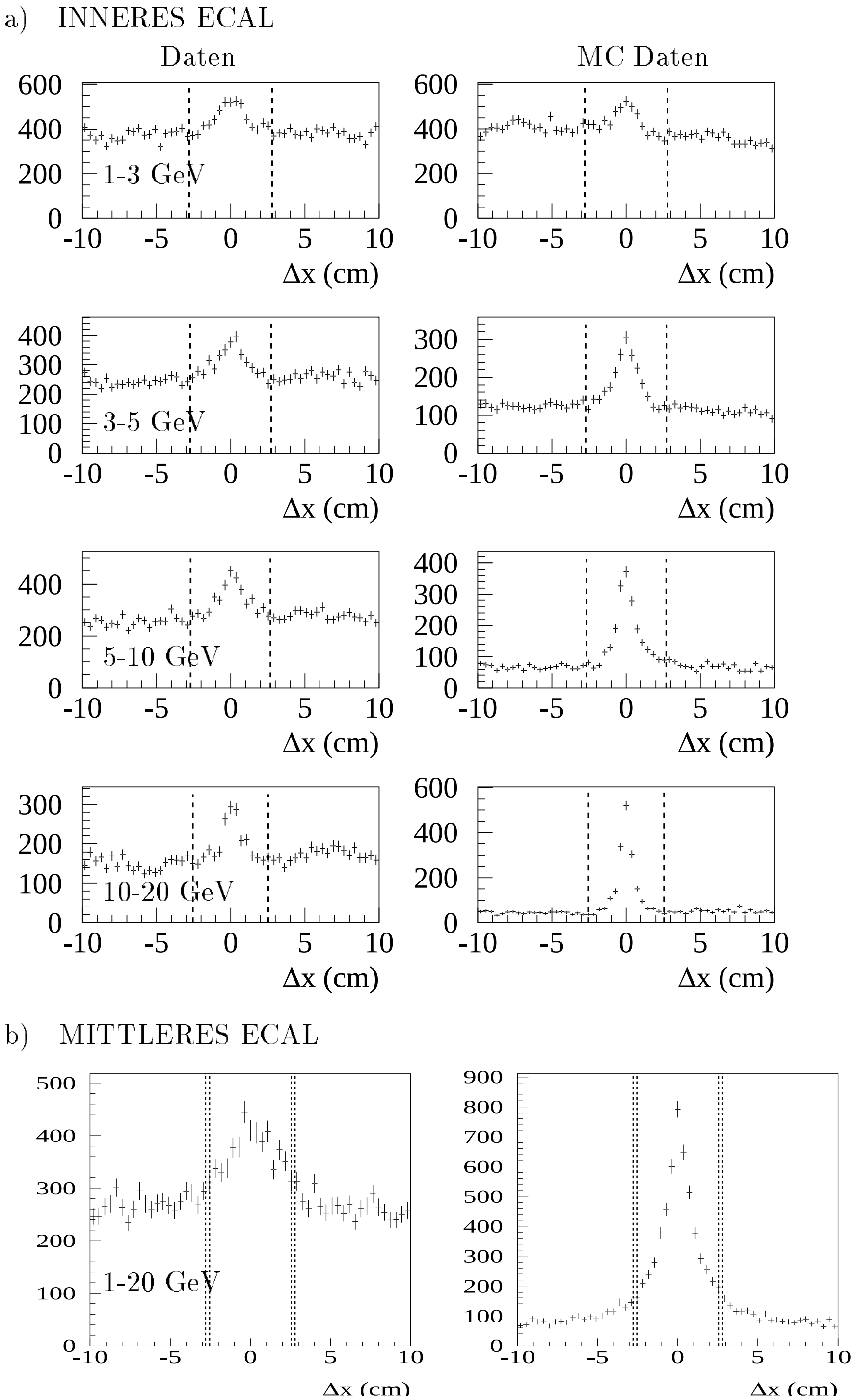


Abbildung 3.9: Die Verteilung des als Δx bezeichneten Abstandes in x zwischen den Auftreffpunkten im ECAL geradlinig verlängerter VDS-Spursegmente und den Positionen von ECAL-Clustern ist in verschiedenen Energiebereichen dargestellt. Die Verteilungen auf der linken Seite wurden in Daten bestimmt, die Verteilungen auf der rechten Seite in MC Daten. In a) wurden im inneren Bereich des ECAL rekonstruierte Cluster verwendet, in b) im mittleren Bereich des ECAL rekonstruierte Cluster.

ECAL den unterschiedlichen Auflösungen gerecht wird, wird eine unterschiedliche Begrenzung in den verschiedenen Bereichen eingeführt. Im mittleren ECAL wird die Anforderung gestellt $d_{sp-br} < 2,5$ cm, sofern nicht bereits in der Standardrekonstruktion eine engere Eingrenzung angewandt wurde. Im Energiebereich von 1-20 GeV entspricht diese Begrenzung je nach Energie $3 - 5\sigma$ der örtlichen Auflösung im mittleren ECAL. Für eine entsprechende Begrenzung im inneren ECAL wird $d_{sp-br} < 1,5$ cm gewählt.

Im Folgenden wird die Anforderung des Nachweises von Bremsstrahlung mit dieser zusätzlichen Anforderung bei einer Spur als *harte Bremsstrahlungsanforderung* bezeichnet. Die Anforderung des Nachweises von Bremsstrahlung in der Zuordnung der Standardrekonstruktion, die durch Gleichung 3.14 beschrieben wird, wird als *lose Bremsstrahlungsanforderung* bezeichnet.

3.3.3 Optimierung der Spurselektion für Elektronen

Eine mögliche Optimierung der Spurselektion speziell für Elektronen durch Variation der bei der Spurrekonstruktion verwendeten Begrenzung des Abstandes Δy soll im Folgenden untersucht werden. Die Begrenzung soll sowohl eine hohe Effizienz für die Zuordnung von richtigen Kombinationen gewährleisten als auch die Zuordnung von falschen Kombinationen unterdrücken.

Für eine Optimierung wird die Breite der Verteilung in Δy untersucht. Verschiedene Effekte haben einen Einfluss auf die Breite $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}$ der Verteilung in Δy von den korrelierten Signalen:

- Die örtliche Auflösung der Cluster im ECAL und die Auflösung der Spursegmente im VDS
- Die Vielfachstreuung auf dem Weg der Teilchen vom VDS zum ECAL
- Misalignment zwischen dem VDS und dem ECAL

Die Einflüsse der eben genannten Effekte werden im Folgenden beschrieben.

Einfluss der örtlichen Auflösung der Cluster und Spursegmente

Das ECAL besitzt im inneren, mittleren und äußeren Bereich eine unterschiedliche Granularität und damit ein unterschiedliches Auflösungsvermögen. Daher wird die Breite der Verteilung von Δy auch dadurch beeinflusst, in welchem Bereich die Verteilung betrachtet wird. Die Ortsauflösung kann in der folgenden funktionalen Form beschrieben werden:

$$\sigma_{x/y}(\mathrm{cm}) = \frac{A}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus B \tag{3.15}$$

Die Designwerte für A und B betragen dabei A=1,1 cm GeV$^{1/2}$ (1,9 cm GeV$^{1/2}$) für den inneren (mittleren) Bereich und B=0,16 cm (0,20 cm) für den inneren (mittleren) Bereich [Zoc00].

Die eben genannte Form der Energieabhängigkeit der örtlichen Auflösung gilt nur bei der Betrachtung von Elektronen, da für diese die Clusterrekonstruktion optimiert wurde. Hadronen deponieren lediglich einen Teil ihrer Energie im ECAL und erzeugen im ECAL eine andere Schauerform, die in der Rekonstruktion nicht berücksichtigt wird. Dadurch ist für die Signale von Hadronen eine andere Verteilung in Δy zu erwarten als für Elektronen.

Die Auflösung der Spursegmente im VDS ist vor allem durch Vielfachstreuung bestimmt und trägt daher zu $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}$ mit derselben Energieabhängigkeit wie der Einfluss der Vielfachstreuung des Teilchens zwischen dem VDS und dem ECAL bei, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

Einfluss der Vielfachstreuung

Die Vielfachstreuung von geladenen Teilchen in dünnen Streumedien bewirkt eine Ablenkung um einen Winkel θ, der näherungsweise durch eine Gaußverteilung mit der Breite θ_{proj} durch die so genannte *Molière Formel* beschrieben werden kann [PDG00]:

$$\theta_{proj} = q \frac{13,6\ \mathrm{MeV}}{\beta p} \sqrt{\frac{\mathrm{x}}{X_0}} (1 + 0,038 \ln \sqrt{\frac{\mathrm{x}}{X_0}}) \tag{3.16}$$

β : Teilchengeschwindigkeit
p: Teilchenimpuls
q: Ladung des Teilchens
x: Tiefe des durchquerten Materials
X_0: Strahlungslänge

Die Vielfachstreuung von Teilchen hängt somit vom Material ab, das sie durchqueren. Da die Teilchen, die im mittleren ECAL auftreffen, nicht dieselben Teile des Detektors durchqueren wie Teilchen, die im inneren ECAL auftreffen, kann die Vielfachstreuung zu einer verschiedenen Breite der Verteilung in Δy in den verschiedenen Bereichen des ECAL führen. Der Einfluss der Vielfachstreuung ist gleichzeitig energieabhängig.

Einfluss von Misalignment

Eine möglicherweise falsche Annahme der relativen Positionen vom VDS und vom ECAL, nämlich globales Misalignment, kann zu verschiedenen Effekten bei der Korrelation der Signale in der y-z-Projektion führen. Der Mittelwert der Korrelation kann bei einer Versetzung in der x-y-Ebene vom VDS gegenüber dem ECAL von Null verschoben sein. Bei einer Rotation des VDS gegenüber dem ECAL ist eine Verbreiterung der Korrelation zu erwarten. Diese kann auch energieabhängig sein, da das Magnetfeld in diesem Fall in der Extrapolation der Spur zum ECAL fälschlicherweise nicht berücksichtigt wird. Die eben beschriebenen Effekte können durch relatives Misalignment zwischen den verschiedenen Quadranten des VDS in den verschiedenen Quadranten unterschiedlich auftreten.

Interpretation der Abstandsverteilungen

Gemäß den Betrachtungen der letzten Abschnitte hängt der Einfluss der dort beschriebenen Effekte auf die Breite der Verteilung in Δy davon ab, welcher Bereich des ECAL betrachtet wird, welche Energie das Teilchen besaß, durch das die betrachteten Signale hervorgerufen wurden, und ob dieses Teilchen ein Elektron oder ein Hadron war. Daher wird die Verteilung in Δy im Folgenden für die unterschiedlichen Bereiche des ECAL sowie für verschiedene Impulsbereiche getrennt betrachtet. Da die Spurrekonstruktion für die Bahnen von Elektronen optimiert werden soll, wird im Folgenden die Verteilung in Δy für die Spursegmente und Cluster untersucht werden, die mit großer Wahrscheinlichkeit aus Signalen rekonstruiert wurden, die durch Elektronen hervorgerufen wurden. Die Identifikation der Spuren von Elektronen wird mit Hilfe der losen Bremsstrahlungsanforderung durchgeführt.

In Abbildung 3.10 ist die Verteilung von Δy im Run 15230 für den inneren Bereich und den mittleren Bereich des ECAL sowie für verschiedene Impulsintervalle getrennt dargestellt. Der Impuls der einzelnen Kombinationen wird aus dem Abstand Δx zwischen dem Auftreffpunkt der geradlinig verlängerten Spur im ECAL und dem Cluster unter Verwendung der bekannten Stärke des Magnetfeldes abgeschätzt. Aus diesem Abstand kann die Krümmung der Teilchenbahn in der x-z-Ebene bestimmt werden und daraus mit der bekannten Stärke des Magnetfeldes der Impuls des Teilchens. Für den Impuls p gilt in dieser Abschätzung:

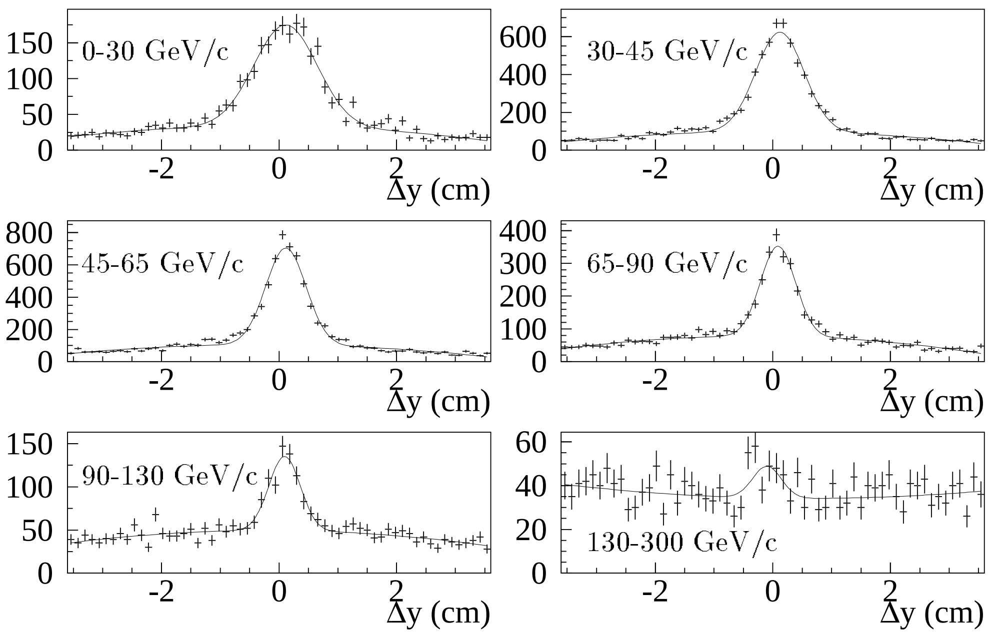
$$p = \frac{585}{\Delta \mathrm{x}} \mathrm{GeV\ c^{-1} cm} \tag{3.17}$$

An die in Abbildung 3.10 dargestellten Verteilungen werden jeweils eine Gaußfunktion für die Korrelation angepasst und dazu addiert ein Polynom zweiten Grades für den kombinatorischen Untergrund. Die Mittelwerte der einzelnen Gaußfunktionen liegen in den Daten bei 1 mm, was auf ein globales Misalignment hindeutet. Die Breiten $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}$ der Gaußfunktionen sind in Abbildung 3.11 in Abhängigkeit des Impulses dargestellt. Dabei wird die Breite jeweils bei der ereignisgewichteten Mitte des betrachteten Impulsintervalls aufgetragen. Der so erhaltenen Darstellung wird eine Funktion angepasst der Form:

$$\sigma_{\Delta \mathrm{y}}(p) = C_1 \oplus \frac{C_2}{\sqrt{p}} \oplus \frac{C_3}{p} \tag{3.18}$$

Die ersten beiden Terme sollen den Einfluss der örtlichen Auflösung des ECAL, der letzte Term den Einfluss der Vielfachstreuung beschreiben. Etwaiges Misalignment trägt zum ersten Term bei, kann aber auch die anderen Terme beeinflussen. Die aus dieser Anpassung erhaltenen Werte für die Konstanten C_1, C_2 und C_3 sind in Tabelle 3.6 zusammengefasst. Bis auf den konstanten Term stimmen die in den Daten bestimmten Funktionen innerhalb ihrer Fehler mit den in den MC Daten bestimmten Funktionen überein. Die Konstante C_2, welche die örtliche Auflösung des ECAL beschreiben soll, nimmt in den angepassten Funktionen jeweils Werte an, die etwas größer als die Designwerte des ECAL, aber im Rahmen der Fehler noch mit ihnen vereinbar sind. Da die Kalibration des ECAL noch nicht in der Präzision des Designs möglich war und auch nicht in dieser Präzision simuliert wurde, wurde sowohl für die Daten als auch für die MC Daten in dieser Anpassung ein gegenüber den Designwerten größerer Wert erwartet.

a) INNERES ECAL



b) MITTLERES ECAL

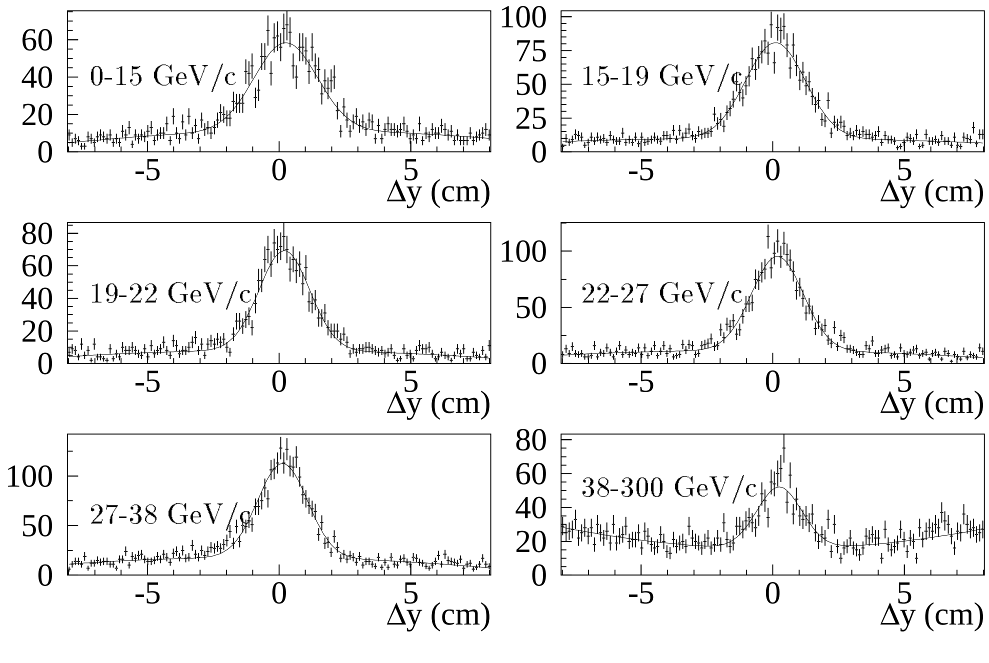


Abbildung 3.10: Die Verteilungen des als Δy bezeichneten Abstandes in y der Positionen von Clustern im ECAL zu den Auftreffpunkten im ECAL von geradlinig verlängerten VDS-Spursegmenten sind in verschiedenen Impulsintervallen für alle Kombinationen von Spursegmenten und Clustern dargestellt, die der losen Bremsstrahlungsanforderung genügen. Für die Darstellungen in a) wurden ausschließlich Cluster des inneren Bereichs des ECAL mit $E_t > 1$ GeV verwendet, für die in b) ausschließlich Cluster des mittleren Bereichs des ECAL mit $E_t > 1$ GeV.

	C_1 [cm]	C_2 [cm (GeV/c)$^{1/2}$]	C_3 [cm GeV/c]
	Inneres ECAL		
Run 15230	$0,21 \pm 0,06$	$1,4 \pm 0,9$	$10,2 \pm 2,8$
MC	$0,07 \pm 0,07$	$1,5 \pm 0,4$	$8,2 \pm 1,8$
	Mittleres ECAL		
Run 15230	$0,7 \pm 0,2$	$3,1 \pm 1,6$	$5,2 \pm 8,8$
MC	$0,00 \pm 0,03$	$2,5 \pm 0,2$	$10,7 \pm 1,1$

Tabelle 3.6: Die Parameter aus der Anpassung der Funktion 3.18 an die Verteilungen von $\sigma_{\Delta_{\mathrm{y/x}}}(p)$ sind zusammengefasst.

Die Werte für die Konstanten C_3, die den Einfluss der Vielfachstreuung beschreiben, zeigen für das innere ECAL innerhalb ihrer Fehler eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den MC Daten. Für das mittlere ECAL besitzen diese Werte große Fehler, aber zeigen keinen offensichtlichen Widerspruch zwischen den Daten und den MC Daten.

Die konstanten Terme C_1 sind sowohl im inneren als auch im mittleren ECAL für die Daten und für die MC Daten verschieden. Dieses deutet darauf hin, dass die Breiten $\sigma_{\Delta\mathrm{y}}$ durch Misalignment beeinflusst werden und daher in den Daten größer als in der Simulation sind. Der hier festgestellte Unterschied wird im systematischen Fehler für den Wirkungsquerschnitt berücksichtigt.

Der größte Einfluss des hier bestimmten Unterschiedes zwischen den Daten und den MC Daten wird bei der Impulsauflösung erwartet. Die bestimmten Funktionen $\sigma_{\Delta\mathrm{y}}(p)$ können genutzt werden, um die Impulsauflösung abzuschätzen und zwischen den Daten und den MC Daten zu vergleichen. Dieses wird in Abschnitt 3.3.6 dargestellt.

Spurselektion für Elektronen

Eine Kombination von einem Spursegment und einem Cluster im ECAL wird in der Standardrekonstruktion von HERA-B als Spur akzeptiert, sofern die Bedingung $|\Delta\mathrm{y}| < 2,5$ cm erfüllt ist. Für die Optimierung dieser Anforderung an Δy kann bei der Spurrekonstruktion für Elektronen unter Verwendung der im letzten Abschnitt bestimmten Funktionen eine energieabhängige Begrenzung eingeführt werden, die jeweils 3σ der gemessenen Verteilungen in Δy entspricht. Dadurch werden weniger unkorrelierte Kombinationen aus Spursegmenten und Clustern für die Bildung von Spuren verwendet, so dass eine Reduktion von Untergrund in den Spuren zu erwarten ist. Die Untergrundunterdrückung dieser Methode wird bei der Rekonstruktion des J/ψ-Signals geprüft.

3.3.4 Bestätigung der Spurkandidaten durch den RICH

Einige der Zerfallselektronen des J/ψ hinterlassen im RICH Signale, die zur Bestätigung der oben beschriebenen Spuren genutzt werden können. Durch diese Bestätigung kann zwar der

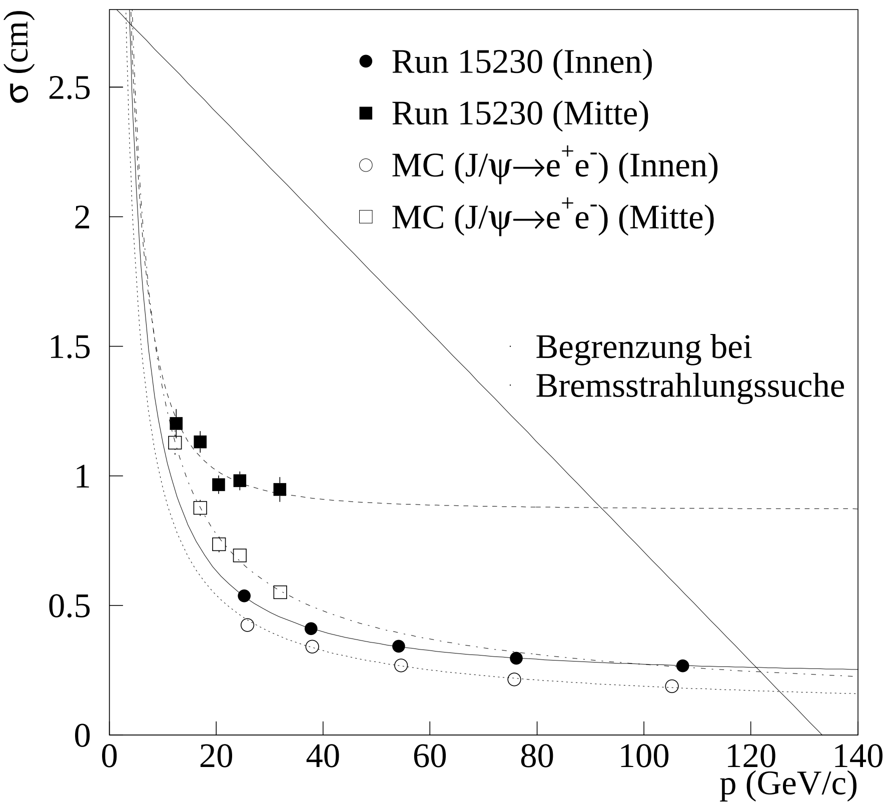


Abbildung 3.11: Die in verschiedenen Impulsintervallen bestimmten Breiten $\sigma_{\Delta y}$ sind als Funktion der dazugehörigen Impulse dargestellt. Die eingezeichneten Funktionen sind Anpassungen von Funktionen der Form von Gleichung 3.18 an diese Werte.

Untergrund von falschen Kombinationen unterdrückt werden, aber ebenso wird die Effizienz in der Spurfindung durch die Effizienz der Ringrekonstruktion im RICH verringert. Die Untergrundunterdrückung ist durch die möglicherweise fälschliche Zuordnung eines Ringes zu einer Spur begrenzt.

Die Zuordnung der im RICH eigenständig rekonstruierten Ringe zu den Spuren erfolgt über eine Anforderung an den Abstand in den Variablen tx und ty, da die Ringe nur Information über die Richtungen der Spuren enthalten. Die Spuren werden durch den Magneten zur z-Position des RICH (z$\simeq$ 800 cm) extrapoliert und die Spurparameter dort berechnet. Anschließend wird der Abstand in tx und in ty des Spurkandidaten zu den im RICH rekonstruierten Ringen betrachtet.

In Abbildung 3.12 ist in a) die Verteilung von Δtx und in b) die Verteilung von Δty für alle Kombinationen von Spurkandidaten und Ringen dargestellt. In der Verteilung von Δtx

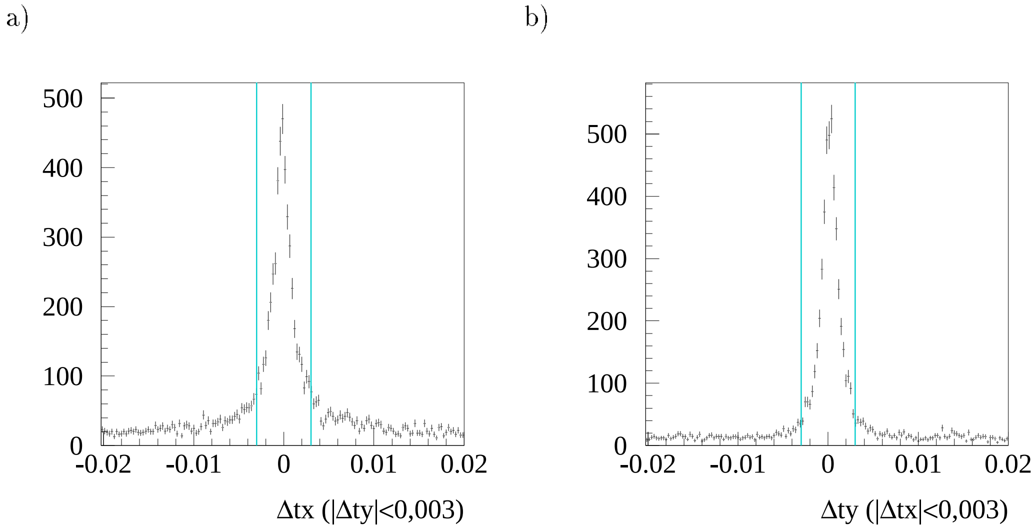
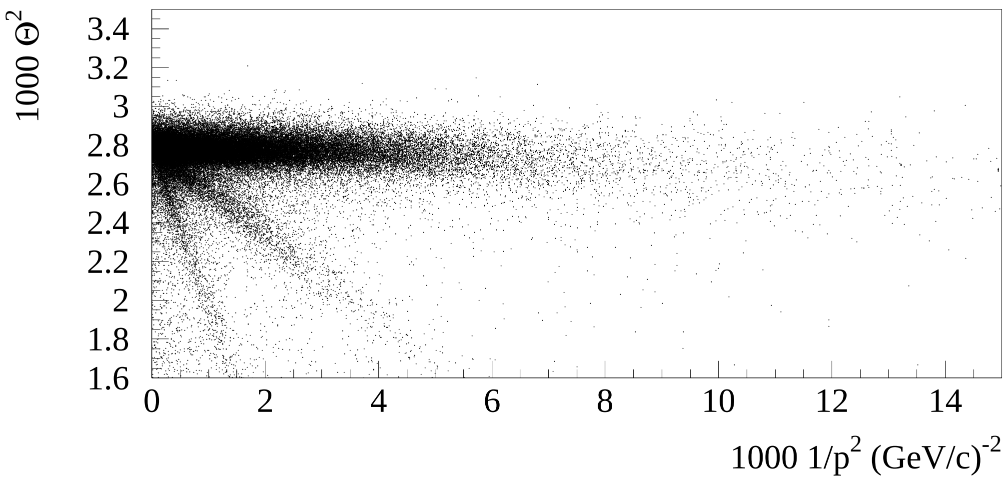


Abbildung 3.12: Die Verteilungen des Abstandes a) Δtx und des Abstandes b) Δty zwischen den Spuren und den im RICH rekonstruierten Ringen an der Position des RICH sind dargestellt. Die eingezeichneten Begrenzungen zeigen, in welchem Bereich die Ringe den Spuren zugeordnet wurden.

wurden dabei nur Kombinationen verwendet, für die $|\Delta ty| < 0,003$ gilt, in der Verteilung von Δty nur Kombinationen, für die $|\Delta tx| < 0,003$ gilt. In den Abbildungen ist in den Verteilungen jeweils eine Anhäufung bei Null zu sehen, die auf korrelierte Ringe und Spuren zurückzuführen ist. Für die Zuordnung eines Ringes zu einer Spur musste sowohl die Anforderung $|\Delta tx| < 0,003$ als auch die Anforderung $|\Delta ty| < 0,003$ erfüllt sein. In der Abbildung sind diese Begrenzungen eingezeichnet. Es ist ersichtlich, dass bei diesen Begrenzungen die meisten korrelierten Signale einander zugeordnet werden und nur wenige falsche Zuordnungen zu erwarten sind.

Durch einen einer Spur zugeordneten Ring ist der Čerenkovwinkel im RICH bekannt. Trägt man das inverse Impulsquadrat der Spur gegen das Quadrat des Čerenkovwinkels auf, werden in dieser Darstellung gemäß Gleichung 2.3 verschiedene lineare Funktionen für die unterschiedlichen Teilchensorten erwartet. In Abbildung 3.13 a) ist eine solche Darstellung zu sehen. Dabei sind Korrelationen zu erkennen, die sich verschiedenen Teilchensorten zuordnen lassen. In Abbildung 3.13 b) ist dasselbe Bild dargestellt, wobei die von den einzelnen Teilchensorten zu erwartenden Korrelationen eingezeichnet sind. Sie stimmen mit den gemessenen Korrelationen ausgezeichnet überein. Damit wurde zum einen gezeigt, dass die Impulsmessung in der Spurrekonstruktion sowie die Messung des Čerenkovwinkels funktionieren und zum anderen wurde gezeigt, dass eine Teilchenidentifikation mit Hilfe des RICH möglich ist.

Bei der Zuordnung von Ringen zu einer Spur wurde in der Standardrekonstruktion zusätzlich zu der Anforderung an Δtx und Δty eine Anforderung an die Nähe der Kombination in der Darstellung von Abbildung 3.13 zu einem der sichtbaren Teilchenbänder gestellt. Damit a)



b)

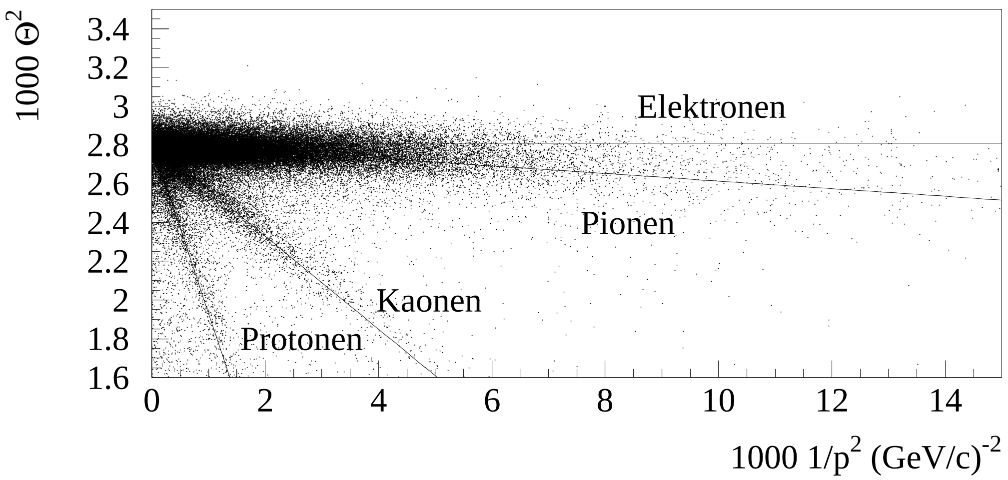


Abbildung 3.13: a) Das Quadrat der Čerenkovwinkel der Ringe, die Spuren zugeordnet wurden, ist gegen das inverse Quadrat der Impulse dieser Spuren aufgetragen. In b) ist dieselbe Darstellung zu sehen, wobei dort gleichzeitig die Funktionen eingezeichnet sind, entlang derer die Einträge von den Spuren verschiedener Teilchensorten erwartet werden.

ein Ring einer Spur zugeordnet wurde, musste die Kombination dieses Ringes mit der Spur zu einem Eintrag in dieser Darstellung führen, die maximal 5σ von einem der Teilchenbänder entfernt ist.

Da bei der Rekonstruktion des J/ψ-Signals in Abschnitt 3.4 festgestellt wird, dass die Zuordnung von im RICH rekonstruierten Ringen zur Untergrundunterdrückung nicht ausreicht und die bei Verwendung des RICH zu berücksichtigenden systematischen Effekte zusätzliche Unsicherheiten bedeuten, wird der RICH bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes nicht verwendet. Die möglichen Unterschiede zwischen der Zuordnung in den Daten und in den MC Daten haben somit keinen Einfluss auf die Analyse, weshalb hier auf einen Vergleich mit MC Daten verzichtet wird.

3.3.5 Bestätigung der Spurkandidaten durch den OTR

Die Teilchen, die den Bereich der äußeren Spurkammern durchqueren, hinterlassen dort Signale, die zur Rekonstruktion von Spursegmenten genutzt werden. Die bisher aus VDS-Spursegmenten und ECAL-Clustern gebildeten Spuren können somit durch rekonstruierte Spursegmente in den äußeren Spurkammern bestätigt werden. Dadurch ist es möglich, Spuren zu entfernen, die aus falschen Kombinationen von VDS-Spursegmenten und ECAL-Clustern bestehen. Bei Spuren aus korrelierten Spursegmenten und Clustern ist die Bestätigung dadurch begrenzt, dass sie auf den Bereich der geometrischen Akzeptanz der äußeren Spurkammern eingeschränkt ist und durch Ineffizienzen in der Spurrekonstruktion dort beeinträchtigt wird.

Für eine Zuordnung eines OTR-Spursegmentes werden die in den PC-Kammern rekonstruierten Spursegmente verwendet. Die Spuren, die aus VDS-Spursegmenten und ECAL-Clustern gebildet wurden, werden zur z-Position der Anfangspunkte der Spursegmente extrapoliert und der Abstand in x, y, tx und ty betrachtet. Die Verteilungen der Abstände der Spurkandidaten zu den OTR-Spursegmenten in diesen Variablen ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Dabei sind die Korrelationen der zusammengehörigen Spurkandidaten und OTR-Spursegmente durch die Anhäufung der Verteilungen um Null zu erkennen. Die Verteilung in Δy der korrelierten Signale ist dabei wesentlich breiter als die Verteilung in Δx. Dieses ist darauf zurückzuführen, dass die Stereowinkel der OTR-Lagen von $-5°, 0°$ und $5°$ lediglich eine sehr schlechte Auflösung für y bei den rekonstruierten Spurpunkten im OTR erlauben. Diese Auflösung wirkt sich auch auf die Genauigkeit der Messung von ty aus, so dass auch die Verteilung in Δty der korrelierten Signale breiter ist als die in Δtx. Die Zuordnung eines OTR-Spursegmentes zu einer Spur erfolgte, wenn die Bedingungen $|\Delta tx| < 0,0075$, $|\Delta ty| < 0,020$, $|\Delta \mathrm{x}| < 1,6$ cm und $|\Delta \mathrm{y}| < 4$ cm erfüllt waren. Die Begrenzungen sind in der Abbildung 3.14 eingezeichnet.

Da bei der Rekonstruktion des J/ψ-Signals in Abschnitt 3.4 festgestellt wird, dass auch die Zuordnung von im OTR rekonstruierten Spursegmenten zur Untergrundunterdrückung nicht ausreicht und die bei Verwendung des OTR zu berücksichtigenden systematischen Effekte zusätzliche Unsicherheiten bedeuten, wird auch der OTR bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes nicht verwendet. Die möglichen Unterschiede zwischen der Zuordnung in den

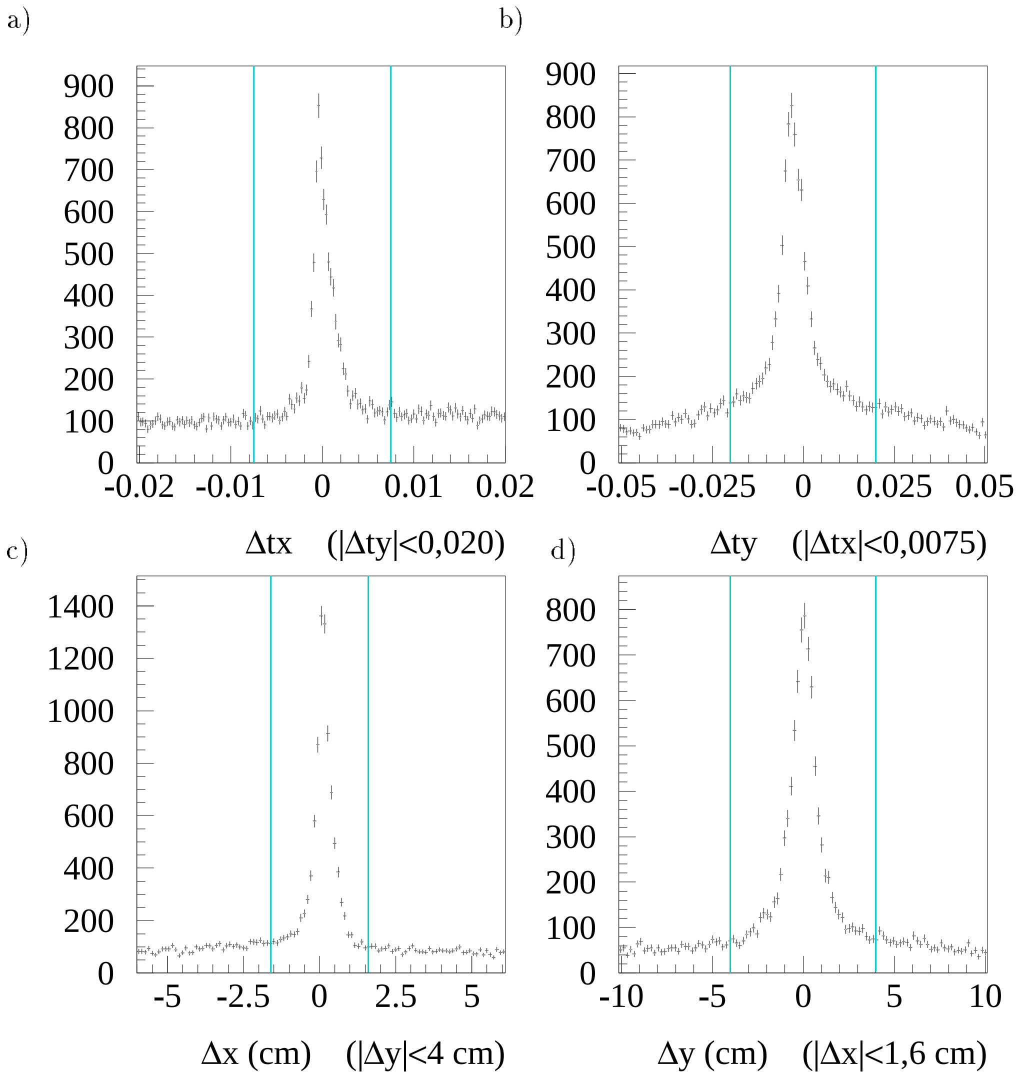


Abbildung 3.14: Die Verteilungen von Δx, Δy, Δtx und Δty von Spuren und Spursegmenten in den PC-Spurkammern sind dargestellt. Für die Abbildung in a) wurde $|\Delta \mathrm{y}| < 3$ cm gefordert, für die Abbildung in b) $|\Delta \mathrm{x}| < 1,1$ cm, für die Abbildung in c) $|\Delta ty| < 0,011$ und für die Abbildung in d) $|\Delta tx| < 0,0036$. Die eingezeichneten Begrenzungen zeigen, in welchem Bereich ein OTR-Spursegment einem Spurkandidaten zugeordnet wurde.

Daten und in den MC Daten haben somit keinen Einfluss auf die Analyse, weshalb auch hier auf einen Vergleich mit MC Daten verzichtet wird.

3.3.6 Impuls- und Energieauflösung

Die Impulse, die den Spuren zugeordnet werden, werden in einer iterativen Prozedur aus den Spurparametern des Spursegmentes im VDS und der Position des Clusters im ECAL bestimmt. Dabei wird als Startwert der nach Gleichung 3.17 abgeschätzte Impuls verwendet. Die Parameter des Spursegments im VDS werden mit diesem Impuls zur Ebene des ECAL extrapoliert und der Auftreffpunkt mit den Koordinaten des zugeordneten Clusters verglichen. Die Abweichung wird durch Variation des Impulses in mehreren Iterationen minimiert. Die Auflösung des Impulses mit dieser Methode wird anhand der MC Daten bestimmt.

Abbildung 3.15 a) zeigt die in den MC Daten bestimmte Impulsauflösung. Die Impulsauflösung ist für Spuren mit Clustern im inneren und im mittleren ECAL getrennt dargestellt, da die Genauigkeit der Impulsmessung auch von der örtlichen Auflösung abhängt, die in den verschiedenen Bereichen des ECAL unterschiedlich ist. Die erreichbare Impulsauflösung der Spur hängt davon ab, wie genau die Krümmung der Spur im Magnetfeld bestimmt werden kann. Dieses ist bei der hier verwendeten Methode der Spurbildung von der möglichen Präzision der Abstandsmessung $\sigma_{\Delta \mathrm{x}}$ im ECAL abhängig. Um eine Abschätzung der Impulsauflösung zu bekommen, kann die Formel aus Gleichung 3.17 für die Impulsabschätzung verwendet und daraus der Fehler des Impulses berechnet werden:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{p}{585}\sigma_{\Delta \mathrm{x}}(p)\ \mathrm{GeV}^{-1}\mathrm{c\ cm}^{-1} \qquad (3.19)$$

Der Fehler auf die Abstandsverteilung $\sigma_{\Delta \mathrm{x}}(p)$ entspricht den Funktionen $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}(p)$ aus Gleichung 3.18, da in x und y die gleiche Auflösung zu erwarten ist. Bei Einsetzen der dort für die MC Daten bestimmten Funktionen ergeben sich die in Abbildung 3.15 a) mit einer durchgezogenen Linie eingezeichneten Funktionen. Die gestrichelt eingezeichneten Funktionen zeigen die Impulsauflösung an, die aus den in Run 15230 bestimmten Breiten $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}(p)$ abgeschätzt wurde. Die aus $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}(p)$ in den MC Daten abgeschätzte Impulsauflösung ist niedriger als die tatsächliche Auflösung, kann aber als Näherung der Impulsauflösung verwendet werden. Aus der Darstellung ist erkennbar, dass in den Daten eine wesentlich schlechtere Impulsauflösung gegenüber der Simulation zu erwarten ist.

Die Impulsauflösung kann durch eine Verschiebung in der x-z-Ebene oder eine Rotation zwischen dem VDS und dem ECAL, die in den Verteilungen in Δy nicht sichtbar sind, schlechter sein, als aus der Abschätzung aus den Funktionen $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}$ erwartet wird. Derartiges Misalignment kann mit Hilfe der Rekonstruktion von vor dem Magneten abgestrahlter Bremsstrahlung sichtbar gemacht werden (siehe Abschnitt 3.3.2). Dazu kann die Verteilung des Abstandes Δx zwischen den Auftreffpunkten der geradlinig zum ECAL verlängerten Spursegmente und den zu Bremsstrahlungsphotonen gehörigen Clustern betrachtet werden. Der Mittelwert der Verteilung der korrelierten Signale wird durch Anpassung einer Gaußfunktion bestimmt. In den Daten vom Mai 2000 wurde dabei eine Verschiebung des Mittelwertes von Null um 1 mm

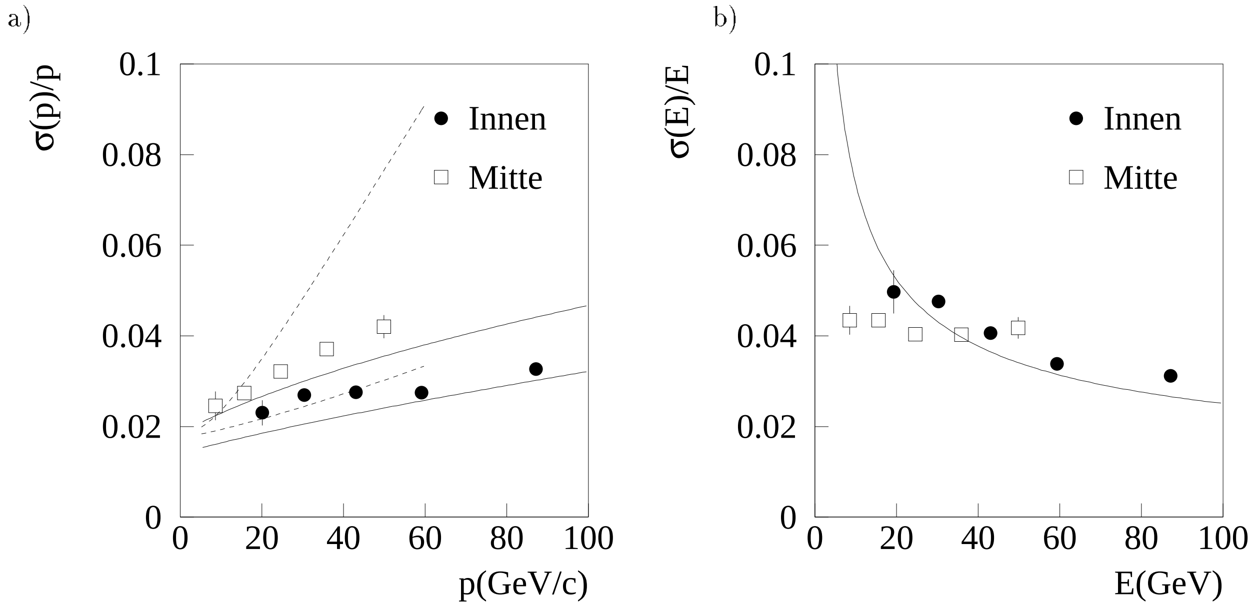


Abbildung 3.15: a) Die in den MC Daten bestimmte relative Impulsauflösung der Spuren ist gegen den Impuls der Spuren aufgetragen. Die eingezeichneten Funktionen geben die Abschätzung der Impulsauflösung aus den Funktionen $\sigma_{\Delta y}$ wieder. Die durchgezogenen Linien stammen aus den in den MC Daten bestimmten Funktionen, die gestrichelten Linie aus den in den Daten vom Mai 2000 bestimmten Funktionen. b) Die in den MC Daten bestimmte Energieauflösung für Cluster mit $E_t > 1$ GeV ist gegen die Energie der Cluster aufgetragen. Die Cluster des inneren und des mittleren Bereiches des ECAL sind getrennt dargestellt. Die eingezeichnete Funktion zeigt die aus Daten bestimmte Energieauflösung für den inneren Bereich des ECAL [Vil00b].

beobachtet, was für Misalignment spricht. Entsprechend der Fehlerabschätzung nach Gleichung 3.19 führt diese Verschiebung bei einem Impuls von 30 GeV/c zu einer systematischen Abweichung des Impulses um 0,5%.

Gemäß den eben ausgeführten Betrachtungen ist in den Daten eine schlechtere Impulsauflösung gegenüber der in den MC Daten bestimmten Impulsauflösung zu erwarten. Da die verschiedenen Einflüsse, die dazu beitragen, im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht exakt getrennt werden konnten, konnte auch keine detaillierte Darstellung in den MC Daten durchgeführt werden. Es wird angenommen, dass die Einflüsse durch eine impulsunabhängige zusätzliche Verschmierung der in den MC Daten rekonstruierten Impulse ausreichend genau berücksichtigt werden können. Diese wird in Abschnitt 3.5.2 beim Vergleich der Daten und der Simulation vorgestellt.

Für Elektronen erhält man neben der oben beschriebenen Impulsmessung ihre Energie auch aus den im ECAL rekonstruierten Clustern. Die in den MC Daten bestimmte Energieauflösung ist in Abbildung 3.15 b) für das innere und das mittlere ECAL getrennt dargestellt. Die eingezeichnete Funktion gibt die in Daten vom Frühjahr 2000 für den inneren Bereich des ECAL bestimmte Energieauflösung wieder [Vil00b]. Die Energieauflösung ist sowohl im inneren als auch im mittleren Bereich des ECAL schlechter als die Impulsauflösung und lediglich bei sehr hohen Impulsen ($p>60$ GeV/c) mit der Impulsauflösung vergleichbar. Aus diesem Grund wird für die Rekonstruktion des J/ψ-Signals stets der Impuls und nicht die im ECAL bestimmte Energie verwendet. Die tatsächliche Energieauflösung wird im Abschnitt 3.5.2 beim Vergleich der Daten und der Simulation aus der Breite des J/ψ-Signals bestimmt. Sie wird durch eine engergieunabhängige zusätzliche Verschmierung der in den MC Daten rekonstruierten Energien berücksichtigt.

Es soll nun gezeigt werden, in welchen Impulsbereichen und in welchen ECAL-Bereichen die rekonstruierbaren Spuren der Elektronen aus einem J/ψ-Zerfall zu erwarten sind. Es werden nur Ereignisse verwendet, in denen die Triggeranforderungen erfüllt sind. In Abbildung 3.16 ist die Verteilung der für die Zerfallselektronen rekonstruierten Impulse getrennt für die Bereiche des ECAL, in denen die Zerfallselektronen aufgetroffen sind, dargestellt. In Abbildung 3.16 b) ist dieselbe Verteilung dargestellt für Spuren, welche die lose Bremsstrahlungsanforderung erfüllen. Die Impulsverteilungen in den einzelnen Bereichen verändern sich bei der Bremsstrahlungsanforderung an die Spuren nicht, aber das Verhältnis von Spuren, die ein Cluster im inneren Bereich des ECAL enthalten, zu Spuren, die ein Cluster im mittleren Bereich des ECAL enthalten, wird durch die Anforderung verändert. Dieses kann durch die für beide Bereiche des ECAL einheitliche Anforderung beim Nachweis von Bremsstrahlung erklärt werden, da die lose Bremsstrahlungsanforderung in den verschiedenen Bereichen des ECAL aufgrund der unterschiedlichen Ortsauflösung jeweils eine unterschiedliche Effizienz besitzt. Durch die geometrische Akzeptanz des ECAL werden für Teilchen, die den Detektor auf nach außen gebogenen Teilchenbahnen durchquert haben, mit größerer Wahrscheinlichkeit Spuren rekonstruiert als für Teilchen, die den Detektor auf nach innen gebogenen Teilchenbahnen durchquert haben. Dadurch wird auch die Bremsstrahlung für die Spuren, die ein Cluster im inneren Bereich des ECAL enthalten, mit größerer Wahrscheinlichkeit im inneren Bereich des ECAL nachgewiesen, während die Bremsstrahlung für die Spuren, die ein Cluster im mittleren Bereich des ECAL enthalten, auch im mittleren ECAL nachgewiesen werden kann. Da die lose Bremsstrahlungsanforderung Cluster im mittleren ECAL, die durch Bremsstrahlung hervorgerufen wurden, mit geringerer Effizienz zuordnet als Cluster im inneren Bereich des ECAL, werden bevorzugt Spuren mit Bremsstrahlung, die im inneren ECAL nachgewiesen werden kann, bei der losen Bremsstrahlungsanforderung selektiert.

3.3.7 Zusätzliche Elektronenidentifikation

Bei der bisher beschriebenen Spurrekonstruktion wurde noch keine elektronenspezifische Selektion durchgeführt. Da ein hoher Untergrund an Hadronen, vor allem Pionen, zu erwarten ist, werden im Folgenden Identifikationsmöglichkeiten zur Unterdrückung dieses Untergrundes vorgestellt.

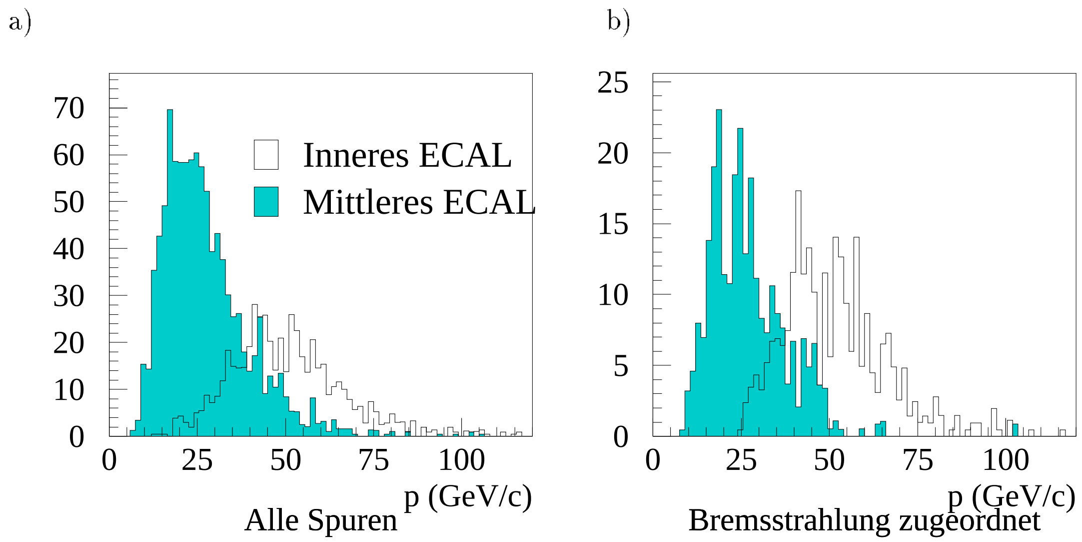


Abbildung 3.16: a) Die Impulsverteilungen der J/ψ-Zerfallselektronen, für die Spuren rekonstruiert werden können, sind getrennt nach den Bereichen des ECAL dargestellt, in denen diese Elektronen aufgetroffen sind. Für die in b) gezeigten Impulsverteilungen wurden ausschließlich Spuren von Elektronen verwendet, für die ein Nachweis von Bremsstrahlung möglich war.

Verhältnis der Clusterenergie zum Impuls

Da Elektronen ihre gesamte Energie im ECAL deponieren, sollte das Verhältnis $\frac{E}{p}$ von der dort gemessenen Energie E zum gemessenen Impuls p eine Verteilung um 1 herum aufweisen. Die Breite der Verteilung ist durch die Energieauflösung sowie durch die Impulsauflösung bestimmt. Hadronen deponieren nur einen Teil ihrer Energie im ECAL, so dass sich bei ihnen für $\frac{E}{p}$ eine breite Verteilung mit einem Mittelwert von $\sim 0{,}5$ ergibt. Dieser Unterschied kann zur Trennung von Elektronen und Hadronen ausgenutzt werden.

In der zweiten Triggerstufe wird aufgrund dieser Eigenschaft der hadronische Untergrund bereits unterdrückt. Bei der Extrapolation der Spuren, die zu den im ECAL rekonstruierten Clustern gehören, zum VDS wird für die Berechnung der Bahn im Magneten die im ECAL gemessene Energie verwendet. In den Bereichen im VDS, in welche die Spuren extrapoliert werden, wird dann nach Signalen gesucht, die diese Spurkandidaten bestätigen. Eine Bestätigung wird also nur für die Spuren von Teilchen erfolgen, für die sich die im ECAL gemessene Energie nicht wesentlich von ihrem Impuls unterscheidet. Das bedeutet, dass für den nach der Selektion durch den Trigger enthaltenen Untergrund an Hadronen Spuren rekonstruiert werden, die eine ähnliche Verteilung in $\frac{E}{p}$ aufweisen wie die Spuren, die zu Elektronen gehören.

Die in den Daten von Mai 2000 gemessenen Verteilungen von $\frac{E}{p}$ sind in Abbildung 3.17

für alle Spuren mit einem Cluster mit $E_t > 1$ GeV als gefüllte Histogramme dargestellt. Wegen der verschiedenen Energie- und Impulsauflösungen sind das mittlere und innere ECAL getrennt dargestellt. Die positiven und die negativen Teilchen werden separat betrachtet, um mögliche systematische Effekte sichtbar zu machen. Der Impuls der negativen Teilchen wird für die Darstellung mit einem negativen Vorzeichen versehen. Der Betrag der Mittelwerte aller Verteilungen ist kleiner als 1, was auf einen großen Beitrag von Hadronen schließen lässt.

Um den Untergrund der falschen Kombinationen sowie der Spuren von Hadronen von der Verteilung zu entfernen, wird die Verteilung für solche Kombinationen betrachtet, welche die lose Bremsstrahlungsanforderung erfüllen. Die bei dieser Selektion erhaltenen Verteilungen sind in der Abbildung 3.17 als Histogramme mit Fehlerbalken eingezeichnet. An die Verteilungen wurde jeweils eine Gaußfunktion angepasst, zu der zur Beschreibung des noch enthaltenen Untergrundes ein Polynom zweiten Grades addiert wurde. In den Bildern sind jeweils die Mittelwerte und Breiten der angepassten Gaußfunktionen angegeben.

Die angepassten Gaußfunktionen besitzen in einigen Fällen einen Mittelwert mit einem Betrag kleiner als 1. Dieses zeigt, dass auch in der hier verwendeten Selektion von Spuren noch Untergrund enthalten ist, der auf Hadronen oder falsche Kombinationen zurückzuführen ist. Die in den Verteilungen von $\frac{E}{p}$ beobachteten Breiten $\sigma_{\frac{E}{p}}$ sind erheblich größer als die in der Simulation beobachtete Breite. Die Breite der angepassten Gaußfunktionen beträgt in den realen Daten 0,10-0,15, während in den simulierten Daten lediglich eine Breite von 0,045 unabhängig von der Ladung und dem Bereich des ECAL beobachtbar ist. Die Impuls- und Energieauflösung werden demnach von der Simulation nicht korrekt beschrieben. Es gibt verschiedene Einflüsse, die zu dieser Differenz führen können:

- Da die Impuls- und die Energieauflösung impulsabhängig sind, besitzt auch der betrachtete Impulsbereich einen Einfluss auf die Breite der Verteilung. Bei in den realen und simulierten Daten unterschiedlichen Impulsbereichen kann ein Unterschied in $\sigma_{\frac{E}{p}}$ beobachtbar sein.

- Eine falsche Annahme über die Präzision der Kalibration des ECAL in der Simulation kann zu unterschiedlichen Breiten $\sigma_{\frac{E}{p}}$ führen.

- Misalignment in den realen Daten, durch das die Impulsauflösung verschlechtert wird, kann $\sigma_{\frac{E}{p}}$ in den realen Daten vergrößern.

- Eine falsche Annahme des realen Magnetfelds kann zu einer schlechteren Impulsauflösung in den realen Daten führen, so dass $\sigma_{\frac{E}{p}}$ in den realen Daten größer wird.

- Eine unterschiedliche Materialverteilung in den realen Daten und der Simulation kann durch ihren Einfluss auf die Vielfachstreuung und Bremsstrahlung der Elektronen zu einer unterschiedlichen Impulsauflösung bei der Rekonstruktion ihrer Spuren führen, so dass auch $\sigma_{\frac{E}{p}}$ in den realen und den simulierten Daten verschieden ist.

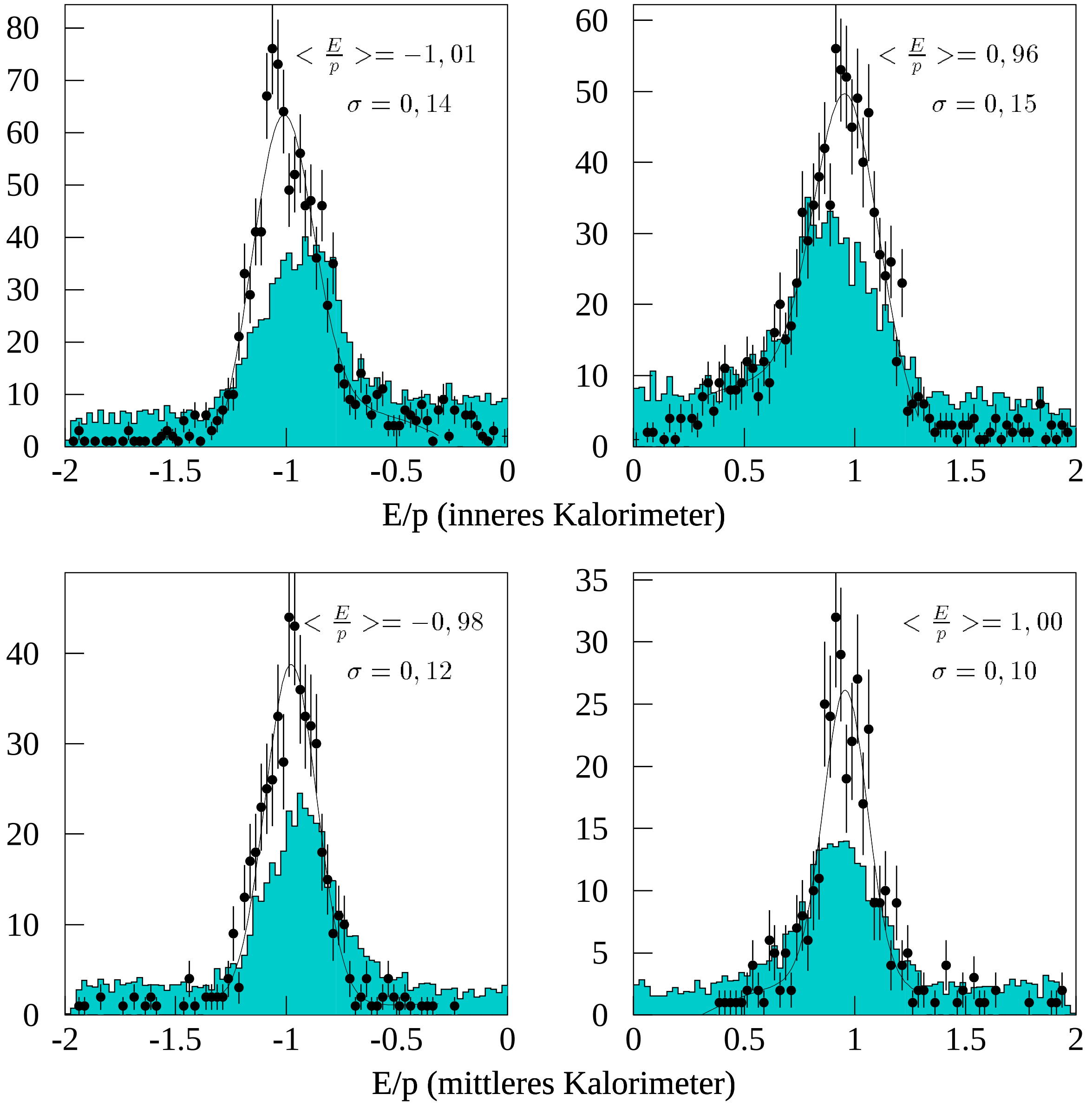


Abbildung 3.17: Die Verteilung von $\frac{E}{p}$ für Spuren in den verschiedenen Bereichen des ECAL ist dargestellt. Für die Spuren, die einem negativen Teilchen zugeordnet wurden, wurde der Impuls p mit einem negativen Vorzeichen versehen. Der Fehler auf die angegebenen Mittelwerte und auf die angegebenen Breiten beträgt 0,01. Die Darstellungen in den oberen Reihen zeigen die Verteilungen für Spuren im inneren ECAL, die Darstellungen in den unteren Reihen die Verteilungen für Spuren im mittleren ECAL. Die gefüllten Histogramme zeigen die Verteilungen für alle Spuren, die Datenpunkte für die Spuren, welche die lose Bremsstrahlungsanforderung erfüllen.

Ein Vergleich der Impulsverteilungen der Spuren in den realen und den simulierten Daten zeigt auch für die verschiedenen Bereiche des ECALs getrennt eine gute Übereinstimmung. Der erste oben genannte Grund für den Unterschied in $\sigma_{\frac{E}{p}}$ trifft damit hier nicht zu. In Abschnitt 3.5.2 wird die reale Energieauflösung im ECAL anhand der Breite des J/ψ Signals bestimmt, wobei eine schlechtere Präzision gefunden wird, als in der Simulation angenommen wird. Diese trägt dazu bei, dass in den realen Daten ein größeres $\sigma_{\frac{E}{p}}$ bestimmt wurde als in den simulierten Daten. Im Abschnitt 3.3.6 wurde bereits gezeigt, dass in den Daten eine schlechtere Impulsauflösung gegenüber der Simulation zu erwarten ist, die mit großer Wahrscheinlichkeit vor allem durch Misalignment hervorgerufen wird. Bei der Zuordnung von Ringen im RICH zu den Spuren konnte in der Beziehung zwischen den gemessenen Čerenkovwinkeln und den Impulsen der Spuren gezeigt werden, dass die aus dem Magnetfeld und der Krümmung der Spur berechneten Impulse der Erwartung entsprechen. Daher sind keine großen Abweichungen in der Beschreibung des Magnetfeldes zu erwarten, die z.B. zu systematischen Verringerungen oder Vergrößerungen der Impulse führen könnten.

Zur Bestimmung der Strahlungslänge des Detektors vor dem RICH wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt, in denen in den Daten und den simulierten Daten vergleichbare Werte für die Strahlungslänge bestimmt wurden, die aber noch mit einem großen Fehler behaftet sind [Kim01b, Kim01a].

Für die Selektion der Spuren für die J/ψ-Analyse wird eine Begrenzung in $\frac{E}{p}$ gewählt. Dabei sollen von den zu Hadronen gehörigen Spuren so viele wie möglich aussortiert werden, ohne dass zu Elektronen gehörige Spuren verloren gehen. Für die Verteilung in $\frac{E}{p}$ der Spuren, die richtigen Elektronen zugeordnet werden können, wird erwartet, dass die richtige Breite $\sigma_{\frac{E}{p}}$ kleiner als die in den hier vorgestellten Anpassungen bestimmte Breite ist. Gleichzeitig wird ein Mittelwert von 1 erwartet. Daher wird bei der Wahl der Begrenzung das minimale hier bestimmte σ verwendet und als Begrenzung 3σ um 1 festgelegt. Die Spuren, die in der J/ψ-Analyse als Spuren von Zerfallselektronen betrachtet werden, müssen die folgende Bedingung erfüllen:

$$\left|\left|\frac{E}{p}\right| - 1\right| < 0,3 \tag{3.20}$$

Da aus den Untersuchungen der MC Daten für die verschiedenen Impulsbereiche der rekonstruierbaren Zerfallselektronen keine unterschiedlichen Breiten $\sigma_{\frac{E}{p}}$ für die Spuren in den verschiedenen Kalorimeterbereichen erwartet werden, wird für die verschiedenen Bereiche keine unterschiedliche Begrenzung gewählt.

Teilchenidentifikation im RICH

Mit den Daten von 1999 wurden die Impulsbereiche bestimmt, in denen verschiedene Teilchensorten mit Hilfe des RICH identifiziert werden können, und aus dieser Messung Erwartungen für die spätere Datennahme extrapoliert [DES00]. In Tabelle 3.7 sind die Impulsbereiche angegeben, in denen ein Teilchen eine mittlere Anzahl von 10 Photonen im RICH hinterlässt sowie die benachbarten Bänder der zu unterscheidenden Teilchen in der Darstellung von Abbildung 3.13 mindestens jeweils 2σ voneinander entfernt sind. Eine Elektronenidentifikation

Impulsbereich (in GeV/c), in dem Trennung möglich ist			
	Pionen $p_{10} - p_{e-\pi}$	Kaonen $p_{10} - p_{\pi-K}$	Protonen $p_{10} - p_{K-p}$
1999	5,5-15	20-52	37-83
Erwartung für 100% C_4F_{10}	3,4-15	12-54	23-85
Erreichbar	3,1-19	11-64	21-95
p_{10}: Impuls, für den eine mittlere Anzahl von 10 Photonen im RICH hinterlassen wird. $p_{e-\pi}$: Impuls, bei welchem in der Darstellung der Abbildung 3.13 das Elektronenband und das Pionenband 2 σ voneinander entfernt sind.			

Tabelle 3.7: Impulsbereiche, in denen eine Teilchenidentifikation mit dem RICH durchführbar ist [DES00].

im Impulsbereich der rekonstruierbaren Zerfallselektronen der J/ψ-Mesonen ist mit dieser Methode nicht möglich, da die zu den Spuren von Elektronen und Pionen gehörigen Bänder bei hohen Impulsen ($p > 15$ GeV/c) zu dicht beieinander liegen. Der bei den Spurkandidaten enthaltene Pionen-Untergrund kann demnach mit Hilfe des RICH Detektors nicht entfernt werden.

3.4 Rekonstruktion des J/ψ-Signals

Das Signal des J/ψ-Mesons soll in der invarianten Masse von Spurpaaren rekonstruiert werden. Dazu werden jeweils Spuren, denen eine entgegengesetzte Ladung zugeordnet ist, zu Paaren zusammengesetzt. Die den beiden Spuren zugeordneten Segmente im VDS und Cluster im ECAL müssen verschieden sein. Für alle derartigen Spurpaare wird ihre invariante Masse berechnet. Bei Vernachlässigung der sehr kleinen Elektronenmasse bestimmt sich die invariante Masse m_{inv} aus den Spurparametern zu:

$$m_{inv} = \sqrt{2(|\vec{p_1}||\vec{p_2}| - \vec{p_1}\vec{p_2})} \tag{3.21}$$

Dabei sind $\vec{p_1}$ und $\vec{p_2}$ die Impulsvektoren der Elektronkandidaten.

In der Verteilung von m_{inv} sollte bei der Masse des J/ψ-Mesons eine Erhöhung durch das J/ψ-Signal sichtbar sein, sofern eine ausreichende Untergrundunterdrückung vorliegt.

In der bisherigen Selektion ist noch ein zu großer Anteil an Untergrund enthalten, so dass kein Signal bei der J/ψ-Masse sichtbar ist. Die hauptsächlichen Quellen des Untergrundes sind dabei:

- Falsche Kombinationen von Spursegmenten und Clustern
- Hochenergetische Hadronen

Zum Untergrund tragen in den vom Trigger selektierten Daten vor allem Ereignisse mit mehreren überlagerten Wechselwirkungen bei, da in Ereignissen mit einer einfachen inelastischen Wechselwirkung nur selten die Triggeranforderungen von zwei Spuren mit hoher transversaler Energie im ECAL erfüllt werden. Bei mehreren überlagerten Wechselwirkungen tauchen durch die erhöhte Spur- und Clustermultiplizität auch mit einer größeren Wahrscheinlichkeit falsche Kombinationen auf, welche die Triggeranforderungen zufällig erfüllen können. Es wird geprüft, ob die Begrenzung bei der Spurbildung von Δy gemäß den in Abschnitt 3.3.3 bestimmten energieabhängigen Funktionen ausreicht, den Untergrund zu entfernen, aber auch bei der Anforderung von $|\Delta \mathrm{y}| < \sigma_{\Delta \mathrm{y}}(p)$ mit den Funktionen $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}(p)$ aus Gleichung 3.18 ist keine Erhöhung der Verteilung der invarianten Masse bei der J/ψ-Masse sichtbar. Für die Anforderung an Δy wird daher bei den weiteren Betrachtungen die Anforderung der Standardspurbildung ($|\Delta \mathrm{y}| < 2,5$ cm) verwendet. Im folgenden Abschnitt werden zusätzliche Möglichkeiten zur Untergrundunterdrückung untersucht.

3.4.1 Untergrundunterdrückung

Um den Untergrund durch falsche Kombinationen zu entfernen, wird eine Bestätigung der Spuren der Elektronkandidaten entweder durch einen Ring im RICH oder ein Spursegment in den äußeren Spurkammern oder durch die Rekonstruktion von Bremsstrahlung verlangt.

Abbildung 3.18 a) zeigt das Massenspektrum der Spurpaare, welche die eben genannte Anforderung erfüllen. Um den Einfluss von Ereignissen mit mehreren überlagerten Wechselwirkungen zu verringern, wird das Massenspektrum von Ereignissen mit weniger als 20 rekonstruierten Spursegmenten im Vertexdetektor als gefülltes Histogramm dargestellt. Bei diesen geringen Spurmultiplizitäten tragen hauptsächlich Ereignisse mit einfachen Wechselwirkungen zu der Verteilung bei. Bei der Masse des J/ψ ist eine geringfügige Unebenheit, aber kein ausgeprägtes Signal beobachtbar. Die bisher verwendeten Selektionskriterien genügen demnach nicht, um den Untergrund ausreichend effizient zu unterdrücken. Die Untergrundunterdrückung durch die Bestätigung der Spuren mit Signalen aus dem RICH oder dem OTR oder Bremsstrahlung ist durch die mögliche falsche Zuordnung begrenzt. Die Elektronenidentifikation mit der Anforderung an $\frac{E}{p}$ ist dadurch begrenzt, dass die Verteilung in $\frac{E}{p}$ der zu Elektronen gehörigen Spuren sehr breit ist und dadurch einen großen Überlapp mit der Verteilung der zu Pionen gehörigen Spuren besitzt. Die verschiedenen Methoden zur Untergrundunterdrückung werden im Folgenden einzeln untersucht.

Untergrundunterdrückung mit Hilfe des RICH

Zunächst wird die Untergrundunterdrückung mit Hilfe des RICH einzeln geprüft. Abbildung 3.18 b) zeigt das Massenspektrum mit der Anforderung, dass beiden Spuren ein Ring im RICH zugeordnet ist. Gleichzeitig wurde die Anforderung an $\frac{E}{p}$ verschärft, um den Anteil an Elektronen in den so selektierten Spuren zu erhöhen. Dazu wurde $||\frac{E}{p}| - 1| < 0,15$ gefordert. Um den Beitrag von überlagerten Wechselwirkungen gering zu halten, wird auch hier die Massenverteilung für Ereignisse mit weniger als 20 Segmenten im Vertexdetektor als gefülltes

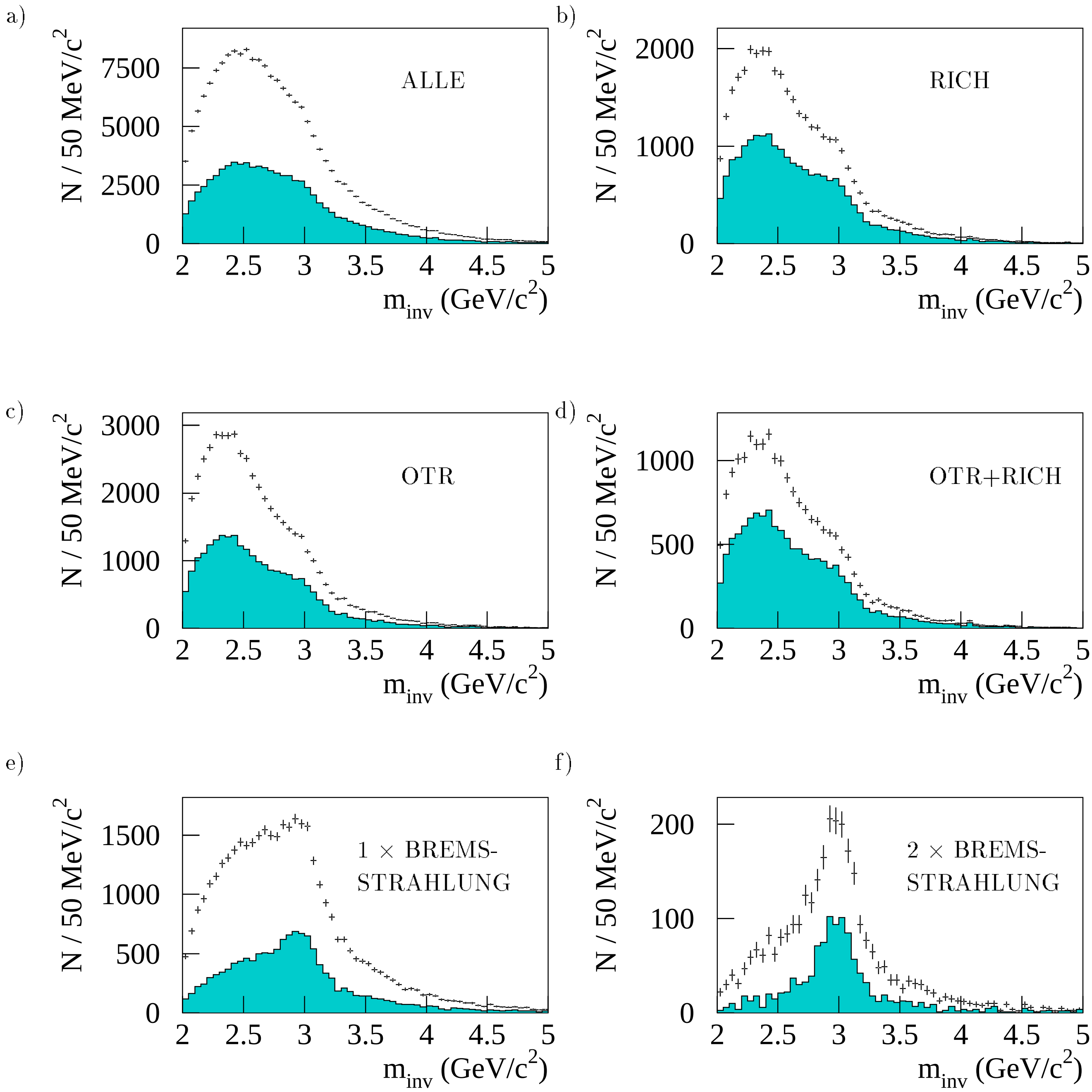


Abbildung 3.18: Die Verteilung der invarianten Masse von Spurpaaren ist jeweils mit den im Text beschriebenen verschiedenen Selektionskriterien dargestellt. Als gefülltes Histogramm ist zusätzlich dieselbe Verteilung mit der zusätzlichen Anforderung an die Ereignisse, dass weniger als 20 Spursegmente im VDS rekonstruiert wurden, eingezeichnet.

Histogramm dargestellt. Es ist auch bei diesen Anforderungen kein klares Signal bei der J/ψ-Masse zu sehen.

Untergrundunterdrückung mit Hilfe der äußeren Spurkammern

Die Untergrundunterdrückung mit Hilfe der äußeren Spurkammern soll nun geprüft werden. Für beide Spuren wird verlangt, dass ihnen jeweils ein Spursegment in den äußeren Spurkammern zugeordnet ist. Zusätzlich wird die Anforderung von $||\frac{E}{p}| - 1| < 0,15$ verwendet. Abbildung 3.18 c) zeigt das damit erhaltene Massenspektrum. Auch in diesem Fall ist nur eine Erhöhung bei der J/ψ-Masse zu erkennen. Bei der zusätzlichen Anforderung, dass beiden Spuren jeweils ein Ring im RICH zugeordnet sein muss, erhält man das in Abbildung 3.18 d) dargestellte Massenspektrum. Der Untergrund durch falsche Kombinationen ist durch die Anforderung der Zuordnung von sowohl einem Ring als auch einem Spursegment stark reduziert. Trotz dieser Anforderung ist kein klares Signal sichtbar, der größte Teil des Untergrundes stammt demnach von geladenen Hadronen.

Untergrundunterdrückung mit Hilfe von Bremsstrahlungsphotonen

Den oben ausgeführten Beobachtungen nach kann weder mit Hilfe der Signale im RICH noch mit Hilfe der Segmente in den äußeren Spurkammern das J/ψ-Signal ausreichend von Untergrund befreit werden.

Als nächstes wird nun die Elektronenidentifikation mit Hilfe der rekonstruierten Bremsstrahlung betrachtet. Da von den Elektronen nur in wenigen Fällen Bremsstrahlung ausgesandt wird, besitzt diese Identifikationsmöglichkeit eine niedrige Effizienz. Die Anforderung an $\frac{E}{p}$ wird daher wieder aufgeweitet auf $||\frac{E}{p}| - 1| < 0,3$ und zunächst die Anforderung eines rekonstruierten Bremsstrahlungphotons nur für mindestens eine der beiden Spuren verwendet. Das sich daraus ergebende Massenspektrum ist in Abbildung 3.18 e) dargestellt. Hier ist ein Signal bei der J/ψ-Masse sichtbar. Das sehr viel klarere, aber auch kleinere Signal in Abbildung 3.18 f) ergibt sich, wenn beide Spuren mit Bremsstrahlungsphotonen identifiziert werden.

Untergrundunterdrückung durch Vertexanpassung

Aus den dargestellten Massenverteilungen ist ersichtlich, dass von den hier betrachteten Methoden lediglich die Elektronenidentifikation mit Hilfe von Bremsstrahlung zu einem klaren J/ψ-Signal führt. Auf dieses Signal werden die folgenden Betrachtungen beschränkt.

Ein Großteil des Untergrundes wird aus Ereignissen mit überlagerten inelastischen Wechselwirkungen erwartet, die leichter als einfache inelastische Wechselwirkungen die Triggeranforderungen erfüllen. In den Ereignissen mit überlagerten Wechselwirkungen stammen die beiden Elektronkandidaten nicht aus derselben Wechselwirkung und besitzen somit keinen gemeinsamen Zerfallsvertex. Die Güte der Anpassung eines Spurpaars an einen gemeinsamen Vertex kann demnach als weiteres Kriterium zur Untergrundunterdrückung genutzt werden.

Bei der Anpassung an einen Vertex gibt das daraus berechnete χ^2_V Aufschluss über die Güte der Anpassung. Bei der Standardrekonstruktion von HERA-B wurde bei der Fehlerberechnung für die Spursegmente im Vertexdetektor der zugehörige Impuls nicht berücksichtigt. Dadurch besitzt das mit diesen Fehlern berechnete χ^2_V keine Aussagekraft und wurde bisher noch nicht für die Selektion von Ereignissen verwendet. Für Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten, in denen mindestens eine der Spuren der Elektronkandidaten die lose Bremsstrahlungsanforderung erfüllte, wurde eine neue Rekonstruktion durchgeführt, in der die Fehler der Spursegmente neu berechnet wurden. Dabei wurde der den Teilchen zugeordnete Impuls berücksichtigt.

Durch etwaiges Misalignment in den Daten kann die Güte der Vertizes beeinträchtigt sein, so dass die χ^2_V-Verteilung sich von der in der Simulation unterscheidet. Um einen solchen Unterschied sichtbar zu machen, ist es hilfreich, Spurpaare zu betrachten, bei denen die beiden Spuren aus verschiedenen Ereignissen stammen. Die Eigenschaften der Spuren wie ein zugeordnetes Spursegment in den äußeren Spurkammern, ein zugeordneter Ring im RICH oder rekonstruierte Bremsstrahlung werden aus dem Originalereignis bestimmt. Es werden jeweils Spuren aus Ereignissen mit der gleichen Anzahl von Spursegmenten im Vertexdetektor miteinander kombiniert. Da die Spurpaare dieser so genannten gemischten Ereignisse nicht notwendigerweise die Triggeranforderungen erfüllen, werden zusätzliche Bedingungen verwendet. Die Cluster der Elektronkandidaten müssen die Anforderung $E_t > 1,3$ GeV erfüllen, damit sie in jedem Fall den Anforderungen der Triggervorstufe genügen. Außerdem wird eine Beschränkung auf die invariante Masse verwendet, die dem in der zweiten Triggerstufe verwendeten Algorithmus folgend berechnet wird. Sie muss größer als 2,2 GeV/c^2 sein, wobei die Begrenzung höher gesetzt ist als in der Triggeranforderung. Dadurch sollen etwaige Effekte der Kalibration des Kalorimeters minimiert werden, da die bei der nachträglichen Rekonstruktion genutzte Kalibration verschieden von der während der Datennahme verwendeten ist. Für eine angemessene Bremsstrahlungskorrektur bei der Berechnung dieser Masse müsste die Clusterrekonstruktion der zweiten Triggerstufe exakt reproduziert werden. Für eine Minimierung des Aufwandes ohne eine Beeinträchtigung des Ergebnisses wird die Masse ganz ohne Bremsstrahlungskorrektur berechnet. Sowohl in den normalen als auch in den gemischten Ereignissen wird nun der Anteil ϵ der Spurpaare mit $\chi^2_V < \chi^2_0$ für verschiedene Werte von χ^2_0 berechnet:

$$\epsilon_{SIG/MIX} = \frac{N(\chi^2_V < \chi^2_0)}{N(gesamt)} \tag{3.22}$$

N($\chi^2_V < \chi^2_0$): Anzahl der Spurpaare mit $\chi^2_V < \chi^2_0$
N($gesamt$): Anzahl der gesamten Spurpaare
SIG: ϵ wird für Spurpaare aus demselben Ereignis berechnet
MIX: ϵ wird für Spurpaare aus verschiedenen Ereignissen berechnet

Bei der Berechnung von ϵ_{SIG} muss berücksichtigt werden, dass die zur Bestimmung verwendeten Spurpaare noch einen Anteil von Spurpaaren aus verschiedenen Wechselwirkungen enthalten. Damit die Spuren der selektierten Spurpaare aus derselben Wechselwirkung stammen, werden ausschließlich Spurpaare verwendet, welche die Selektionskriterien für ein klares J/ψ-Signal erfüllen. Dafür wird verlangt, dass beide Spuren die harte Bremsstrahlungsanforderung erfüllen und dass die invariante Masse der Spurpaare in einem kleinen Bereich um die

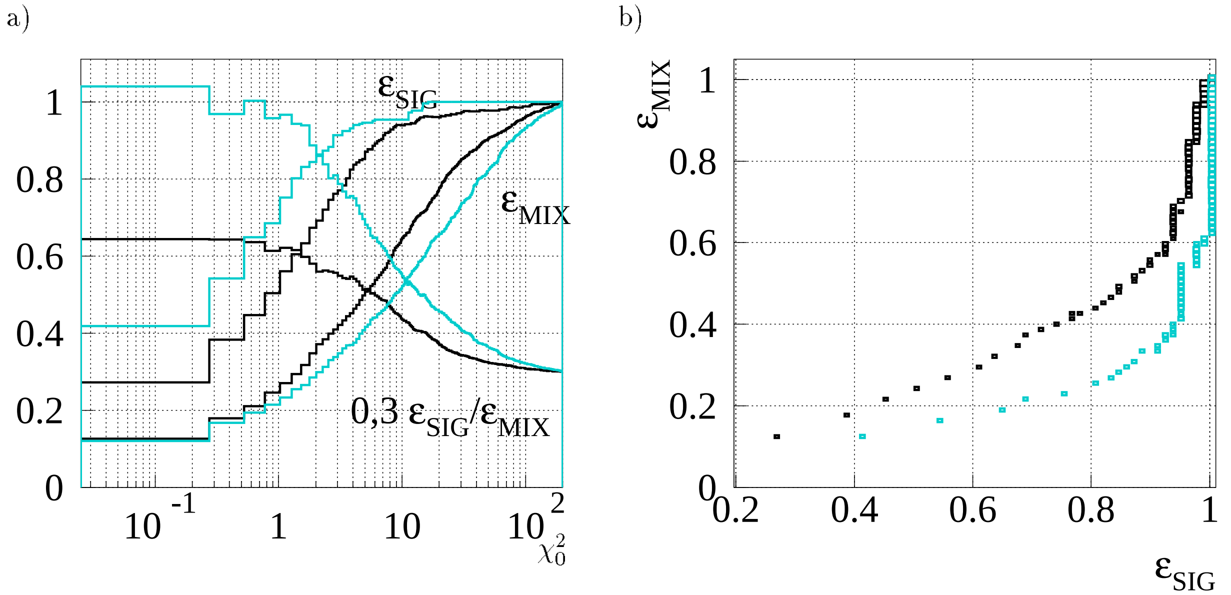


Abbildung 3.19: In a) sind die Effizienzen $\epsilon_{SIG/MIX}$ (siehe Gleichung 3.22) als Funktion der Begrenzung χ_0^2 für χ_V^2 dargestellt.Gleichzeitig ist das Verhältnis $\epsilon_{SIG}/\epsilon_{MIX}$ als Funktion von χ_0^2 eingezeichnet. Die dunklen Linien wurden aus den Daten bestimmt, die hellen Linien aus den MC Daten.

J/ψ-Masse liegt ($2,86 < m_{inv} < 3,12$ GeV/c^2). Dieselben Anforderungen werden bei der Bestimmung von ϵ_{MIX} angewandt. Da auch bei diesen Anforderungen noch Spurpaare bei der Bestimmung von ϵ_{SIG} verwendet werden, die nicht aus derselben Wechselwirkung stammen, wird dieser Untergrund folgendermaßen berücksichtigt: Die Verteilung der invarianten Masse der Spurpaare, deren Spuren aus verschiedenen Ereignissen stammen, wird im Massenbereich $m_{inv} > 3,6$ GeV/c^2 an das Massenspektrum der Spurpaare angepasst, deren Spuren aus denselben Ereignissen stammen. Der in dieser Anpassung bestimmte Normierungsfaktor wird anschließend zur Skalierung der Verteilung von χ_V^2 der Spurpaare verwendet, deren Spuren aus verschiedenen Ereignissen stammen. In dieser Normierung wird diese Verteilung von χ_V^2 von der Verteilung von χ_V^2 der Spurpaare, deren Spuren aus denselben Ereignissen stammen, subtrahiert.

In Abbildung 3.19 a) ist ein Vergleich von ϵ_{SIG} und ϵ_{MIX} dargestellt.

Die beiden dunklen Kurven in 3.19 a) wurden in den Daten bestimmt, die beiden hellen Kurven in den MC Daten. Die obere der Kurven zeigt ϵ_{SIG}, die untere der Kurven ϵ_{MIX}. Beide Kurven sind in den Daten und der Simulation unterschiedlich, was auf ein Misalignment des Vertexdetektors in den Daten hinweist. Eine Selektion von Ereignissen mit $\chi_V^2 < \chi_0^2$ verwirft in den Daten einen größeren Anteil von Signalereignissen als in der Simulation bei gleichem

Wert von χ_0^2. Gleichzeitig bleibt bei einer solchen Begrenzung von χ_V^2 in den Daten ein größerer Untergrundanteil übrig als in der Simulation. In der Darstellung ist das Verhältnis $\frac{\epsilon_{SIG}}{\epsilon_{MIX}}$ eingezeichnet. Damit es in derselben Skala sichtbar ist, wurde es mit 0,3 multipliziert. Der Verlauf dieser Funktion zeigt die Veränderung im Verhältnis von Signal zu Untergrund bei einer Variation der Begrenzung von χ_V^2.

In Abbildung 3.19 b) ist ϵ_{MIX} gegen ϵ_{SIG} für die Daten und für die MC Daten aufgetragen. Dabei ist erkennbar, dass bei einer hohen Effizienz ϵ_{SIG} für Spurpaare aus derselben Wechselwirkung stets auch ein hoher Wert für ϵ_{MIX} erreicht wird und damit ein hoher Anteil an Untergrund zu erwarten ist. Für die hier vorgestellte Analyse wurde eine Begrenzung von $\chi_V^2 < 4$ für die Spurpaare verwendet, so dass gemäß dieser Betrachtung in den Daten zwar 16% der zusammengehörigen Spurpaare verloren gehen, der Untergrund aber auf weniger als die Hälfte reduziert wird. Das Verhältnis $\epsilon_{SIG,Daten}/\epsilon_{SIG,MC}$ beträgt bei diesem Wert 0,89. Dieser Unterschied wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt.

In Abbildung 3.20 a) ist die invariante Masse von allen ausgewählten Spurpaaren dargestellt. Gleichzeitig ist die Verteilung der invarianten Masse bei einer Begrenzung von χ_V^2 der Spurpaare auf $\chi_V^2 > 4$, $\chi_V^2 > 10$ und $\chi_V^2 > 20$ eingezeichnet. Aus den Abbildungen ist ersichtlich, dass durch eine Begrenzung von χ_V^2 hauptsächlich Untergrundereignisse entfernt werden. In Abbildung 3.20 b) ist das Massenspektrum bei der Anforderung $\chi_V^2 < 4$ dargestellt.

Abschätzung des Untergrundes

Für eine Beschreibung des verbleibenden Untergrunds unter dem J/ψ-Signal im Massenspektrum werden zunächst ebenfalls gemischte Ereignisse verwendet. An die Spurpaare der gemischten Ereignisse werden die gleichen Anforderungen gestellt wie an die normalen Ereignisse.
Da die Triggeranforderungen der Triggervorstufe sowie von der zweiten Triggerstufe in den gemischten Ereignissen nicht notwendigerweise erfüllt sind, wird deren Einfluss durch die bereits im vorigen Abschnitt verwendeten zusätzlichen Bedingungen berücksichtigt.

Das J/ψ-Signal und der Untergrund werden in den verschiedenen Bereichen des Kalorimeters getrennt betrachtet, um den Einfluss der unterschiedlichen Impulsauflösungen und Belegungen in den einzelnen Bereichen zu beobachten. Abbildung 3.21 zeigt die verschiedenen Massenspektren. Dabei werden die J/ψ-Kandidaten nach den folgenden Kriterien unterschieden:

a) Beide Zerfallselektronen wurden im inneren Bereich des Kalorimeters gefunden.

b) Eines der Zerfallselektronen wurde im inneren, eines im mittleren Bereich des Kalorimeters gefunden.

c) Beide Zerfallselektronen wurden im mittleren Bereich des Kalorimeters gefunden.

d) Alle J/ψ-Kandidaten.

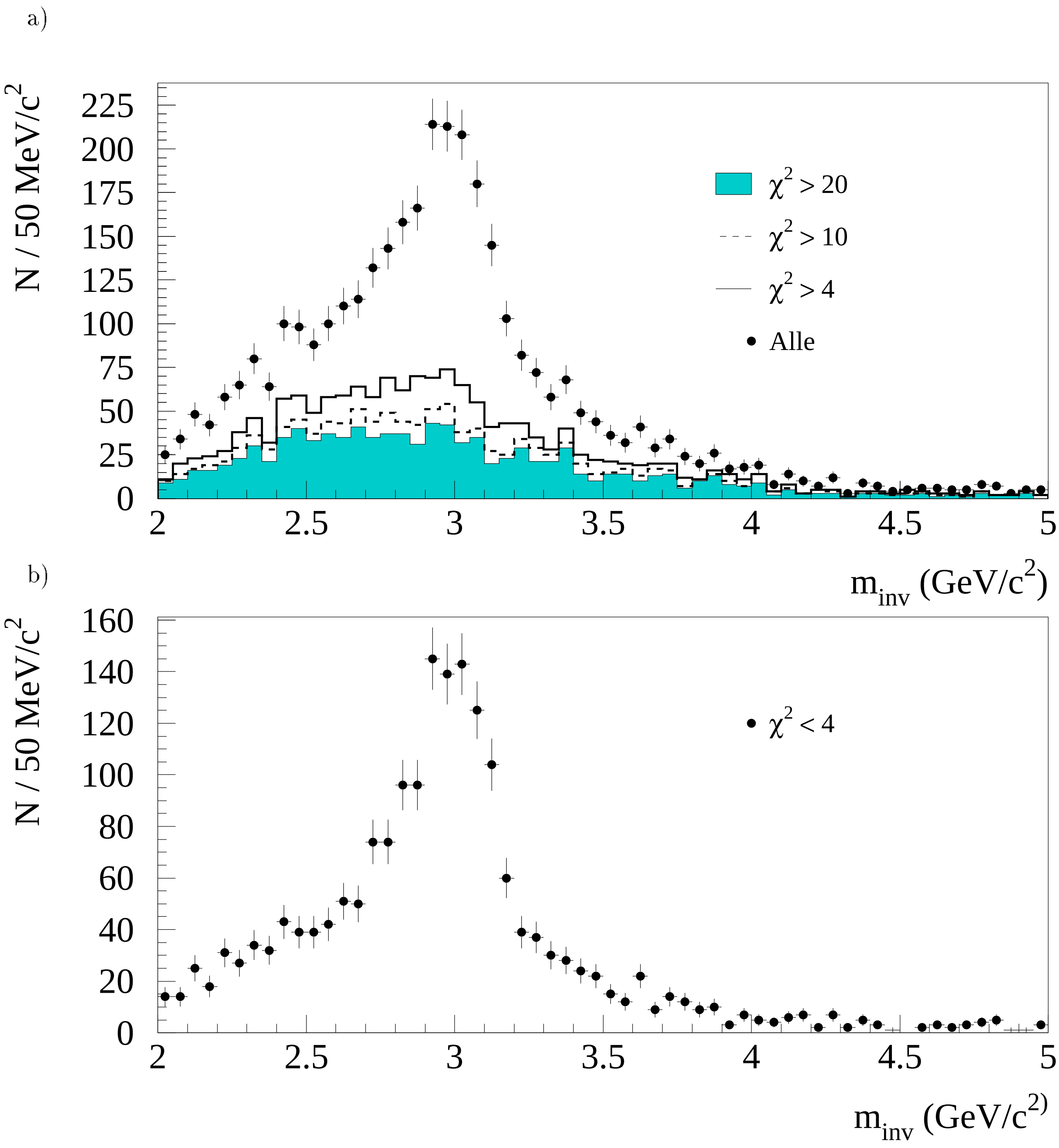


Abbildung 3.20: a) Die Verteilung der invarianten Masse m_{inv} ist für verschiedene Begrenzungen von χ_V^2 dargestellt. In b) ist ausschließlich die Verteilung von m_{inv} für $\chi_V^2 < 4$ dargestellt.

Der mit gemischten Ereignissen erhaltene Untergrund ist jeweils als gefülltes Histogramm eingezeichnet. Da der Impuls der Elektronen in einigen Fällen durch nicht rekonstruierte Bremsstrahlung systematisch zu klein bestimmt wird, ist als Form des J/ψ-Signals keine reine Gaußfunktion zu erwarten. Das Signal wird einen Ausläufer zu kleineren Massenwerten hin besitzen. Ebenso wird dort ein Beitrag durch den Zerfall J/$\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ im Untergrund erwartet. Die Normierung des Untergrundes, der durch die gemischten Ereignisse beschrieben wird, wird aus einer Anpassung des Untergrundhistogramms im Massenbereich $m_{inv} > 3,6$ GeV/c^2 bestimmt, wo kein Einfluss des J/ψ-Signals mehr vorhanden sein sollte. Der Untergrund unter dem J/ψ-Signal wird zusätzlich durch die Anpassung verschiedener Funktionen abgeschätzt, die in der Abbildung 3.21 ebenfalls eingezeichnet sind. Dabei wird als Näherung für das J/ψ-Signal eine Gaußfunktion angenommen, zu der die jeweilige Untergrundfunktion addiert wird. Die folgenden Funktionen werden zur Beschreibung des Untergrunds verwendet:

$$f_1 = P_1(x - P_2)^2 e^{-P_3 x} \tag{3.23}$$

$$f_2 = P_1 + P_2 x + P_3 x^2 + P_4 x^3 \tag{3.24}$$

Durch die erste Untergrundfunktion werden die Schwelle der Massenverteilung sowie der exponentielle Abfall gut beschrieben. Die zweite Untergrundfunktion ist ein Polynom dritten Grades.

In Tabelle 3.8 sind die verschiedenen Parameter von der Anpassung einer Funktion an die verschiedenen Massenspektren zusammengefasst. Die Parameter wurden in den folgenden Anpassungen bestimmt:

A Gaußfunktion mit dazu addierter Funktion f_1

B Gaußfunktion mit dazu addierter Funktion f_2

C Gaußfunktion für das Massenspektrum, von dem der Untergrund abgezogen wurde, der durch die gemischten Ereignisse beschrieben wird

Die Anzahl von J/ψ-Mesonen $N_{J/\psi}$ wurde jeweils aus der Integration der angepassten Gaußfunktion bestimmt.

Durch den Ausläufer des J/ψ-Signals zu kleinen Massen hin ist es nicht zu erwarten, dass bei der Anpassung einer Funktion, in der das Signal als reine Gaußfunktion beschrieben wird, die Untergrundfunktion den Untergrund bei kleinen Massen gut beschreibt. In den Abbildungen ist zu sehen, dass die Untergrundfunktionen im Bereich kleiner Massen höher sind als der durch gemischte Ereignisse dargestellte Untergrund.

Das Verhältnis von Signal zu Untergrund ist in den Ereignissen mit beiden Elektronen im mittleren Kalorimeter größer als bei den anderen J/ψ-Ereignissen. Dieses ist auf die geringere Dichte der Belegung des Kalorimeters im mittleren Bereich gegenüber dem inneren Bereich zu

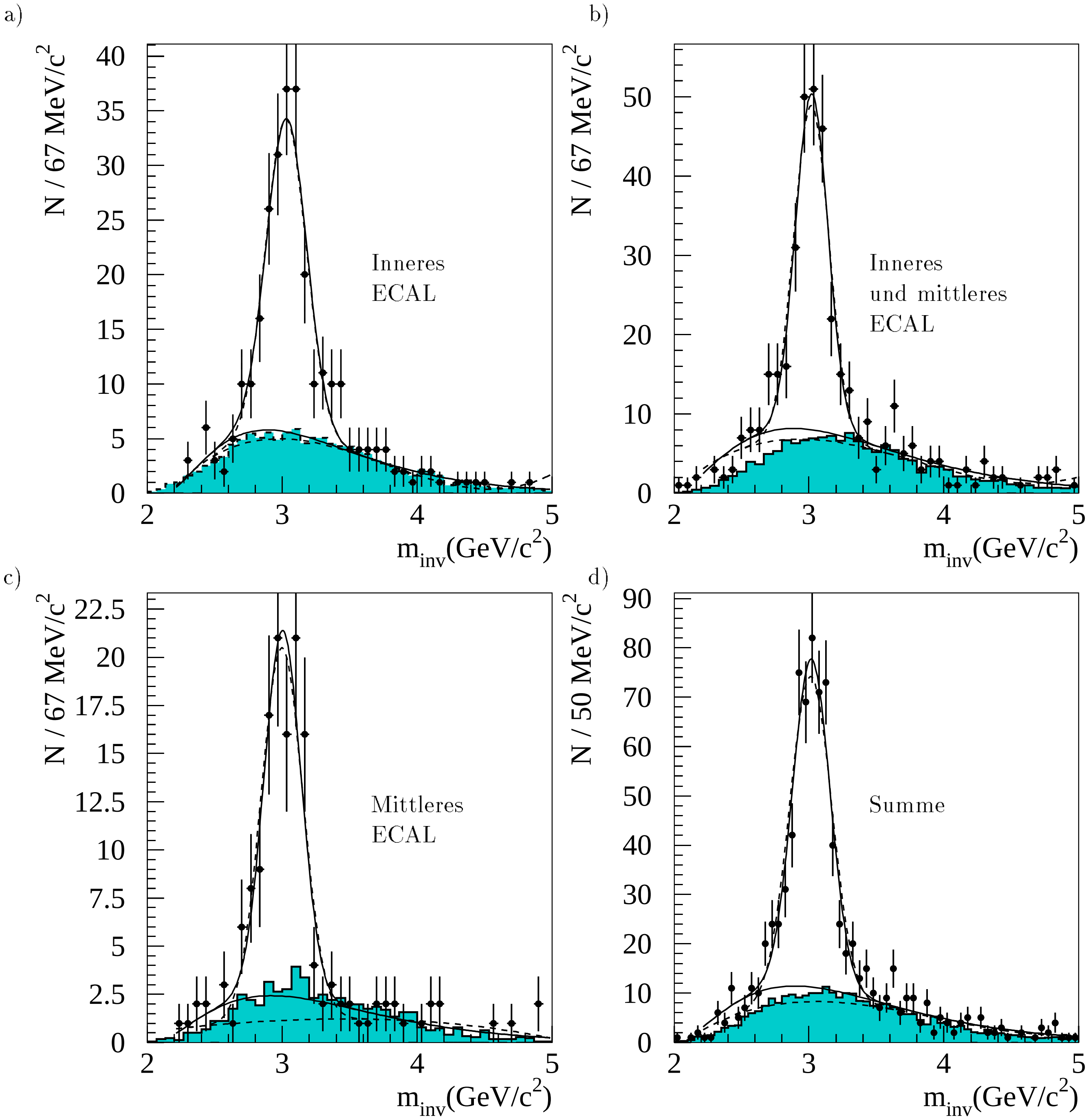


Abbildung 3.21: Das in den verschiedenen Bereichen des Kalorimeters rekonstruierte J/ψ-Signal ist entsprechend dargestellt. Die aus gemischten Ereignissen bestimmten Untergrundverteilungen sind als gefüllte Histogramme eingezeichnet. An die Verteilungen wurden jeweils eine Gaußfunktion mit einer dazu addierten Untergrundfunktion (f_1, Gleichung 3.23 bzw. f_2, Gleichung 3.24) angepasst. Die Funktionen sowie die Untergrundfunktionen sind eingezeichnet.

	$N_{J/\psi}$	$M_{J/\psi}$ [GeV/c^2]	$\sigma_{J/\psi}$ [MeV/c^2]	$\frac{Signal}{Untergrund}$
		Inneres ECAL		
A	161±19	3,03±0,01	149±14	2,3
B	166±16	3,03±0,01	151±13	2,7
C	154±15	3,02±0,01	135±8	2,5
		Inneres und mittleres ECAL		
A	191±19	3,02±0,02	120±14	2,3
B	207±17	3,02±0,02	130±15	2,7
C	197±16	3,01±0,01	123±8	2,7
		Mittleres ECAL		
A	98±12	3,00±0,02	137±11	3,5
B	113±11	2,99±0,02	155±13	7,2
C	86±11	2,99±0,02	125±11	2,7
		Summe		
A	462±29	3,02±0,01	139±8	2,6
B	516±29	3,02±0,01	156±7	3,5
C	469±25	3,01±0,01	143±9	3,0

$N_{J/\psi}$:	Anzahl der J/ψ-Mesonen im Signal
$M_{J/\psi}$:	Mittelwert der angepassten Gaußfunktion, entspricht der Masse des J/ψ-Mesons
$\sigma_{J/\psi}$:	Breite der angepassten Gaußfunktion, entspricht der Breite des J/ψ-Signals
$\frac{Signal}{Untergrund}$:	Verhältnis von Signal zu Untergrund in einer 3σ-Umgebung von $M_{J/\psi}$

Tabelle 3.8: Die Parameter der angepassten Gaußfunktion an die in den verschiedenen Bereichen des ECAL rekonstruierten J/ψ-Signale sowie das Verhältnis von Signal zu Untergrund zusammengefasst.

erklären. Dadurch werden sowohl weniger Untergrundspuren erwartet als auch eine niedrigere Zuordnungswahrscheinlichkeit von unkorrelierten Clustern als Bremsstrahlung.

Die Breiten der rekonstruierten J/ψ-Signale in den verschiedenen betrachteten Bereiche sind innerhalb ihrer Fehler miteinander verträglich, aber bei den J/ψ-Mesonen mit beiden Elektronen im inneren Bereich des Kalorimeters sichtbar größer als bei den übrigen. Diese Breite ist möglicherweise durch zufällig als Bremsstrahlung zugeordnete Cluster zu erklären, was im am dichtesten belegten, inneren Teil des Kalorimeters am deutlichsten sichtbar sein würde.

Die bei den unterschiedlichen Anpassungen jeweils erhaltenen Anzahlen, Massen und Breiten der J/ψ-Mesonen sind innerhalb der statistischen Fehler miteinander gut verträglich. Bei der Effizienzbestimmung für die J/ψ-Mesonen wird später eine Gaußfunktion mit Untergrund f_1 verwendet.

3.5 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes aus dem rekonstruierten J/ψ-Signal wird die Luminosität der verwendeten Datennahmeperiode und die Totzeit während der Datennahme benötigt. Gleichzeitig muss die Effizienz der verwendeten Selektionskriterien bekannt sein. Für eine gute Kenntnis dieser Größen sind stabile Bedingungen bei der Datennahme erforderlich. Es werden daher für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes nur die Runs verwendet, bei denen keine offensichtlichen Beeinträchtigungen festgestellt werden können. Die Runs, für die bei der Prüfung der Eigenschaften des Protonenstrahls auffällige Unregelmäßigkeiten festgestellt wurden, werden nicht betrachtet. In der ersten verfügbaren Datennahmeperiode wurde durch die Instabilitäten im ECAL eine so geringe Rekonstruktionseffizienz für die J/ψ-Mesonen erreicht, dass die rekonstruierbare Anzahl von J/ψ-Mesonen in dieser Periode die Erkennung von möglichen systematischen Effekten in dieser Periode durch den hohen statistischen Fehler nicht erlaubt. Daher werden bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ausschließlich die letzten beiden hier vorgestellten Datennahmeperioden verwendet. Von den 4,3 Mio Ereignissen der drei Datennahmeperioden werden 2,8 Mio Ereignisse für die Bestimmung verwendet. Diese wurden in 45 Stunden und 42 Minuten der betrachteten Datennahme von 77 Stunden und 3 Minuten aufgezeichnet.

In Abschnitt 3.5.1 wird zunächst die Bestimmung der Luminosität dargestellt. Anschließend wird die Bestimmung der Effizienz der verwendeten Selektionskriterien in Abschnitt 3.5.2 beschrieben und in Abschnitt 3.5.3 die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes vorgestellt.

3.5.1 Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität l ist definiert als das Verhältnis der Rate eines bestimmten Prozesses zu seinem Wirkungsquerschnitt. Die zeitintegrierte Luminosität L gibt somit das Verhältnis von der Anzahl der Ereignisse eines bestimmten Prozesses N_{pr} innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls zum Wirkungsquerschnitt σ_{pr} dieses Prozesses an:

$$L = \int l \; dt = \frac{N_{pr}}{\sigma_{pr}} \tag{3.25}$$

Bei HERA-B wird zur Bestimmung der Luminosität die Wechselwirkungsrate bestimmt, die durch inelastische Proton-Nukleon-Wechselwirkungen dominiert ist. Anhand des bereits sehr gut bekannten Wirkungsquerschnittes der inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkungen kann dann daraus die Luminosität berechnet werden.

Für die Größe des inelastischen Proton-Nukleon-Wirkungsquerschnittes (σ_{inel}) wurden die Ergebnisse aus [Car79] verwendet, wo σ_{inel} bei verschiedenen Strahlenergien und mit unterschiedlichen Targetmaterialien gemessen wurde. Der Wirkungsquerschnitt besitzt keine bedeutende Abhängigkeit von der Strahlenergie, wird aber durch das Material des Targets beeinflusst. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Atommasse A des Targets lässt sich in der Form $\sigma_{inel}(A) = \sigma_0 A^{\alpha}$ beschreiben mit $\alpha \simeq 0,7$ [Car79].

Für die Messungen bei HERA-B mit Kohlenstoff als Targetmaterial wurde der von [Car79] direkt bestimmte inelastische Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{inel} = 225 \pm 7$ mb zur Berechnung der Luminosität verwendet.

Bestimmung der Wechselwirkungsrate

Die Wechselwirkungsrate bei HERA-B kann auf verschiedene Weisen gemessen werden, indem jeweils die Messungen in den unterschiedlichen Komponenten ausgenutzt werden. Für die hier vorgestellte Analyse wurde sie mit Hilfe von Hodoskopzählern bestimmt [SE00].

Bei der in diese Analyse verwendeten Messung der Wechselwirkungsrate wurden 4 Szintillatorpaare genutzt, die beim Austrittsfenster des RICH (z = 1170 cm) angebracht sind. Durch ihre geringe geometrische Akzeptanz von 0,9% befinden sich diese Zähler auch bei sehr hohen Wechselwirkungsraten nicht in Sättigung [Kni00b]. Ihre geometrische Akzeptanz wurde mit Daten von 1999 und Monte Carlo Simulationen bestimmt [Spr00]. Damals wurden Triggerzähler mit einer großen Akzeptanz verwendet, deren Akzeptanz durch Monte Carlo Simulationen genau bekannt war. Im Vergleich der Raten konnten die Hodoskopzähler kalibriert werden. Die Triggerzähler wurden im Frühjahr 1999 ausgebaut, so dass ein Vergleich der Wechselwirkungsrate nur noch mit Hilfe der anderen Komponenten des Detektors möglich war. Durch veränderte Einstellungen an den Hodoskopzählern wird keine exakte Übereinstimmung der Akzeptanz im Frühjahr 2000 mit der 1999 bestimmten erwartet. Der Vergleich der Rate, die mit den Hodoskopzählern bestimmt wurde, mit Ergebnissen bei Verwendung des ECAL oder des VDS ist somit notwendig, um die Akzeptanz der Hodoskopzähler korrigieren zu können.

Im Folgenden wird zunächst die Methode zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate mit Hilfe der Hodoskopzähler vorgestellt. Anschließend werden die Ergebnisse mit den Ergebnissen aus unabhängigen Untersuchungen mit Hilfe des ECAL und dem VDS verglichen.

Es wird angenommen, daß die Anzahl der Wechselwirkungen jeweils eines Protonenbündels i mit einem mittleren Wert von λ_i poissonverteilt ist, was sich in folgender Form darstellen lässt:

$$P(N, \lambda_i) = \frac{\lambda_i^N e^{-\lambda_i}}{N!} \tag{3.26}$$

$P(N, \lambda_i)$ gibt die Wahrscheinlichkeit für N Wechselwirkungen bei einer mittleren Anzahl von λ_i Wechselwirkungen an.

Die Wechselwirkungsrate kann aus der Anzahl von Ereignissen bestimmt werden, in denen die Szintillationszähler kein Signal gemessen haben. Die Wahrscheinlichkeit dafür, W_0, setzt sich zusammen aus der Wahrscheinlichkeit, dass keine Wechselwirkung stattgefunden hat und der Wahrscheinlichkeit, dass trotz N Wechselwirkungen kein Signal gemessen wurde, wobei über alle möglichen N summiert wird. Bei einer Akzeptanz A der Szintillatoren ergibt sich somit für ein Protonenbündel:

$$W_0 = P(0, \lambda_i) + \sum_{n=1}^{\infty} (1 - A)^n \times P(n, \lambda_i) = e^{(1-A)\lambda_i} e^{-\lambda_i} = e^{-A\lambda_i} \tag{3.27}$$

Betrachtet man die Zählrate R_t^i für ein Protonenbündel i, so ergibt sich:

$$R_t^i = \frac{R_0}{N_{BX}}(1 - e^{-A\lambda_i}) = \frac{1}{N_{BX}} \begin{cases} R_0 A\lambda_i & \text{für} \quad A\lambda_i \ll 1 \\ R_0 & \text{für} \quad A\lambda_i \gg 1 \end{cases} \tag{3.28}$$

Dabei ist R_0 die in Abschnitt 2.1 eingeführte mittlere Protonenbündelrate von $R_0 = \frac{1}{96 \text{ ns}} = 10,4$ MHz und N_{BX} die Anzahl der Protonenplätze im Strahl ($N_{BX} = 220$). Aufgrund der kleinen Akzeptanz der Szintillatoren kann die obere Näherung genutzt werden, so dass sich für die über alle 180 gefüllten Protonenbündel summierte Rate ergibt:

$$R_t = R_{BX} A\lambda \tag{3.29}$$

R_{BX} ist hierbei die in Abschnitt 2.1 eingeführte tatsächliche Protonenbündelrate von $R_{BX} = \frac{180}{220} R_0 = 8,51$ MHz. Der Wert von λ gibt die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen der Protonenbündel an den gefüllten Protonenplätzen an.

Abbildung 3.22 a) zeigt einen Vergleich in Daten von 1999 der auf diese Weise bestimmten Wechselwirkungsrate mit der Rate, die aus der im Kalorimeter rekonstruierten Energie bestimmt wurde [Som00]. Beide Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung. In b) ist ein Vergleich dieser Rate mit der anhand von Spursegmenten im VDS bestimmten Rate [SV00], wo ebenfalls eine gute Übereinstimmung sichtbar ist.

Im Frühjahr 2000 wurde mit einer etwas anderen Methode die im ECAL rekonstruierte Energie zur Bestimmung der Wechselwirkungsrate verwendet [Bar00]. Dabei ergab sich für den inneren Draht der 2. Targetstation eine um 20% höhere Rate gegenüber der mit den Hodoskopzählern bestimmten Rate. In einer unabhängigen Bestimmung der Wechselwirkungsrate anhand der Belegung im VDS und im ECAL wurde für den inneren Draht der 2. Targetstation eine um $4 - 16\%$ höhere Rate gegenüber der von den Hodoskopzählern bestimmten Rate erhalten [Sch00]. Beide Untersuchungen deuten darauf hin, dass die mit den Hodoskopzählern bestimmte Wechselwirkungsrate und damit die Luminosität unterschätzt wird. Ein für die Daten im Herbst 1999 verwendeter Korrekturfaktor von 1,1 für die Wechselwirkungsrate des inneren Drahtes der 2. Targetstation erscheint demnach auch für die Daten aus dem Frühjahr 2000 sinnvoll [Ehr00a]. Die in den Tabellen 3.1 bis 3.3 aufgeführten Luminositäten werden somit bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes mit einem Faktor von 1,1 multipliziert.

3.5.2 Bestimmung der Effizienz

Die Effizienz der vorgestellten Selektion von J/ψ-Ereignissen wird anhand der MC Daten bestimmt. Zunächst wird die durch die Triggersimulation beschriebene Effizienz der Triggerkriterien dargestellt und anschließend die in den MC Daten bestimmte Effizienz der Spurrekonstruktion. Da die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes durch Doppelzählung aufgrund von mehrfach rekonstruierten Spuren in einem Ereignis, so genannten Klonen, beeinträchtigt wird, wird im dann folgenden Abschnitt der Beitrag von Klonen untersucht.

Die Bestimmung der Effizienz der Trigger- und Selektionskriterien anhand der Simulation ist nur bei einer guten Beschreibung der Daten durch die Simulation sinnvoll. Aus

a) b)

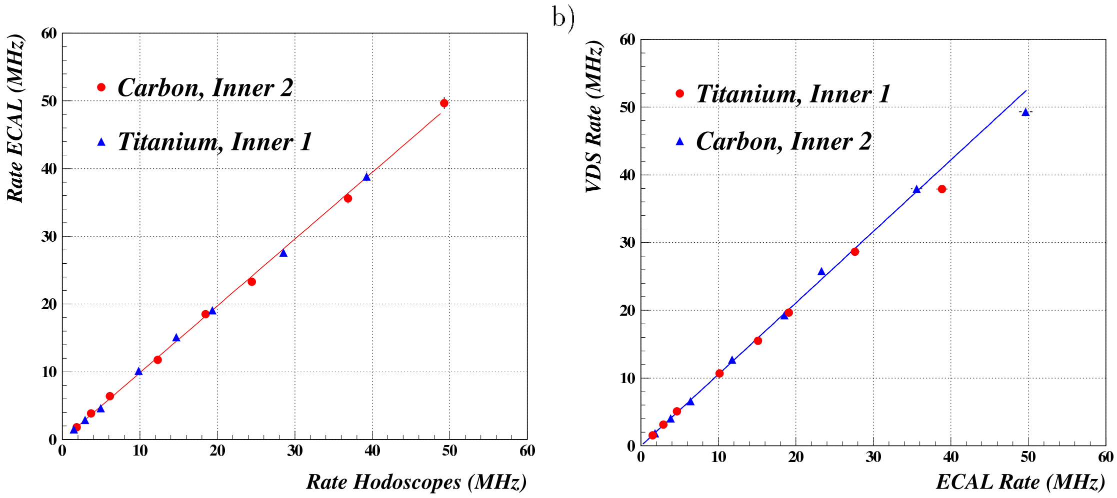


Abbildung 3.22: a) Die Wechselwirkungsrate, die anhand der im Kalorimeter rekonstruierten Energie bestimmt wurde ist gegen die anhand der Szintillationszähler bestimmten Wechselwirkungsrate aufgetragen [Som00]. b) Die Wechselwirkungsrate, die anhand der im Vertexdetektor rekonstruierten Spuren bestimmt wurde, ist gegen die anhand der im Kalorimeter rekonstruierten Energie bestimmten Wechselwirkungsrate aufgetragen [SV00]. In a) und b) wurden Daten verwendet, die bei Verwendung der beiden inneren Drähte der beiden Targetstationen aufgezeichnet wurden.

diesem Grund wird im anschließenden Abschnitt ein Vergleich zwischen den verwendeten Datensätzen und den MC Daten vorgeführt. Die Effizienzen für die einzelnen Selektionskriterien werden im folgenden Abschnitt zusammengefasst. In den verwendeten MC Daten wurde der Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ nicht berücksichtigt, so dass die aus den MC Daten bestimmte Effizienz korrigiert werden muss. Der Einfluss dieses Zerfallskanals auf die Effizienz der Selektionskriterien wird mit Hilfe einer zusätzlichen Simulation bestimmt und die Berechnung eines Korrekturfaktors für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes im abschließenden Abschnitt dargestellt.

Da es für die Rekonstruktion eines klaren J/ψ-Signals notwendig ist, dass die Spuren, mit denen das Signal rekonstruiert wird, die Bremsstrahlungsanforderung erfüllen, wird nur eine geringe Rekonstruktionseffizienz erreicht. Diese niedrige Effizienz führt dazu, dass in den Datensätzen der ersten Datennahmeperiode eine so geringe Anzahl an J/ψ-Mesonen rekonstruiert werden kann, dass der hohe statistische Fehler keine detaillierten Untersuchungen von möglichen systematischen Effekten in dieser Datennahmeperiode erlaubt. Aus diesem Grund werden die Datensätze der ersten Datennahmeperiode für die Betrachtungen in diesem Abschnitt und bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes nicht berücksichtigt.

Triggereffizienz

Die Effizienzen der Selektionskriterien der Triggervorstufe sowie der zweiten Triggerstufe werden aus der Triggersimulation in den MC Daten bestimmt. Die Triggereffizienz wird folgendermaßen definiert:

$$\epsilon = \frac{N_{trig}}{N_{ges}} \tag{3.30}$$

Dabei ist N_{trig} die Anzahl der Ereignisse, welche die Anforderungen des Triggers erfüllen und N_{ges} die Anzahl der gesamten Ereignisse. Für die Anforderungen der Triggervorstufe wird eine Effizienz ϵ von $8,93 \pm 0,09\%$ bestimmt. Für die Anforderungen der ersten und der zweiten Triggerstufe zusammen wird eine Effizienz ϵ von $2,64 \pm 0,05\%$ bestimmt. Zusätzlich zur Simulation der Algorithmen der Triggervorstufe und der zweiten Triggerstufe müssen folgende Effekte berücksichtigt werden, die in der Simulation nicht notwendigerweise gut beschrieben werden:

- Einfluss der Kalibration und des Alignments
- Einfluss von überlagerten Ereignissen
- Effizienz der Signalkanäle der Triggervorstufe

Diese Effekte werden in den folgenden Abschnitten betrachtet.

Kalibration und Alignment Die während der Datennahme verwendete Kalibration des ECAL sowie die Alignmentkonstanten des VDS sind nicht dieselben, die zur späteren Rekonstruktion genutzt werden. Beide Tatsachen können bewirken, dass in der endgültigen Rekonstruktion nicht in allen Ereignissen, welche die Triggeranforderungen während der Datennahme erfüllt hatten, mindestens zwei Elektronkandidaten rekonstruiert werden. Ebenso können sie dazu führen, dass Ereignisse während der Datennahme die Triggeranforderungen nicht erfüllen, obwohl sie diese in der endgültigen Rekonstruktion mit der verbesserten Kalibration und dem verbesserten Alignment erfüllt hätten. Dieses muss bei der Effizienzbestimmung berücksichtigt werden. In den Simulationen der Triggervorstufe und des SLT wird lediglich der Einfluss der verwendeten Algorithmen bei optimaler Kalibration und optimalem Alignment dargestellt.

Um den Einfluss der verschiedenen Kalibrationskonstanten gering zu halten, werden bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes die Anforderungen variiert, in den die Kalibration eine Rolle spielt. Es wird dabei angenommen, dass die rekonstruierte Energie eines Clusters sich durch Veränderung der Kalibrationskonstanten maximal um $\sim 10\%$ verändern kann. Von den Elektronkandidaten wird ein so hohes E_t verlangt, dass sie auch bei einer um 10% niedrigeren Energie die Triggerkriterien erfüllen. Auch die Anforderung an die in der zweiten Triggerstufe berechnete invariante Masse wird dergestalt variiert, dass diese Anforderung auch bei einer veränderten Kalibration durch die Spurpaarkandidaten erfüllt wird.

Der Einfluss von möglichem Misalignment spielt vor allem für die Effizienz der zweiten Triggerstufe eine Rolle, da die im ECAL rekonstruierten Elektronkandidaten durch Signale

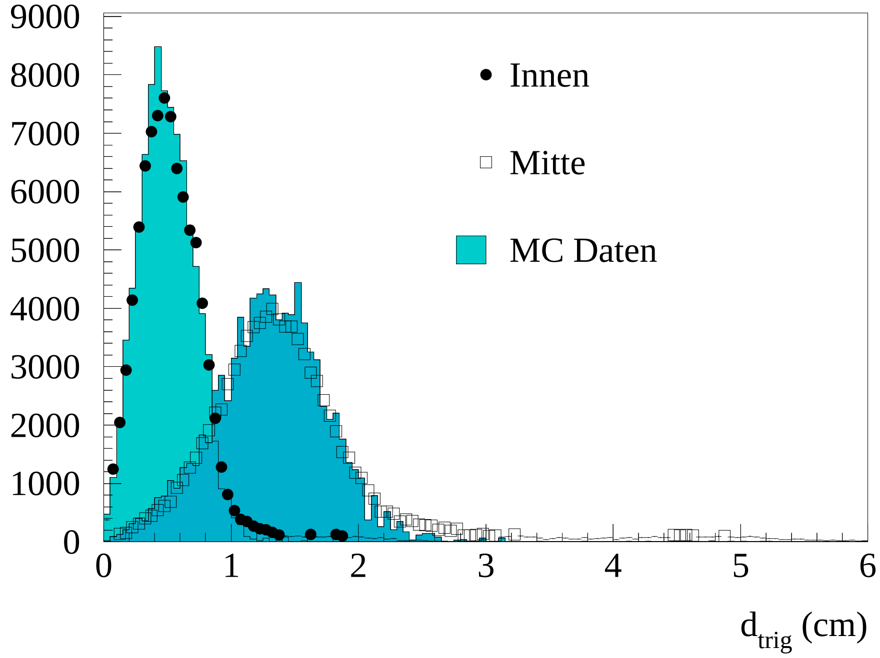


Abbildung 3.23: Die Verteilung des dichtesten Abstandes d_{trig} der Cluster, die zur Spurbildung verwendet wurden, zu einem Triggercluster ist dargestellt.

im VDS bestätigt werden müssen. Sofern ein nicht-optimales Alignment verwendet wird, ist es möglich, dass diese Bestätigung fälschlicherweise nicht erfolgt, da der Suchbereich aufgrund falscher Information versetzt ist. Der Einfluss von Misalignment auf die Effizienz der zweiten Triggerstufe wurde mit Hilfe von MC Datensätzen geprüft, in denen die VDS-Lagen zum Teil um 1 cm verschoben waren, ohne dass diese Verschiebung in dem Algorithmus der zweiten Triggerstufe verwendet wurde. Trotz der Verschiebung wurde innerhalb des statistischen Fehlers von 5% keine signifikante Veränderung der Effizienz festgestellt [Pet00]. Da für den VDS kein derartig großes Misalignment zu erwarten ist, wird der Effekt von Misalignment als vernachlässigbar betrachtet. Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wird der statistische Fehler dieser Bestimmung von 5% als systematischer Fehler verwendet.

Überlagerte Ereignisse In einem Ereignis mit einem J/ψ können auch andere Teilchen als die Zerfallselektronen des J/ψ die Triggerkriterien erfüllen. Dieses ist bevorzugt bei mehreren überlagerten Wechselwirkungen zu erwarten. Die Spurmultiplizität der Daten deutet darauf hin, dass möglicherweise im Mittel pro Ereignis mehr Wechselwirkungen überlagert sind als in der Simulation angenommen wird. Um die Effizienzbestimmung durch überlagerte Ereignisse nicht zu beeinflussen, wird der Abstand $d_{trig}(Spur)$ der Elektronkandidaten zu

	inneres ECAL		mittleres ECAL	
	M	σ	M	σ
Daten	0,50 $\pm 0,01$	0,23 $\pm$ 0,01	1,32 $\pm 0,01$	0,44 $\pm$ 0,01
MC Daten	0,49$\pm 0,01$	0,22 $\pm$ 0,01	1,29$\pm 0,01$	0,42 $\pm$ 0,01

Tabelle 3.9: Die in den Daten und in den MC Daten bestimmten Parameter, die aus der Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilung von d_{trig} erhalten wurden, sind aufgeführt.

den verschiedenen Triggerclustern des Ereignisses geprüft:

$$d_{trig}(Spur, i) = \sqrt{(\mathrm{x}_{cl} - \mathrm{x}_{trig,i})^2 + (\mathrm{y}_{cl} - \mathrm{y}_{trig,i})^2} \tag{3.31}$$

$$d_{trig}(Spur) = min(d_{trig,i}(Spur)) \tag{3.32}$$

$\mathrm{x}_{cl}, \mathrm{y}_{cl}$: Koordinaten des Clusters der Spur
$\mathrm{x}_{trig,i}, \mathrm{y}_{trig,i}$: Koordinaten des Triggerclusters i

Abbildung 3.23 zeigt den Abstand $d_{trig}(Spur)$ der Elektronkandidaten zum dichtesten Triggercluster. Aufgrund der unterschiedlichen Granularität des ECAL werden dabei der mittlere und der innere Bereich des ECAL getrennt betrachtet. Die Verteilung von $d_{trig}(Spur)$ in den MC Daten ist als gefülltes Histogramm eingezeichnet. Dabei wurde die Anzahl der Einträge auf die der Daten normiert. Bei der Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilungen ergeben sich die in Tabelle 3.9 zusammengefassten Mittelwerte M und Breiten σ. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den in den Daten und den in den MC Daten bestimmten Werten von M und σ zu erkennen. In der Simulation der Triggervorstufe wird somit die örtliche Auflösung der Triggercluster gegenüber der örtlichen Auflösung der später rekonstruierten Cluster gut beschrieben.

Bei der Selektion von J/ψ-Kandidaten werden nur Spurpaare verwendet, für die in der nahen Umgebung der Elektronkandidaten ein Triggercluster zu finden ist. Der Abstand d wird dabei auf $M + 3\sigma$ der in den Daten bestimmten Gaußfunktionen begrenzt:

- $d_{trig} < 1,19$ cm für Elektronkandidaten im inneren ECAL
- $d_{trig} < 2,64$ cm für Elektronkandidaten im mittleren ECAL

Durch diese Einschränkung werden in den Daten $\sim$ 9% der J/ψ-Kandidaten entfernt und in den MC Daten $\sim$ 10% der J/ψ-Kandidaten. In dieser Betrachtung ist demnach eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den MC Daten zu erkennen und es gibt keinen Hinweis auf einen unterschiedlichen Anteil in den Daten und in den MC Daten an Ereignissen, in denen durch Teilchen aus überlagerten inelastischen Wechselwirkungen die Triggeranforderungen erfüllt wurden.

Effizienz der Signalkanäle der Triggervorstufe Für die funktionierenden Signalkanäle der Triggervorstufe wurde eine Effizienz von $\epsilon_{Triggervorstufe} = 95\%$ im inneren Bereich sowie $\epsilon_{Triggervorstufe} = 92\%$ im mittleren Bereich bestimmt [Vil00a]. Zur Beschreibung dieser

Effizienz werden bei der Rekonstruktion der MC Daten die Cluster in den unterschiedlichen Bereichen des ECAL mit der Wahrscheinlichkeit $W = (1 - \epsilon_{Triggervorstufe})$ verworfen.

Effizienz der Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktionseffizienz für Spuren, die den Bahnen der Zerfallselektronen zugeordnet werden können, wird aus den MC Daten bestimmt. Sie wird zunächst ohne den Einfluss der zusätzlichen ECAL-Maskierung von defekten Auslesekanälen betrachtet. Als rekonstruierte Spur wird eine Kombination von einem Spursegment im VDS und einem Cluster im ECAL betrachtet, die nach der Methode aus Abschnitt 3.3.1 einander zugeordnet wurden. Außer der Anforderung $E_t > 1$ GeV an die transversale Energie der Cluster wird in dieser Betrachtung der Einfluss der Triggeranforderungen nicht berücksichtigt. Das bedeutet, dass bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz auch Spuren verwendet werden, die mit Clustern im äußeren Bereich des ECAL gebildet wurden.

In den Daten werden dieselben Rekonstruktionsalgorithmen für Spursegmente im VDS und Cluster im ECAL verwendet wie in den MC Daten, so dass die in den MC Daten bestimmte Rekonstruktionseffizienz der in den Daten entsprechen sollte. Bei der Zuordnung von VDS-Spursegmenten und ECAL-Clustern gemäß der Methode aus Abschnitt 3.3.1 wird verlangt, dass $|\Delta \mathrm{y}| < 2,5$ cm gilt. Da sich die Verteilungen von Δy in den MC Daten und in den Daten unterscheiden (siehe Abschnitt 3.3.3), ist eine gute Beschreibung der Effizienz der Zuordnung bei dieser nicht selbstverständlich. Die Begrenzung von 2,5 cm ist bei Zuordnungen von Clustern im inneren ECAL sowohl in den Daten als auch in den MC Daten bei allen Impulsen größer als $3\sigma_{\Delta \mathrm{y}}$. Bei der Zuordnung von Clustern im mittleren ECAL entspricht die Begrenzung in den Daten 2,5 $\sigma_{\Delta \mathrm{y}}$, während sie in den MC Daten bei fast allen Impulsen größer als $3\sigma_{\Delta \mathrm{y}}$ ist. Der Unterschied hat nur einen geringen Einfluss auf die Analyse und wird im systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt.

Die in den MC Daten bestimmte Rekonstruktionseffizienz für Spuren, die den J/ψ-Zerfallselektronen zugeordnet werden können, ist in Abbildung 3.24 a) als Funktion des Transversalimpulses und in Abbildung 3.24 b) als Funktion des Impulses der Zerfallselektronen dargestellt. Die Effizienz ist getrennt dargestellt für die Rekonstruktion im VDS, die Rekonstruktion im ECAL und die Kombination von VDS-Spursegmenten mit ECAL-Clustern. In Abbildung 3.24 c) ist die kombinierte Rekonstruktionseffizienz als Funktion des Transversalimpulses dargestellt, in Abbildung 3.24 d) als Funktion des Impulses. Gleichzeitig sind in Abbildung 3.24 c) und d) als offene Histogramme die generierten Verteilungen der Transversalimpulse bzw. Impulse der Zerfallselektronen dargestellt und als gefüllte Histogramme die nach der Spurrekonstruktion verbleibenden Verteilungen. Die Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz vom Transversalimpuls der Zerfallselektronen ist vor allem auf die Einschränkung an die transversale Energie im ECAL $E_t > 1$ GeV zurückzuführen. Die Impulsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz im VDS lässt sich durch die geometrische Akzeptanz des Detektors erklären. Die Zerfallselektronen mit hohen Impulsen bewegen sich mit größerer Wahrscheinlichkeit in einem niedrigeren Polarwinkel θ zur Strahlachse, so dass sie den VDS nicht durchqueren. Dadurch nimmt die Rekonstruktionseffizienz zu hohen Impulsen hin ab. Bei der Rekonstruktionseffizienz für Cluster im ECAL ist diese Tendenz nicht sichtbar, obwohl auch

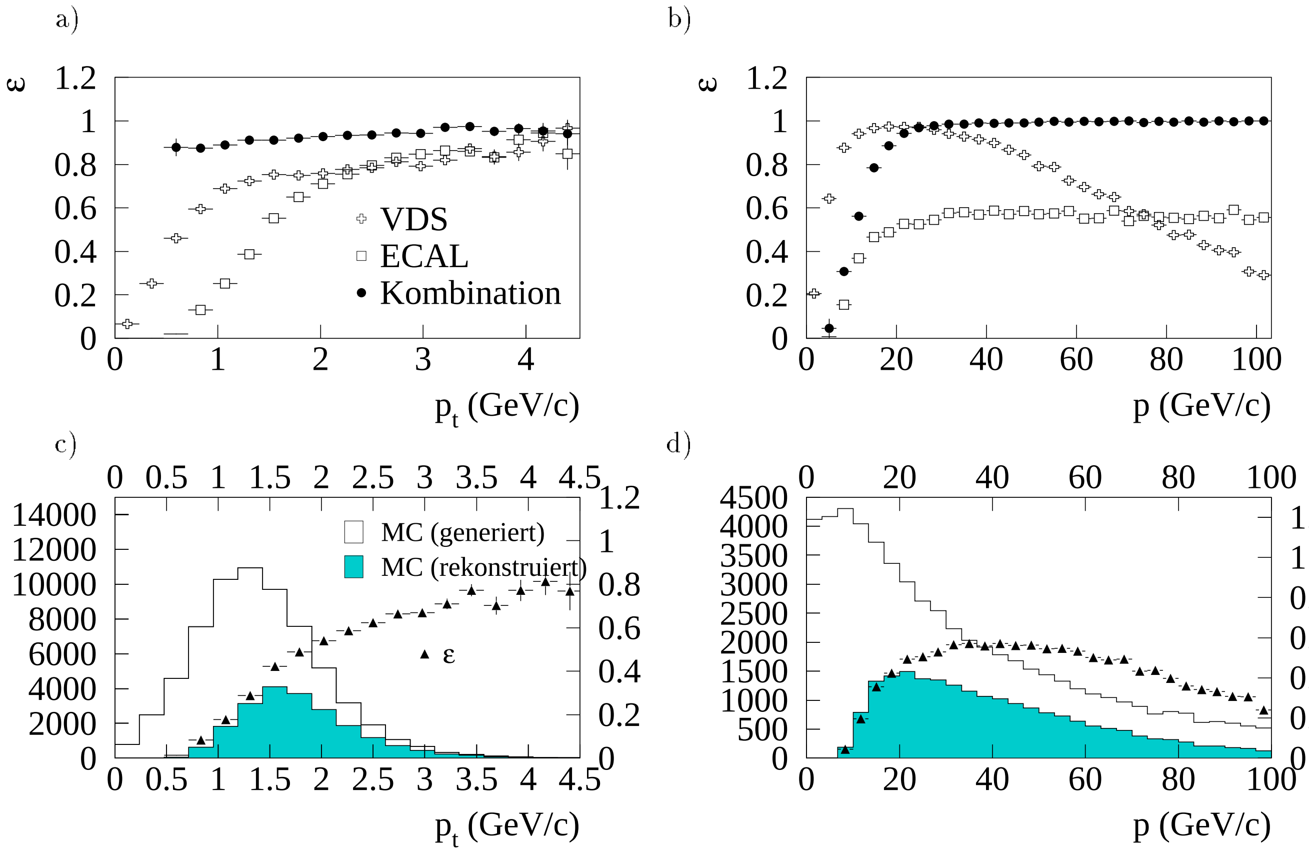


Abbildung 3.24: Die Rekonstruktionseffizienz für Spursegmente und Cluster, die aus den Signalen der Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons rekonstruiert wurden, ist in a) als Funktion von p_t und in b) als Funktion von p dargestellt. Dabei wird die Effizienz für die Rekonstruktion eines Spursegments im VDS, eines Clusters mit $E_t > 1$ GeV im ECAL und für die Kombination der Spursegmente und der Cluster separat gezeigt. Die Darstellungen in c) und d) zeigen jeweils als offenes Histogramm die in der Simulation generierten Verteilungen der in a) und b) betrachteten Variablen und als gefülltes Histogramm die nach der Rekonstruktion verbleibenden Verteilungen. Gleichzeitig ist die totale Effizienz der Spurrekonstruktion dargestellt, die Skala der Effizienz ist am rechten Bildrand eingezeichnet.

im ECAL Teilchen, die einen sehr niedrigen Polarwinkel zur Strahlachse aufweisen, nicht rekonstruiert werden können. Der Grund dafür liegt darin, dass die zusätzliche Anforderung bei der Rekonstruktion der Cluster im ECAL an ihre transversale Energie mit größerer Wahrscheinlichkeit bei hohen Impulsen erfüllt wird, was zu einer Zunahme der Effizienz zu hohen Impulsen führt. Dieser Effekt kompensiert die erwartete Abnahme. Die Abnahme der Effizienz für die Kombination von Spursegmenten und Clustern zu kleinen Impulsen ist auf die Begrenzung in Δy bei der Zuordnung zurückzuführen. Niederenergetische Elektronen werden stärker durch Vielfachstreuung abgelenkt als hochenergetische Elektronen, da der Einfluss der Vielfachstreuung invers proportional zum Impuls ist. Dadurch ist der rekonstruierte Ab-

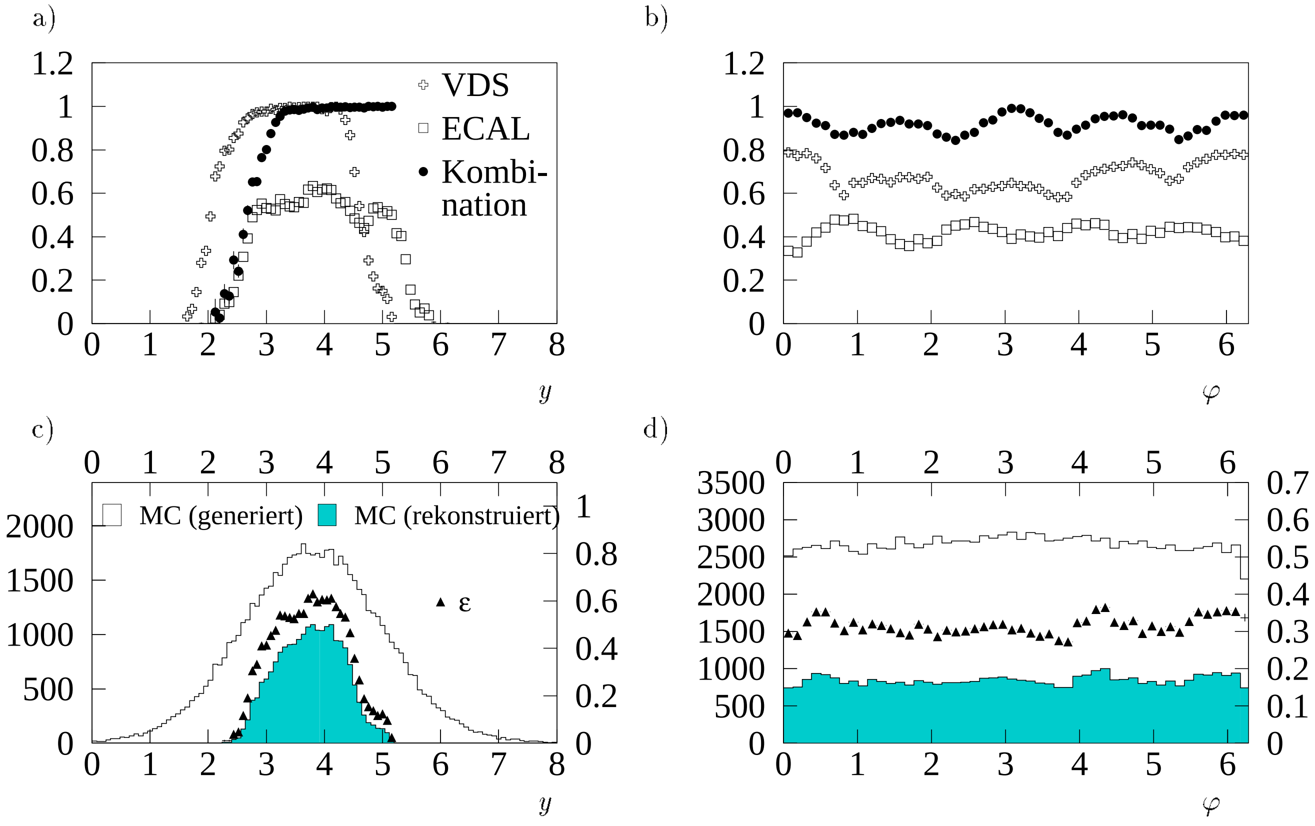


Abbildung 3.25: Die Rekonstruktionseffizienz für Spursegmente und Cluster, die aus den Signalen der Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons rekonstruiert wurden, ist in a) als Funktion von y und in b) als Funktion von φ dargestellt. Dabei wird die Effizienz für die Rekonstruktion eines Spursegmentes im VDS, eines Clusters mit $E_t > 1$ GeV im ECAL und für die Kombination der Spursegmente und der Cluster separat gezeigt. Die Darstellungen in c) und d) zeigen jeweils als offenes Histogramm die in der Simulation generierten Verteilungen der in a) und b) betrachteten Variablen und als gefülltes Histogramm die nach der Rekonstruktion verbleibenden Verteilungen. Gleichzeitig ist die totale Effizienz der Spurrekonstruktion dargestellt, die Skala der Effizienz ist am rechten Bildrand eingezeichnet.

stand Δy für die Spuren, die den Bahnen von niederenergetischen Elektronen zugeordnet werden können, im Mittel größer als für die Spuren, die den Bahnen von hochenergetischen Elektronen zugeordnet werden können. Durch die Festlegung eines maximalen Abstandes Δy werden demnach die Kombinationen, die zu den Bahnen von niederenergetischen Elektronen gehören, mit einer geringeren Effizienz als Spur akzeptiert.

Die Rekonstruktionseffizienz ist in Abbildung 3.25 a) als Funktion der Rapidität y und in Abbildung 3.25 b) als Funktion des Azimutalwinkels φ dargestellt. Auch in dieser Abbildung sind die Effizienzen für die Rekonstruktion von Spursegmenten im VDS, von Clustern im

ECAL und von der Kombination der Spursegmente mit den Clustern separat dargestellt. In Abbildung 3.25 c) ist die kombinierte Rekonstruktionseffizienz als Funktion von y dargestellt und in Abbildung 3.25 d) als Funktion von φ. Gleichzeitig sind in Abbildung 3.25 c) und d) die generierten bzw. die rekonstruierten Verteilungen in y und φ als offene bzw. als gefüllte Histogramme eingezeichnet. Die Rekonstruktionseffizienz in y und φ spiegelt die geometrische Akzeptanz des VDS und des ECAL wieder. In der Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz von φ zeigt sich der Einfluss der quadratischen Struktur des ECAL bzw. der Konfiguration der Quadranten des VDS. Die Begrenzung des Abstandes Δy bei den Spuren führt zu der sichtbaren Abhängigkeit der Effizienz der Kombination von Spursegmenten und Clustern von y bzw. von φ. Durch die schlechtere örtliche Auflösung des ECAL im mittleren und im äußeren Bereich des ECAL gegenüber der örtlichen Auflösung im inneren Bereich des ECAL wird für die Kombinationen, deren Cluster in diesen Bereichen rekonstruiert wurden, im Mittel ein größerer Abstand Δy erwartet. Durch die einheitliche Begrenzung von Δy werden daher die Kombinationen, deren Cluster in diesen Bereichen des ECAL rekonstruiert wurden, mit geringerer Wahrscheinlichkeit als Spuren akzeptiert als die Kombinationen, deren Cluster im inneren ECAL rekonstruiert wurde. Durch die quadratische Struktur des ECAL ist das Verhältnis der Anzahl von Kombinationen mit Clustern im inneren Bereich zur Anzahl von Kombinationen mit Clustern in den anderen Bereichen für jeden Wert von φ unterschiedlich, so dass sich auch die Effizienz der Zuordnung von Kombinationen mit φ verändert.

Abbildung 3.26 zeigt den Einfluss der Spurrekonstruktion auf den messbaren Phasenraum des J/ψ. Die Effizienz ist in Abbildung 3.26 a) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t des J/ψ und in b) in Abhängigkeit von x_f dargestellt. In Abbildung 3.26 c) ist die generierte Verteilung von p_t dargestellt und gleichzeitig als gefülltes Histogramm die nach der Rekonstruktion verbleibende Verteilung. Abbildung 3.26 d) zeigt die generierte Verteilung in x_f, das gefüllte Histogramm stellt ebenfalls die nach der Rekonstruktion verbleibende Verteilung dar.

Die Effizienzen der Rekonstruktion der Spuren von beiden Elektronen im VDS sowie der Rekonstruktion der zu den Elektronen gehörigen Cluster im ECAL sowie der anschließenden Kombination der Spursegmente mit den ECAL-Clustern sind jeweils einzeln dargestellt. Die Effizienz der Spurrekonstruktion inklusive der geometrischen Akzeptanz steigt mit dem Transversalimpuls des J/ψ bei hohen Transversalimpulsen an. Dieses Verhalten wird durch die geometrische Akzeptanz des Detektors bestimmt. Bei hohen Transversalimpulsen nimmt der Transversalimpuls der Zerfallselektronen mit dem Transversalimpuls des J/ψ zu. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit größer, dass sie in den Akzeptanzbereich des VDS gelangen und auch im ECAL die Anforderung an E_t erfüllen.

Auch die Variation der Rekonstruktionseffizienz in x_f im VDS als auch im ECAL gibt vor allem die geometrische Akzeptanz dieser Subdetektoren wieder. Bei negativem x_f bewegt sich das J/ψ im Schwerpunktssystem entgegen der Richtung des eingehenden Protonenstrahls, so dass die beiden Elektronen aus einem J/ψ-Zerfall im Laborsystem einen großen Öffnungswinkel besitzen, entsprechend bei positivem x_f einen kleinen Öffnungswinkel. Der vom VDS sowie vom ECAL abgedeckte Winkelbereich ist somit für die Abnahme der Rekonstruktionseffizienzen im VDS und im ECAL und bei kleinen und großen x_f verantwortlich. Die Abnahme der Effizienz bei der Kombination von VDS-Spursegmenten und ECAL-Clustern

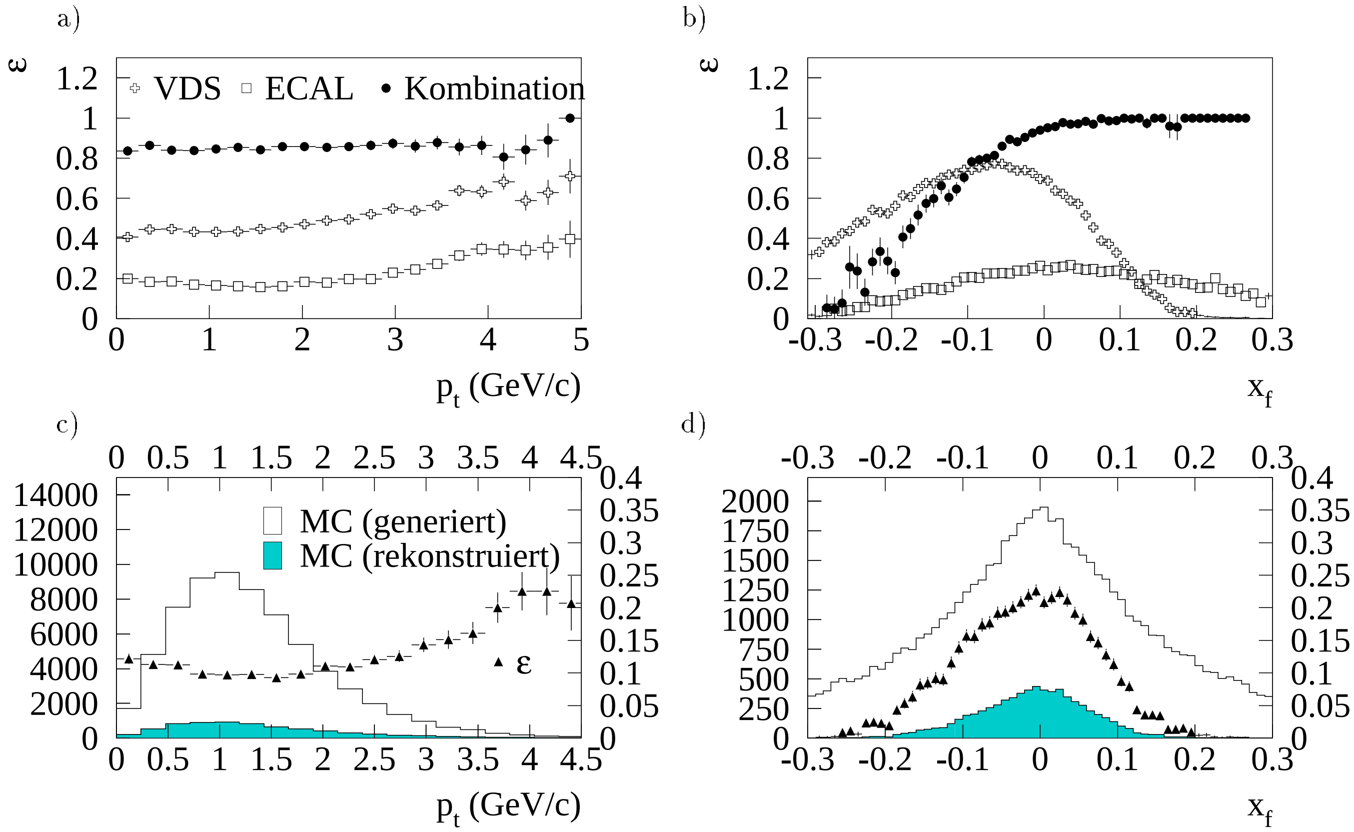


Abbildung 3.26: Die Effizienz für die Rekonstruktion beider Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons im VDS und im ECAL sowie von Spuren der Zerfallselektronen ist in a) als Funktion von p_t und in b) als Funktion von x_f des J/ψ-Mesons dargestellt. Dabei wird die Effizienz für die Rekonstruktion der Spursegmente im VDS, und der Cluster mit $E_t > 1$ GeV im ECAL und für die Kombination der Spursegmente und der Cluster separat gezeigt. Die Darstellungen in c) und d) zeigen jeweils als offenes Histogramm die in der Simulation generierten Verteilungen der in a) und b) betrachteten Variablen und als gefülltes Histogramm die nach der Rekonstruktion verbleibenden Verteilungen. Gleichzeitig ist die totale Effizienz der Spurrekonstruktion dargestellt, die Skala der Effizienz ist am rechten Bildrand eingezeichnet.

bei negativen x_f ist auf die Begrenzung im Abstand Δy zurückzuführen. Die Zerfallselektronen erreichen in diesem Fall vorzugsweise den mittleren und äußeren Bereich des ECAL, wo gegenüber dem inneren Bereich eine niedrigere örtliche Auflösung erreicht wird und durch die Begrenzung im Abstand Δy auch ein Teil der richtigen Kombinationen verworfen wird.

Klone

Aus den Signalen, die von einem Teilchen im Detektor erzeugt wurden, können fälschlicherweise mehrere Spuren mit ähnlichen Spurparametern, so genannte Klone, rekonstruiert werden.

Da bei den VDS-Spursegmenten ein Anteil an derartigen Klonen zu erwarten ist, können in den damit gebildeten Spuren ebenfalls Klone auftreten, die zu einer Doppelzählung von J/ψ-Kandidaten führen. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Anzahl der J/ψ-Kandidaten in einem Ereignis zu prüfen und Ereignisse mit mehreren J/ψ-Kandidaten gesondert zu betrachten.

Es werden Spurpaare ausgewählt, deren beide Spuren die lose Bremsstrahlungsanforderung erfüllen. Mit dieser Anforderung ist in den Daten ein klares J/ψ-Signal sichtbar. In den meisten der ausgewählten Ereignisse ist genau ein einziger J/ψ-Kandidat enthalten, lediglich in 3% aller Fälle gibt es zwei Kandidaten im Ereignis. Um Doppelzählungen zu vermeiden, wird in diesen Ereignissen jeweils nur einer der Kandidaten verwendet.

Vergleich der Daten mit der Simulation

Die aus den MC Daten bestimmte Effizienz ist nur dann angemessen, wenn die Akzeptanz und Auflösung der Signale im Detektor sowie die Belegung des Detektors von der Simulation gut beschrieben werden.

Im Folgenden wird anhand der Anzahl der im VDS rekonstruierten Spursegmente und der Anzahl der im ECAL rekonstruierten Cluster die Belegung des Detektors in den Daten mit der in der Simulation verglichen. Im anschließenden Abschnitt wird durch einen Vergleich der Breite des J/ψ-Signals in den Daten und den MC Daten die reale Energie- und Impulsauflösung bestimmt. Im letzten Abschnitt werden die Verteilungen der J/ψ-Zerfallselektronen sowie der J/ψ-Mesonen in verschiedenen Variablen in den Daten und in den MC Daten miteinander verglichen. Für alle Vergleiche werden ausschließlich Ereignisse verwendet, in denen in der invarianten Masse von Spurpaaren ein klares J/ψ-Signal rekonstruiert werden konnte. Dazu werden die folgenden Anforderungen an die Spurpaare gestellt:

- Beide Spuren wurden gemäß Abschnitt 3.3 rekonstruiert:
  - Kombinationen aus Spursegmenten im VDS und Clustern im ECAL mit $|\Delta \mathrm{y}| < 2,5$ cm
  - $E_t > 1$ GeV
  - $\left|\left|\frac{E}{p}\right| - 1\right| < 0,3$
- Die Spuren eines Spurpaares enthalten unterschiedliche Spursegmente und Cluster
- Die Cluster liegen nicht in den gemäß Abschnitt 3.2.2 maskierten Bereichen des ECAL
- Beide Spuren erfüllen die harte Bremsstrahlungsanforderung
- Die Cluster der beiden Spuren wurden in der Umgebung eines Triggerclusters rekonstruiert ($d_{trig} < 1,19$ cm im inneren ECAL, $d_{trig} < 2,64$ cm im mittleren ECAL)
- Das bei der Anpassung an einen Vertex berechnete χ^2_V ist kleiner als 4

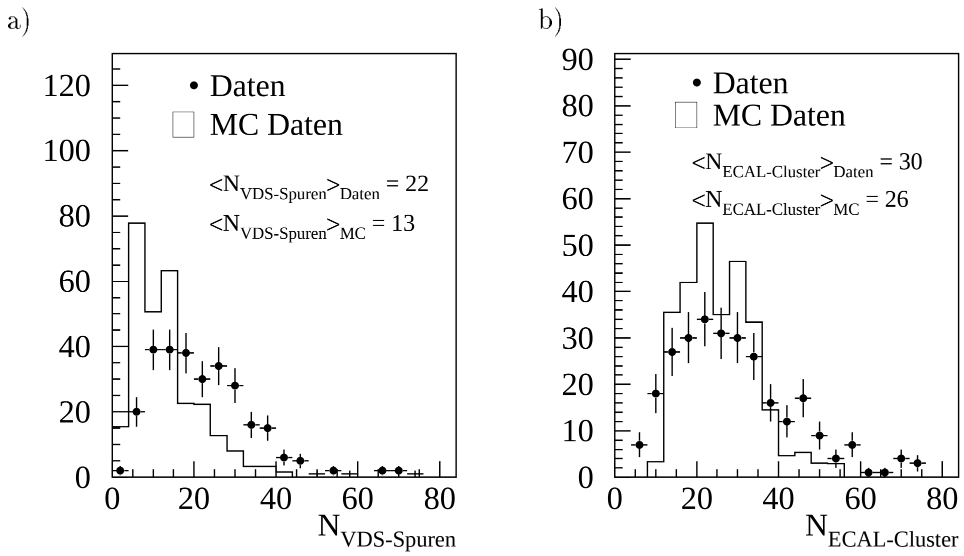


Abbildung 3.27: Die Verteilung der Anzahl von a) im VDS rekonstruierten Spursegmenten pro Ereignis, $N_{VDS-Spuren}$, und b) im ECAL rekonstruierten Clustern pro Ereignis. $N_{ECAL-Cluster}$, ist in Ereignissen mit J/ψ-Kandidaten in den Daten und in MC Daten dargestellt. Die Verteilungen in den MC Daten wurde so normiert, dass ihr Integral dem der Verteilung der Daten entspricht.

In den MC Daten werden die Verteilungen zunächst mit allen ECAL-Masken der verwendeten Runs erzeugt. Anschließend werden diese Verteilungen gemäß dem Anteil der totzeitkorrigierten Luminosität dieser Runs an der gesamten totzeitkorrigierten Luminosität gewichtet und die Verteilungen aller Runs summiert.

Belegung des Detektors Da die Belegung des Detektors einen Einfluss auf die Rekonstruktionseffizienz des J/ψ besitzt, soll im Folgenden betrachtet werden, wie gut sie in den MC Daten beschrieben wird. Für den Vergleich wurden in den Daten ausschließlich Ereignisse verwendet, in denen ein J/ψ-Kandidat mit einer invarianten Masse m_{inv} im Bereich 2,85 GeV/c^2 $< m_{inv} <$ 3,11 GeV/c^2 rekonstruiert werden konnte. Diese Begrenzung entspricht der Begrenzung $|m_{inv} - M| < 1\sigma_{J/\psi}$, wobei M der Mittelwert der Gaußfunktion ist, die bei der Anpassung einer Gaußfunktion und der Untergrundfunktion $f1$ (Gleichung 3.23) an das Massenspektrum bestimmt wurde, und $\sigma_{J/\psi}$ die aus dieser Anpassung bestimmte Breite. Der durch die Untergrundfunktion beschriebene Untergrund besitzt in diesem Massenbereich einen Anteil von $\sim 10\%$ der Ereignisse. Von den Ereignissen der MC Daten werden ebenfalls solche verwendet, in denen ein J/ψ-Kandidat rekonstruiert wurde, dessen invariante Masse weniger als 1σ der angepassten Gaußfunktion vom Mittelwert der angepassten Gauß-

funktion entfernt ist. Diese Begrenzung der invarianten Masse entspricht
2,94 GeV/c^2 $< m_{inv} <$ 3,20 GeV/c^2.

Die Verteilung der Spurmultiplizität im VDS ist für die Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten in den Daten und den MC Daten in Abbildung 3.27 a) dargestellt. Die in den MC Daten bestimmte Verteilung wurde so normiert, dass ihr Integral dem der in den Daten bestimmten Verteilung entspricht. Die mittlere Anzahl von Spuren im VDS beträgt in den Daten 22, in den MC Daten 13.

Die Verteilung der Clustermultiplizität im ECAL ist für die Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten in den Daten und den MC Daten in Abbildung 3.27 b) dargestellt. Auch hier wurde die Verteilung in den MC Daten so normiert, dass ihr Integral dem der Verteilung der Daten entspricht. Die mittlere Anzahl von Clustern im ECAL beträgt in den Daten 30, in den MC Daten 26.

Die Spur- und die Clustermultiplizität sind in den Daten höher als in der Simulation. Auch der Beitrag des in den Daten noch enthaltenen Untergrundes zu den Verteilungen kann diesen Unterschied nicht erklären.

Es ist auffällig, dass die Verteilungen der Clustermultiplizität in den Daten und in den MC Daten ähnlicher sind als die Verteilungen der Spurmultiplizität. Dieses kann zum Teil durch eine Schwäche der Simulation erklärt werden, durch die im ECAL in bestimmten Bereichen mehr Untergrund durch Rauschen simuliert wird als in den Daten zu erwarten ist. Zur Simulation der Pedestalschwankungen im ECAL werden gaußische Verteilungen angenommen, obwohl in den Daten keine Gaußverteilungen vorliegen, sondern die Verteilungen schneller auf Null abfallen. In der Simulation werden durch die Annahme der Gaußverteilung in den Bereichen mit großen Pedestalbreiten oft Signale simuliert, durch welche die Energieschwelle der Clusterrekonstruktion überschritten wird, so dass dort Cluster rekonstruiert werden. In diesen Bereichen ist in den MC Daten gegenüber den Daten ein erhöhter Untergrund durch Rauschen zu erwarten, was in den MC Daten zu einer höheren Clustermultiplizität gegenüber den Daten führen sollte.

Die gegenüber der Ewartung erhöhte Spur- und Clustermultiplizität der Daten kann verschiedene Gründe haben:

- Die Selektion von J/ψ-Kandidaten, bei denen den Spuren beider Zerfallselektronen Bremsstrahlung zugeordnet wurde, kann Ereignisse mit hohen Spur- und Clustermultiplizitäten bevorzugen, da dann mit größerer Wahrscheinlichkeit zufällig ein Cluster als Bremsstrahlung zugeordnet werden kann.

- Es wurde bereits gezeigt, dass die Wechselwirkungsrate nicht gleichmäßig über die einzelnen Protonenbündel verteilt ist, während in der Simulation eine vollkommen gleichmäßige Verteilung angenommen wird. Das bedeutet, dass in den Daten häufiger eine sehr hohe Anzahl von überlagerten Wechselwirkungen auftritt als in der Simulation. Die Unregelmäßigkeiten in der Wechselwirkungsrate können somit zu den beobachteten hohen Spur- und Clustermultiplizitäten geführt haben.

- Die Beschreibung der J/ψ-Produktion in der Simulation bei der hier verwendeten Kombination von PYTHIA und FRITIOF für die Simulation gibt möglicherweise die Teilchenmultiplizitäten nicht korrekt wieder.

Der erste Grund kann durch einen Vergleich mit den aus späteren Datensätzen rekonstruierten J/ψ-Mesonen im Zerfall J/$\psi \to \mu^+\mu^-$ geprüft werden. In der Rekonstruktion des J/ψ-Signals in diesem Zerfallskanal wird keine Anforderung an Bremsstrahlung genutzt. Trotzdem wird in den Ereignissen mit den in diesem Zerfall rekonstruierten J/ψ-Kandidaten eine ähnliche Spurmultiplizität beobachtet wie in den hier selektierten Ereignissen [Igo01, Buc01]. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass in diesen Ereignissen ein anderes Selektionskriterium eine solche hohe Spurmultiplizität bevorzugt, aber die gute Übereinstimmung der Spurmultiplizitäten der Ereignisse mit dem rekonstruierten J/ψ-Signal im Zerfall J/$\psi \to e^+e^-$ und im Zerfall J/$\psi \to \mu^+\mu^-$ macht es plausibel, dass nicht die Bremsstrahlungsanforderung für die hohe Spurmultiplizität verantwortlich ist.

Die anderen beiden oben genannten Gründe können in der hier vorgestellten Analyse nicht unterschieden werden, erst eine ausführliche Untersuchung der Simulation und der Verteilung der Wechselwirkungsrate auf die verschiedenen Protonenbündel, würde zu einer Unterscheidung beitragen können, was im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war.

Der Einfluss der unterschiedlichen Multiplizitäten auf die Rekonstruktionseffizienz muss berücksichtigt werden. Das Rekonstruktionsprogramm für die Spursegmente im VDS besitzt eine Effizienz, die näherungsweise unabhängig von der Belegung ist. Bei Ereignissen mit im Mittel vier überlagerte Wechselwirkungen pro Ereignis wurde in MC Daten ein Abfall der Rekonstruktionseffizienz für eine Spur von 98,5% auf 96,5% bestimmt [KM99]. Die in den hier betrachteten Daten bestimmte Spurmultiplizität entspricht MC Daten mit im Mittel zwei überlagerten Wechselwirkungen pro Ereignis. Der Einfluss der erhöhten Belegung des VDS auf die Effizienz sollte somit vernachlässigbar sein. Die gleichzeitig erhöhte Treffermultiplizität im VDS kann einen Einfluss auf die Effizienz der zweiten Triggerstufe haben. Dieser Einfluss wird bei der Betrachtung des systematischen Fehlers des später bestimmten Wirkungsquerschnittes berücksichtigt.

Der Einfluss der erhöhten Clustermultiplizität kann die Wahrscheinlichkeit erhöhen, dass einer Spur ein falsches Cluster als Bremsstrahlung zugeordnet wird. Bei den hier auftretenden niedrigen Clustermultiplizitäten von im Mittel 30 Clustern und dem gegenüber den MC Daten geringen Unterschied in der Clustermultiplizität kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

Bestimmung der realen Impuls- und Energieauflösung Die Breite $\sigma_{J/\psi}$ des J/ψ-Signals wird verwendet, um die Energie- und Impulsauflösung in den Daten mit der simulierten Energie- und Impulsauflösung zu vergleichen. Die Breite wird neben der Energie- und Impulsauflösung auch durch etwaiges Misalignment im VDS oder globales Misalignment beeinflusst sowie durch das Material, das sich zwischen dem VDS und dem ECAL befindet. Dieses bestimmt die Häufigkeit von Bremsstrahlung, die nicht in allen Fällen im ECAL gefunden und berücksichtigt werden kann. Dadurch wird die mögliche Genauigkeit der Energiemessung beeinträchtigt. Für die folgende Betrachtung wird angenommen, dass etwaiges Misalignment vernachlässigbar ist und das Material zwischen dem VDS und dem ECAL von der Simulation so gut beschrieben wird, dass die Breite des Signals sich dadurch nicht signifikant verändert. Die Energie- und Impulsauflösung in den MC Daten wird durch eine gaußförmige Verschmierung der rekonstruierten Energie bzw. der rekonstruierten Impulse variiert, wobei sowohl für die Spuren im mittleren ECAL als auch für die Spuren im inneren ECAL dieselbe Breite der Gaußfunktion verwendet wird. Das innere und das mittlere ECAL werden nicht getrennt betrachtet, um in der Simulation noch eine ausreichende Anzahl an Ereignissen zur Verfügung zu haben. Der Vergleich der Breite $\sigma_{J/\psi}$ bei verschiedenen Verschmierungen der rekonstruierten Energien und Impulse mit der Breite $\sigma_{J/\psi}$ in den Daten zeigt, bei welcher Energie- und Impulsauflösung die Breiten übereinstimmen. Dadurch ist die reale Energie- und Impulsauflösung bei Gültigkeit der für die Bestimmung verwendeten Annahmen bestimmt.

Zunächst wird die Breite des J/ψ-Signals in den Daten bestimmt. Bei der Berechnung der invarianten Masse wird zum einen der Impuls der Spuren verwendet und zum anderen die im ECAL rekonstruierte Energie. Da sich das in den Daten rekonstruierte J/ψ-Signal bei Verwendung der Energie der Cluster anstelle der berechneten Impulse erheblich verbreitert, ist eine einfache Abschätzung des Untergrundes unter dem Signal mit Hilfe von angepassten Funktionen schwierig. Der Untergrund wird daher durch gemischte Ereignisse beschrieben. Damit dieser Untergrund bestimmt werden kann, ist es erforderlich, dass die Triggeranforderungen auch in den gemischten Ereignissen erfüllt werden. Durch die Anforderung an E_t und die Nähe der Cluster der Spuren zu einem Triggercluster ist bei den J/ψ-Kandidaten die Anforderung der Triggervorstufe bereits erfüllt. Für die Beschreibung der Anforderung der zweiten Triggerstufe wird von den J/ψ-Kandidaten verlangt, dass ihre nach dem Algorithmus der zweiten Triggerstufe ohne Bremsstrahlungskorrektur berechnete invariante Masse größer als 2,2 GeV/c^2 ist. Diese Anforderung wurde auch bereits bei der Untersuchung des verbleibenden Untergrundes unter dem Signal verwendet.

Das mit diesen Anforderungen rekonstruierte J/ψ-Signal ist in Abbildung 3.28 dargestellt. In Abbildung 3.28 a) ist dabei die Verteilung der mit den Impulsen berechneten invarianten Masse zu sehen, in b) die der mit der Energie der Cluster berechnete invariante Masse. Der aus gemischten Ereignissen bestimmte Untergrund ist als gefülltes Histogramm eingezeichnet. In Abbildung 3.28 c) und d) ist die Differenz der normalen Ereignisse und der gemischten Ereignisse der in a) und b) dargestellten Verteilungen zu sehen. Für Abbildung 3.28 c) wurden die Verteilungen aus a) voneinander abgezogen, für d) die in b) dargestellten Verteilungen. Bei Verwendung der Energie zur Berechnung der invarianten Masse ist eine Verbreiterung des Signals von $\sigma_{J/\psi} = 115 \pm 10$ MeV/c^2 auf $\sigma_{J/\psi} = 173 \pm 10$ MeV/c^2 sichtbar. In den MC Daten liegt die Breite des J/ψ-Signals mit den Impulsen berechnet bei $\sigma_{J/\psi} = 68 \pm 5$ MeV/c^2 und mit der Energie bei $\sigma_{J/\psi} = 102 \pm 9$ MeV/c^2. Der Unterschied lässt sich mit einer schlechteren Energie- und Impulsauflösung in den Daten gegenüber der Simulation erklären. In Abschnitt 3.3.6 wurde bereits in der Betrachtung der Korrelationen von Spursegmenten im VDS und Clustern im ECAL gezeigt, dass eine schlechtere Impulsauflösung zu erwarten ist. Um die reale Energie- und Impulsauflösung abzuschätzen, wird die Breite des J/ψ-Signals in den MC Daten durch Verschmierung der Energie- und Impulsauflösung variiert und mit der Breite des J/ψ-Signals in den Daten verglichen.

Wird zur Berechnung der invarianten Masse die im ECAL rekonstruierte Energie verwendet, so ist die Breite des Signals durch die Energieauflösung bestimmt. Aus dem Vergleich

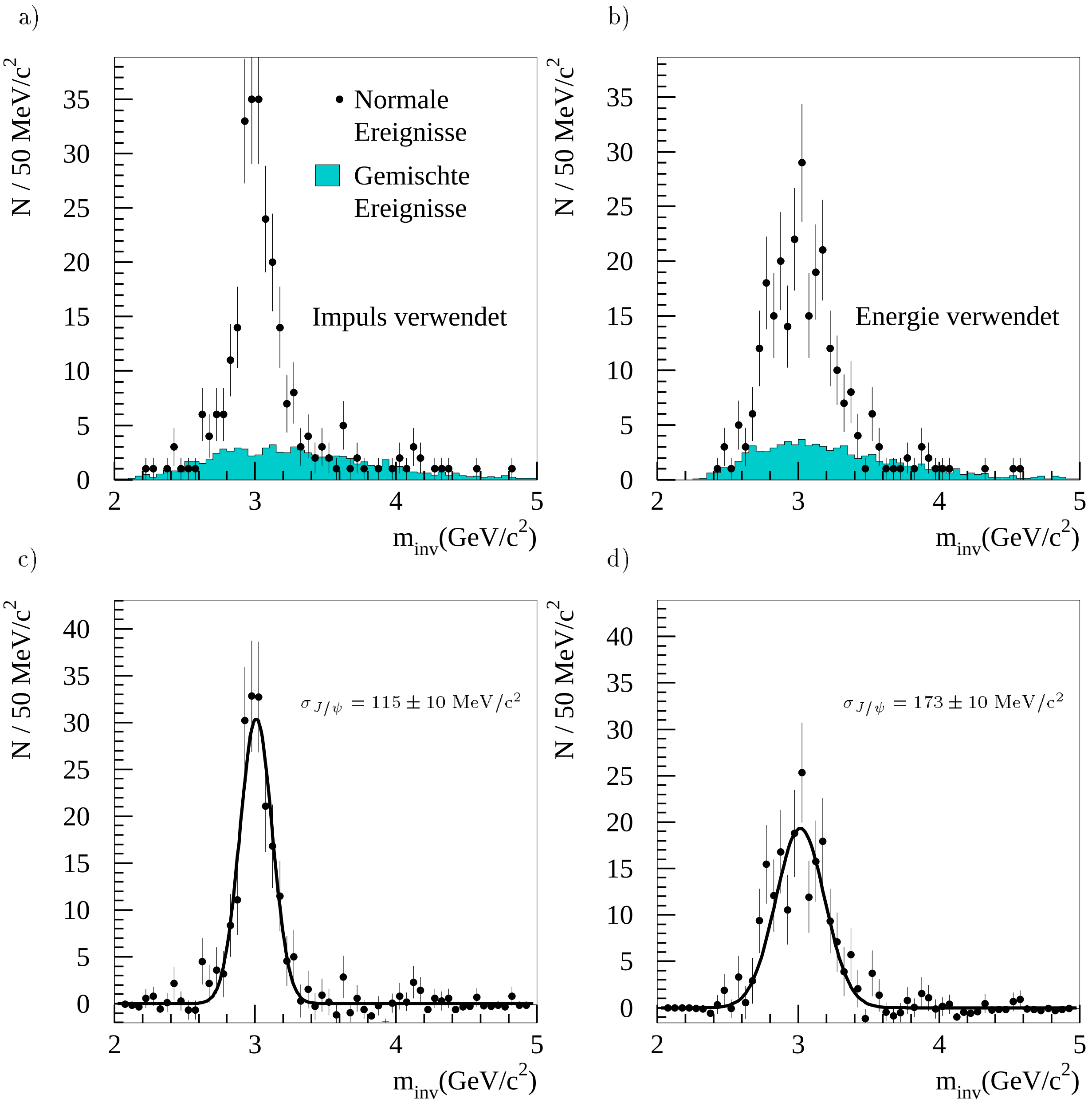


Abbildung 3.28: Die invariante Masse der selektierten Spurpaare ist dargestellt. In a) wurde der Impuls der Spuren zur Berechnung verwendet, in b) die im ECAL rekonstruierte Energie. Die mit gemischten Ereignissen erhaltene Verteilung ist jeweils als gefülltes Histogramm in a) und b) eingezeichnet. In c) ist die Verteilung von a) abzüglich des durch gemischte Ereignisse abgeschätzten Untergrundes dargestellt, in d) die Verteilung von b) der normalen Ereignisse abzüglich des durch gemischte Ereignisse abgeschätzten Untergrundes.

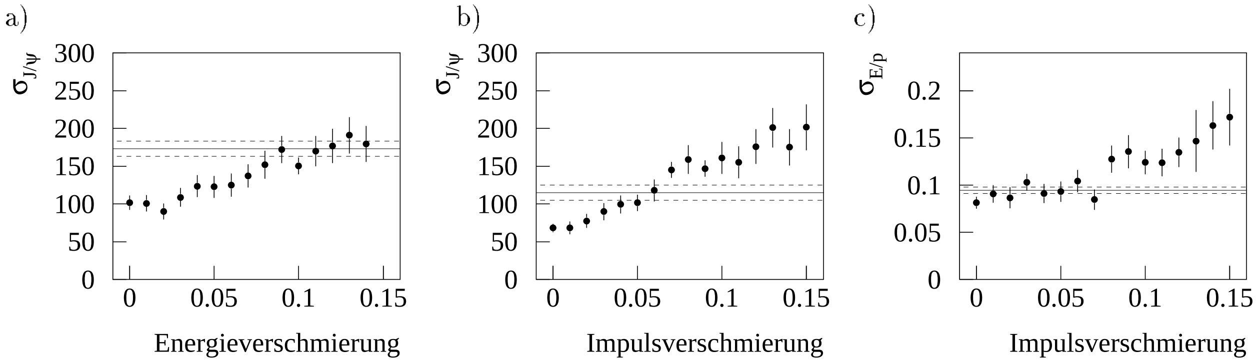


Abbildung 3.29: In a) ist die in den MC Daten bestimmte Breite des J/ψ-Signals, das unter Verwendung der im ECAL gemessenen Energie rekonstruiert wurde, als Funktion der zusätzlichen Energieverschmierung der im ECAL gemessenen Energie dargestellt. Die eingezeichneten Linien geben die in den Daten bestimmte Breite mit ihrem Fehler an. In b) ist die in den MC Daten bestimmte Breite des J/ψ-Signals, das unter Verwendung der berechneten Impulse rekonstruiert wurde, bei Verschmierung der Energie um 9% als Funktion der zusätzlichen Impulsverschmierung dargestellt. Die eingezeichneten Linien zeigen die in den Daten bestimmte Breite mit ihrem Fehler. In c) ist die in den MC Daten bei Verschmierung der Energie um 9% erhaltene Breite der Verteilung in E/p als Funktion der zusätzlichen Impulsverschmierung dargestellt. Die eingezeichneten Funktionen zeigen auch hier die in den Daten erhalten Breite der Verteilung in E/p mit ihrem Fehler

der Signalbreiten in der Simulation und in den Daten kann dann die reale Energieauflösung des ECAL bestimmt werden.

Abbildung 3.29 a) zeigt die Breite des J/ψ-Signals in der Simulation bei verschiedenen Verschmierungen der rekonstruierten Energie. Die rekonstruierte Energie wird jeweils um einen bestimmten Bruchteil gaußförmig verschmiert. In die Abbildung ist als durchgezogene Linie die in den Daten gemessene Breite des J/ψ-Signals und als gestrichelte Linien der dazugehörige Fehler eingezeichnet. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass in den MC Daten eine Verschmierung der Energie um mindestens 9% notwendig ist, um die Breite angemessen zu beschreiben. Im Folgenden wird daher in den MC Daten eine Verschmierung von 9% auf die rekonstruierte Energie der Cluster angewandt.

Aus einer entsprechenden Betrachtung kann die reale Impulsauflösung der verwendeten Spuren bestimmt werden. Dazu wird die invariante Masse der Spurpaare unter Verwendung der den Spuren zugeordneten Impulse berechnet und die Breite des J/ψ-Signals in der Simulation bei verschiedenen Verschmierungen des Impulses betrachtet. Bei der Bestimmung des Impulses wird die Energie der rekonstruierten Cluster der Bremsstrahlung verwendet, so dass die eben bestimmte Energieverschmierung in diese Betrachtung mit eingeht. Abbildung

3.29 b) zeigt die erhaltene Breite des J/ψ-Signals als Funktion der Impulsverschmierung. Als durchgezogene Linie ist auch in diesem Bild die in den Daten erhaltene Breite des J/ψ-Signals eingezeichnet, als gestrichelte Linien der Fehler.

In derselben Art wie die Breite des J/ψ-Signals kann die Breite der $\frac{E}{p}$-Verteilung in den Daten und der Simulation bei verschiedenen Impulsverschmierungen verglichen werden. Für die folgende Betrachtung wird bereits die zusätzliche Energieverschmierung von 9% verwendet. In Abbildung 3.29 c) ist die Breite der Verteilung in $\frac{E}{p}$ bei verschiedenen Impulsverschmierungen dargestellt. Sowohl aus der Breite des J/ψ-Signals als auch aus der Breite von $\frac{E}{p}$ ist im Vergleich der Daten mit der Simulation sichtbar, dass mindestens eine zusätzliche Impulsverschmierung von 5% in der Simulation notwendig ist, um die Daten zu beschreiben.

Für die Bestimmung der Effizienz wird im Folgenden eine zusätzliche Verschmierung von 5% für den Impuls und von 9% für die Energie angewandt.

In dieser zusätzlichen Verschmierung wird nicht berücksichtigt, dass die Verschmierung in verschiedenen Bereichen des Kalorimeters unterschiedlich sein könnte, da auch die Kalibration der verschiedenen Bereiche sehr unterschiedlich genau bekannt ist. Die Impulsverschmierung kann ebenfalls impulsabhängig sein, was aufgrund der in Abschnitt 3.3.6 beschriebenen Abschätzung der realen Impulsauflösung aus den Abstandsverteilungen in Δy plausibel erscheint. Für eine Bestimmung der zusätzlich notwendigen Impuls- und Energieverschmierung mit Hilfe der hier verwendeten Methode unter Berücksichtigung der verschiedenen ECAL-Bereiche und der Impulse war die verfügbare Anzahl an Zerfallselektronen von J/ψ-Mesonen nicht ausreichend.

Vergleich der Bremsstrahlung Die Energie von abgestrahlten Bremsstrahlungsphotonen ist von der Energie des strahlenden Elektrons sowie von der Strahlungslänge des durchquerten Materials abhängig. Sofern die Impulsverteilung und die Materialverteilung von der Simulation angemessen beschrieben werden, sollte auch das Verhältnis der abgestrahlten Energie zum Impuls des strahlenden Elektrons in den Daten die gleiche Verteilung zeigen wie in den MC Daten. Dieses wird nun anhand der Elektronkandidaten überprüft.
Damit gewährleistet ist, dass vor allem echte Bremsstrahlung verglichen wird, werden nur die Spuren von Spurpaaren verwendet, deren invariante Masse m_{inv} im Bereich
2,85 GeV/c^2 $< m_{inv} <$ 3,11GeV/c^2 liegt, so dass die Spuren mit großer Wahrscheinlichkeit zu Elektronen gehören.

Abbildung 3.30 zeigt einen Vergleich der Verteilungen aus den Daten und den MC Daten. Da die Spurkandidaten mit einem Cluster im mittleren Bereich des ECAL einen anderen Bereich des Detektors und damit anderes Material durchqueren und ein anderes Impulsspektrum besitzen, wird auch in dieser Darstellung nach den Bereichen des ECAL getrennt. In beiden Bereichen ist eine gute Übereinstimmung der Verteilungen zu beobachten.

Kinematische Eigenschaften der J/ψ-Zerfallselektronen und des J/ψ Die verschiedenen Eigenschaften der Elektronen, die aus dem Zerfall eines J/ψ stammen, werden in den Daten und der Simulation miteinander verglichen, um etwaige Abweichungen zu prüfen. Die

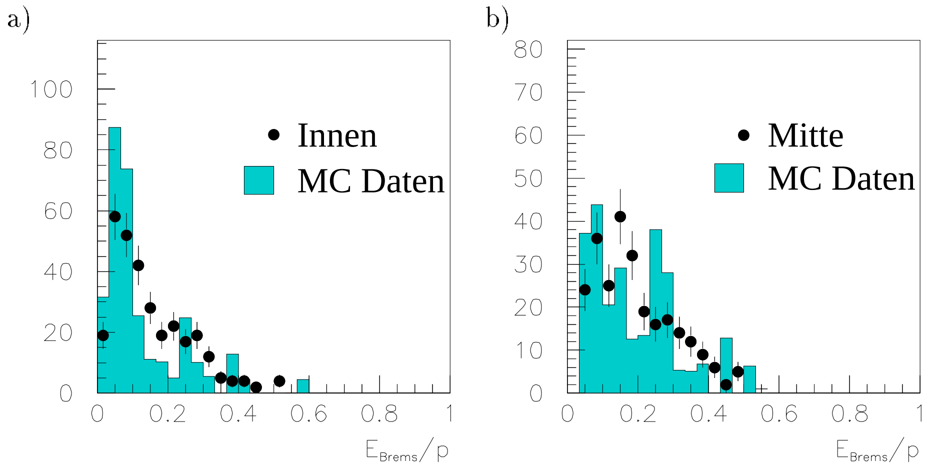


Abbildung 3.30: Die Verteilung des Verhältnisses von der rekonstruierten Energie der Bremsstrahlungsphotonen zum Impuls der Spur, der sie zugeordnet sind, ist für die Daten und die MC Daten dargestellt. Die Verteilungen sind in a) für die Spuren mit einem Cluster im inneren ECAL und in b) für die Spuren mit einem Cluster im mittleren ECAL gezeigt.

Verteilung der invarianten Masse ist in Abbildung 3.31 dargestellt. In Abbildung 3.31 a) ist das J/ψ-Signal in den Daten zu sehen, in Abbildung 3.31 b) in den MC Daten. An das Massenspektrum in den Daten wurde eine Gaußfunktion mit der Untergrundfunktion f_1 dazuaddiert angepasst. Beide Funktionen sind eingezeichnet. An das Massenspektrum in den MC Daten wurde eine reine Gaußfunktion angepasst. Die erhaltenen Mittelwerte und Breiten der Gaußfunktionen sind eingezeichnet. Die Breiten stimmen gut überein, was zu erwarten war, da die Impulsauflösung in den MC Daten entsprechend der Breite des in den Daten rekonstruierten Signals modifiziert wurde. Die Mittelwerte, die der Masse des J/ψ-Mesons entsprechen, weichen signifikant voneinander ab. Zum Teil lässt sich die in den Daten rekonstruierte kleinere Masse dadurch erklären, dass in den Daten ein Anteil der Ereignisse den Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ enthält, der in den MC Daten nicht berücksichtigt wird. Bei der Rekonstruktion der Elektronen aus einem solchen Zerfall wird die durch das abgestrahlte Photon verlorene Energie nicht in allen Fällen im ECAL rekonstruiert und berücksichtigt. Da dieser Energieverlust durch die Simulation nicht beschrieben wird, ist eine Verschiebung der rekonstruierten invarianten Masse in den Daten gegenüber den MC Daten zu kleineren Werten zu erwarten. Die beobachtete Verschiebung kann aber auch darauf hindeuten, dass bei der Impulsrekonstruktion in den Daten systematisch zu kleine Impulse bestimmt werden, was z.B. durch Misalignment bewirkt werden kann. Eine detaillierte Betrachtung von Einflüssen, die zur beobachteten Verschiebung führen, war im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Der Einfluss der Verschiebung wird gegenüber den Unsicherheiten, die in

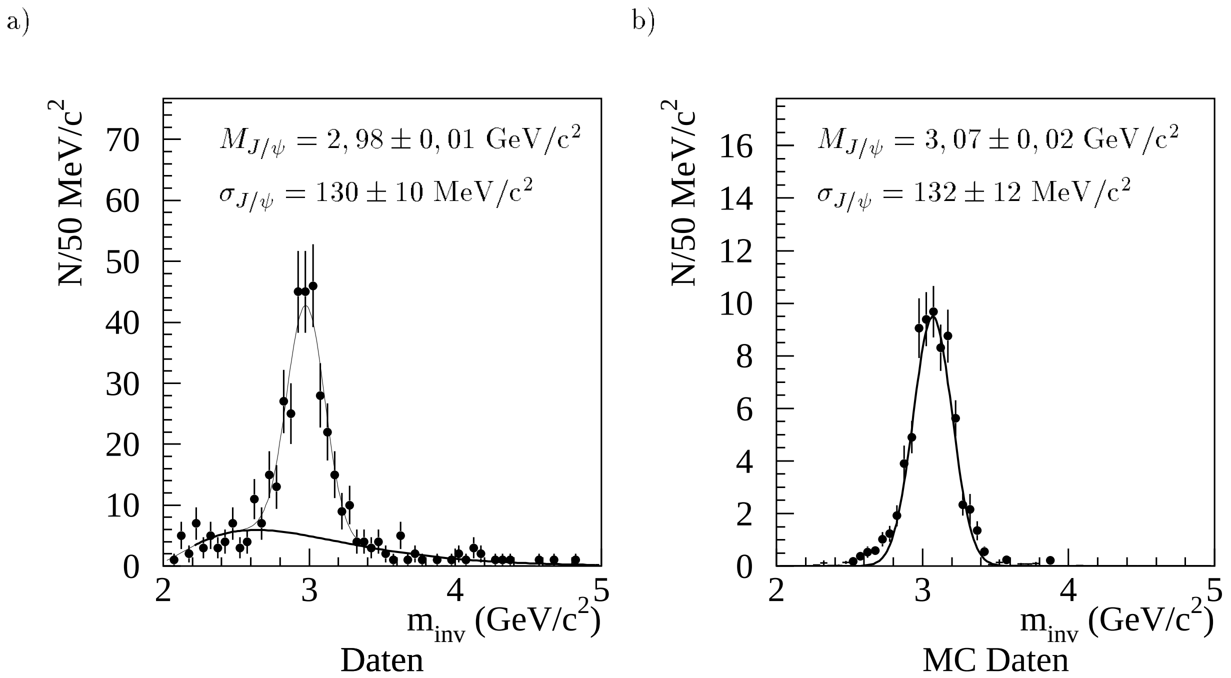


Abbildung 3.31: Das in der invarianten Masse der ausgewählten Spurpaare rekonstruierte J/ψ-Signal ist a) in den Daten und b) in den MC Daten dargestellt. An die Verteilung wurde in a) eine Gaußfunktion und dazu addiert die Untergrundfunktion f_1 (Gleichung 3.23) angepasst, die Untergrundfunktion ist separat eingezeichnet. An die Verteilung in b) wurde eine Gaußfunktion angepasst.

der Analyse betrachtet werden, als vernachlässigbar angenommen. Der Einfluss des Zerfalls J/$\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ wird zum Abschluss dieses Abschnittes über die Bestimmung der Effizienz betrachtet.

Die Verteilungen in p, p_t, y, φ und x_f der zugehörigen Elektronen sind in Abbildung 3.32 dargestellt. In Abbildung 3.32 e) ist der Bereich des ECAL aufgetragen, in dem das Elektron rekonstruiert wurde, wobei Bin 2 für das mittlere ECAL und Bin 5 für das innere ECAL steht. In allen Abbildungen ist eine gute Übereinstimmung der Verteilungen in den Daten und in den MC Daten zu erkennen. Die gleichen Verteilungen werden für die J/ψ-Kandidaten zwischen den Daten und den MC Daten in Abbildung 3.33 verglichen. In Abbildung 3.33 e) ist die Kombination der Bereiche des ECAL, in den die Elektronen rekonstruiert wurden, wiederum als Zahl kodiert dargestellt. Dabei bedeutet:

1 Die Spuren der beiden Elektronen wurden im inneren ECAL rekonstruiert.

2 Die Spur eines der Elektronen wurde im inneren ECAL, die des anderen im mittleren ECAL rekonstruiert.

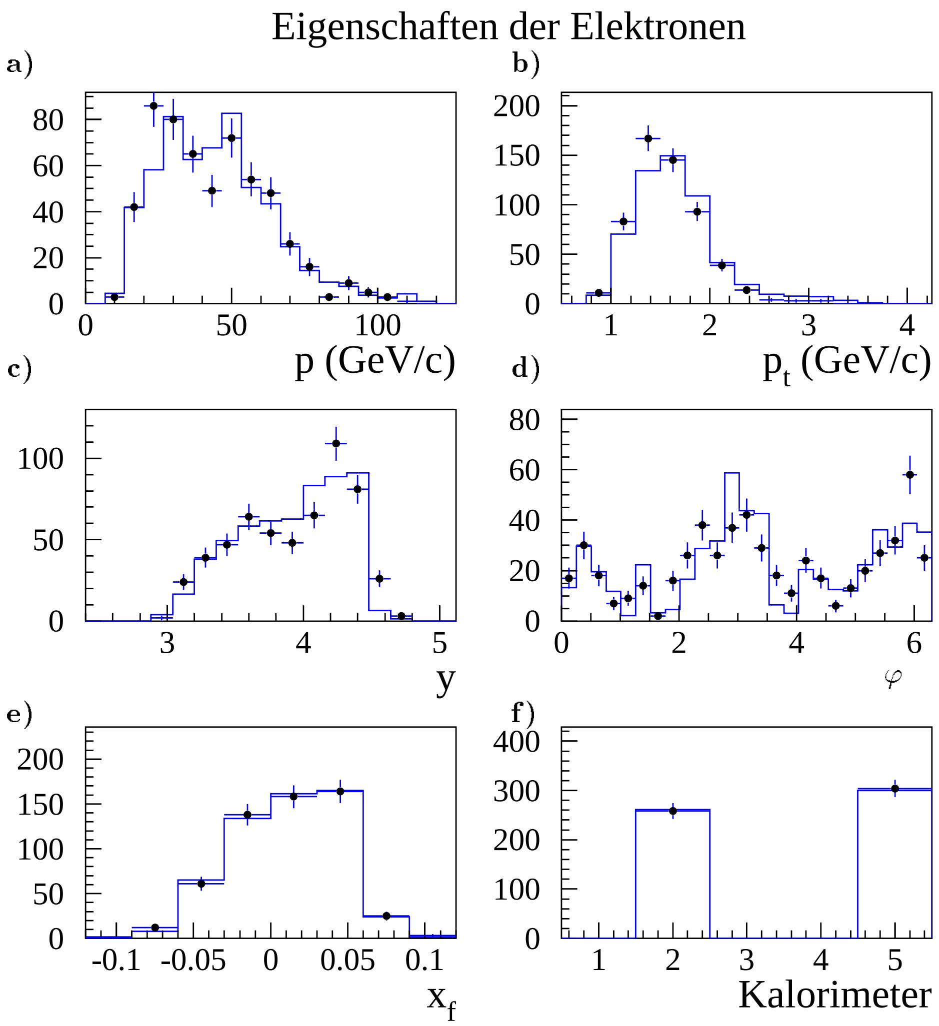


Abbildung 3.32: In a) - e) sind die rekonstruierten Verteilungen der Elektronen aus dem J/ψ-Zerfall in den Variablen p, p_t, y, φ und x_f dargestellt. In f) ist der Bereich des ECAL, in dem sie rekonstruiert wurden, aufgetragen, wobei 2 dem mittleren Bereich und 5 den inneren Bereich kennzeichnet. Die Messpunkte mit Fehlerbalken zeigen die in den Daten bestimmten Verteilungen, die gefüllten Histogramme die in den MC Daten bestimmten Verteilungen. Dabei wurden die Verteilungen der MC Daten entsprechend den Verteilungen in den Daten normiert.

4 Die Spuren der beiden Elektronen wurden im mittleren ECAL rekonstruiert.

Auch bei den Verteilungen der J/ψ-Mesonen in den verschiedenen Variablen ist eine gute Übereinstimmung im Rahmen der verfügbaren Statistik sichtbar.

Zusammenfassung der Effizienz der Selektionskriterien

Für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes ist es notwendig, ein klares J/ψ Signal mit wenig verbleibendem Untergrund zu rekonstruieren, damit die Anzahl der selektierten J/ψ-Mesonen mit einer möglichst geringen Unsicherheit bestimmt werden kann. Wie in den vorangehenden Abschnitten gezeigt wurde, ist es dafür notwendig nach den Triggerkriterien noch weitere Selektionskriterien auf die Ereignisse anzuwenden. Die Effizienzen ϵ der einzelnen Selektionskriterien sind in Tabelle 3.10 zusammengefasst. Im ersten Teil der Tabelle werden die Effizienzen aufgeführt, die ausschließlich in den MC Daten bestimmt werden können, und im zweiten Teil der Tabelle werden die Effizienzen aufgeführt, die auch anhand des J/ψ-Signals in den verwendeten Datensätzen bestimmbar sind. Zusätzlich ist jeweils die Anzahl an selektierten Ereignissen, bzw. an rekonstruierten J/ψ-Mesonen angegeben.

Die Triggersimulation wurde nur bei der Rekonstruktion eines Teils der MC Daten korrekt verwendet, in den anderen Teilen wurde sie nachträglich nur für die mit der Bremsstrahlungsanforderung ausgewählten Spurpaare durchgeführt. Aus diesem Grund werden die Effizienzen der im ersten Teil der Tabelle genannten Kriterien nur in dem Teil der Datensätze mit der korrekten Triggersimulation bestimmt. Für die nach der Bremsstrahlungsanforderung aufgeführten Selektionskriterien werden die Effizienzen unter Verwendung aller verfügbaren MC Datensätze bestimmt.

Die Effizienz für ein in der Tabelle aufgeführtes Selektionskriterium wird jeweils nach Anwendung aller vorher in der Tabelle aufgeführten Selektionskriterien bestimmt. Die Triggereffizienzen werden gemäß Gleichung 3.30 bestimmt. Da nicht in allen Fällen, die Signale der Bremsstrahlung der Zerfallselektronen eines J/ψ-Mesons rekonstruiert werden können, wird nicht in allen Ereignissen, in denen die Triggeranforderungen erfüllt sind, aus den Spuren der Zerfallselektronen in der invarianten Masse die J/ψ-Masse bestimmt. Die Effizienz für die Rekonstruktion des J/ψ-Signals in den durch die Triggeranforderungen ausgewählten Ereignissen wird in der folgenden Art bestimmt: An das J/ψ-Signal in der invarianten Masse von den ausgewählten Spurpaaren wird eine Gaußfunktion angepasst. Die Anzahl von Ereignissen, die der Fläche der Gaußfunktion entsprechen, wird als Anzahl von rekonstruierten J/ψ-Mesonen $N_{J/\psi,rec}$ verwendet. Das Verhältnis dieser Anzahl $N_{J/\psi,rec}$ zur Anzahl der durch den Trigger ausgewählten Ereignisse wird als Effizienz für die Rekonstruktion des J/ψ-Signals angegeben.

Alle danach in der Tabelle aufgeführten Effizienzen werden ebenfalls durch Bestimmung von $N_{J/\psi,rec}$ aus der Anpassung einer Gaußfunktion an das J/ψ-Signal bestimmt. Die Effizienz wird dann folgendermaßen berechnet:

$$\epsilon = \frac{N_{J/\psi,rec}}{N'_{J/\psi,rec}} \tag{3.33}$$

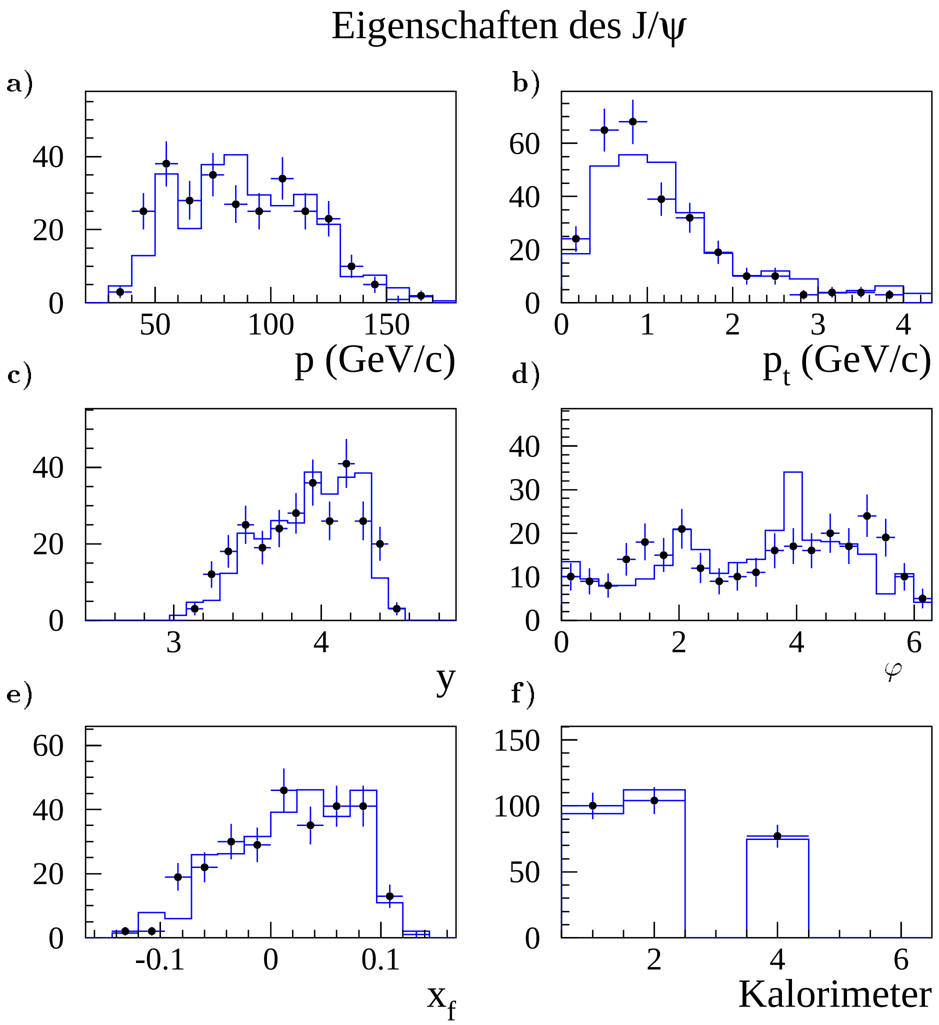


Abbildung 3.33: In a) - e) sind die rekonstruierten Verteilungen der J/ψ-Mesonen in den Variablen p, p_t, y, φ und $x_f$dargestellt. In f) sind die Bereiche des ECAL, in den die Leptonen rekonstruiert wurden, aufgetragen. Die Messpunkte mit Fehlerbalken zeigen die Daten, die gefüllten Histogramme MC Daten. Die Verteilungen der MC Daten wurden entsprechend den Verteilungen in den Daten normiert.

Effizienzen				
Trigger und Bremsstrahlung				
Selektionskriterium	ϵ [%]	$N_{Ereignis}$		
	MC Daten			
Alle Ereignisse		83264		
Triggervorstufe	9,8	7444		
Zweite Triggerstufe	27	2217		
	ϵ [%]	$N_{J/\psi,rec}$		
Rekonstruktion des J/ψ-Signals	92	2047±42		
Effizienz der Signalkanäle der Triggervorstufe	85	1747±38		
Lose Bremsstrahlungsanforderung	9,4	164±11		
Zusätzliche Selektionskriterien				
	ϵ [%]	$N_{J/\psi,rec}$	ϵ [%]	$N_{J/\psi,rec}$
	MC Daten		Daten	
Alle Ereignisse (Trigger+lose Bremsstrahlungsanforderung)		354±17		802±59
Maskierung der defekten Bereiche der Triggervorstufe	60	211±15	86	689±55
Maskierung der defekten Bereiche des ECAL	54	114±11	67	459±43
Korrektur für Klone	96	110±10	94	431±39
Begrenzung von d_{trig}	90	99±10	91	393±36
$\lvert\lvert\frac{E}{p}\rvert - 1\rvert < 0,3$	97	96±10	100	390±36
$\chi^2_V < 4$	98	94±10	90	355±28
Gesamteffizienz [%]	94/179493=0,053			

Tabelle 3.10: Effizienzen der Selektionskriterien

Dabei gibt $N'_{J/\psi,rec}$ jeweils die Anzahl der J/ψ-Mesonen an, die mit den vorangegangenen Selektionskriterien bestimmt wurden.

Damit die neben den Triggerkriterien verwendeten Selektionskriterien in den verwendeten Datensätzen und in den MC Daten verglichen werden können, wird die Effizienz der Selektionskriterien sowohl für das Signal in den verwendeten Datensätzen als auch für das Signal in den MC Datensätzen angegeben. Da erst mit der losen Bremsstrahlungsanforderung an die Spuren der Elektronkandidaten ein klares J/ψ-Signal in den verwendeten Datensätzen rekonstruierbar wird, wird die Effizienz in den Daten erst nach der Bremsstrahlungsanforderung aufgeführt. Ein Vergleich der Effizienzen in den Daten und in den MC Daten zeigt einige Abweichungen. Von der Effizienz der Maskierung wird nicht erwartet, dass sie in den Daten und in den MC Daten die gleiche Größe aufweist, da durch sie in den verwendeten Datensätzen Bereiche des ECAL ausgeschlossen werden, die defekt waren, aber in den MC Daten als funktionierend angenommen wurden. Die Maskierung sollte demnach in den Daten eine höhere Effizienz aufweisen, als in den MC Daten, was auch zu beobachten ist. Bei einer perfekten Maskierung sollte die Effizienz der Maskierung in den Daten 100% betragen. Da bei der Erstellung der Masken die defekten Bereiche aber zum Teil nicht von funktionierenden Bereichen unterschieden werden konnten, wurden solche Masken verwendet, durch die alle defekten Bereiche maskiert sein sollten, während gleichzeitig so wenig funktionierende Bereiche wie möglich maskiert sind.

Der Unterschied der Effizienz der Anforderung an χ^2_V entspricht dem in Abbildung 3.19 sichtbaren Unterschied. Er ist wahrscheinlich auf Misalignment des Vertexdetektors bei der Rekonstruktion zurückzuführen, wie bereits oben beschrieben wurde. Das Verhältnis der Effizienzen bei der Anforderung $\chi^2_V < 4$ wird als Korrekturfaktor bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes verwendet.

Einfluss des Zerfalls $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$

Der Zerfall $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ wurde in den verwendeten MC Daten nicht berücksichtigt. Auch bei Photonenenergien, die nicht vernachlässigbar klein sind, wird ein signifikanter Beitrag dieses Zerfalls erwartet:
$\mathrm{Br}(\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma) = 0{,}15\ \mathrm{Br}(\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-)$ (für $E_\gamma > 100$ MeV im J/ψ CMS [Arm96])
Bei diesen Photonenenergien ist für Ereignisse, die den Zerfall $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ enthalten, eine andere Trigger- und Rekonstruktionseffizienz zu erwarten als für Ereignisse, die den Zerfall $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-$ enthalten:

- Die Elektronen des Zerfalls $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ haben im Mittel eine geringere Energie als die Elektronen des Zerfalls $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-$. Daher ist zu erwarten, dass die Triggereffizienz durch die Anforderung an eine minimale transversale Energie E_t der Elektronkandidaten für die Ereignisse mit einem Zerfall $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ geringer ist, als für die Ereignisse mit einem Zerfall $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-$.

- Beim Zerfall $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ wird das Photon bevorzugt in der Richtung eines der Elektronen ausgesandt. Damit können die Signale dieses Photons bei der Rekonstruktion von Ereignissen, die diesen Zerfall enthalten, fälschlicherweise als Signale von im Detektor erzeugter Bremsstrahlung interpretiert werden. Durch die Verwendung der Bremsstrahlungsanforderung bei der J/ψ-Rekonstruktion wird ein erheblicher Einfluss des Zerfalls $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ auf die Größe der Rekonstruktionseffizienz erwartet.

Der Einfluss des Zerfalls $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ auf die in den MC Daten bestimmte Effizienz der Selektionskriterien wird im Folgenden untersucht.

Durch die Anforderung einer minimalen Energie bei der Rekonstruktion von Clustern im ECAL werden die Signale der Photonen aus dem Zerfall $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ nicht immer im ECAL rekonstruiert. Die Verteilung der Energie der bei der J/ψ-Rekonstruktion den Spuren zugeordneten Bremsstrahlungsphotonen beginnt im J/ψ CMS bei einer Minimalenergie von $\sim$20 MeV. Das bedeutet, dass der Beitrag des Zerfalls $\mathrm{J}/\psi \to e^+e^-\gamma$ mindestens bis zu dieser Minimalenergie der Photonen berücksichtigt werden muss.

Damit die verschiedenen Einflüsse der geometrischen Akzeptanz, der Triggereffizienz und der losen Bremsstrahlungsanforderung auf die Rekonstruktion des J/ψ-Signals ausreichend genau bestimmt werden können, ist es notwendig, sie mit Hilfe einer Simulation zu betrachten.

Für die folgenden Untersuchungen wird eine Simulation von Ereignissen mit dem Zerfall J/$\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ verwendet, in der die J/ψ-Mesonen entsprechend der bei E789 gemessenen Kinematik erzeugt werden und die Zerfallsteilchen gemäß der in diesem Zerfall erwarteten Kinematik [Loh01]. Die Simulation wurde entsprechend den Berechnungen des radiativen Z-Zerfalls erstellt [JF85]. Bei der Berechnung des Prozesses J/$\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ in erster Ordnung tritt eine Divergenz auf, die durch die Begrenzung der erlaubten Photonenenergie auf Energien oberhalb einer Minimalenergie E_{min} beseitigt werden kann. Bei der Simulation kann diese Minimalenergie E_{min} im e^+e^- CMS variiert werden. Der Einfluss von den in der Rechnung vernachlässigten höheren Ordnungen, durch welche die Divergenz aufgehoben wird, wird durch Variation dieser Grenze festgestellt.

Im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit war es nicht möglich, auch diese simulierten Ereignisse mit einer vollständigen Detektorsimulation zu betrachten. In den folgenden Untersuchungen werden daher nur die geometrischen und kinematischen Randbedingungen der Selektion und Rekonstruktion der J/ψ-Mesonen möglichst genau dargestellt. Die Bahnen der Teilchen im Detektor werden als geradlinig angenommen, der Einfluss des Magnetfeldes wird durch einen Knick der Bahnen in der Mitte des Magneten dargestellt. Diese Näherung gibt die durch eine exakte Extrapolation durch das Magnetfeld bestimmten Teilchenbahnen bei der Position des ECAL innerhalb weniger Zentimeter genau wieder.

Es können so viele Ereignisse simuliert werden, dass der statistische Fehler vernachlässigbar klein wird.

Für die bisher bestimmte Effizienz der J/ψ-Rekonstruktion soll nun ein Korrekturfaktor berechnet werden, der den Einfluss des Zerfalls J/$\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ wiedergibt. In den weiteren Betrachtungen wird die im Detektor erzeugte Bremsstrahlung als 'normale Bremsstrahlung' bezeichnet.

Für die Bestimmung der Effizienz wurden bisher nur Ereignisse mit dem Zerfall J/$\psi \rightarrow e^+e^-$ betrachtet. Die darin bestimmte Effizienz lässt sich in folgender Weise darstellen:

$$\epsilon_1 = \epsilon_{rec}\epsilon_{brems}^2 \tag{3.34}$$

Dabei ist ϵ_{rec} die Rekonstruktionseffizienz für das J/ψ-Signal eingeschlossen der Triggereffizienz und der geometrischen Akzeptanz, aber ohne Berücksichtigung der Bremsstrahlungsanforderung. ϵ_{brems} ist die Wahrscheinlichkeit, dass einer nach Anwendung aller Selektionskriterien verbleibenden Spur eines Elektronkandidaten normale Bremsstrahlung zugeordnet werden kann.

Bei einer Mischung von Ereignissen, in der ein Anteil α der Ereignisse den Zerfall J/$\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ enthält und der Anteil $(1-\alpha)$ den Zerfall J/$\psi \rightarrow e^+e^-$ lässt sich die Effizienz in folgender Weise darstellen:

$$\epsilon_2 = (1-\alpha)\epsilon_1 + \alpha\epsilon'_{rec}(C_1 + C_2 - C_3) \tag{3.35}$$

C_1: Wahrscheinlichkeit, dass beiden Spuren der Elektronkandidaten nach Anwendung aller Selektionskriterien normale Bremsstrahlung zugeordnet wird.

C_2: Wahrscheinlichkeit, dass nach Anwendung aller Selektionskriterien der Spur eines der beiden Elektronkandidaten das Photon aus dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ als Bremsstrahlung zugeordnet wird und der Spur des anderen Elektronkandidaten normale Bremsstrahlung zugeordnet wird.

C_3: Überlapp der beiden Wahrscheinlichkeiten C_1 und C_2: Wahrscheinlichkeit, dass sowohl den Spuren beider Elektronkandidaten normale Bremsstrahlung zugeordnet wird als auch der Spur eines der beiden Elektronkandidaten das Photon aus dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ als Bremsstrahlung zugeordnet wird.

ϵ'_{rec}: Rekonstruktionseffizienz für die J/ψ-Mesonen aus dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ eingeschlossen der Triggereffizienz und der geometrischen Akzeptanz, aber ohne Anwendung der Bremsstrahlungsanforderung

Die in den bisher betrachteten MC Daten bestimmte Effizienz muss mit einem Faktor von ϵ_2/ϵ_1 korrigiert werden.

Es wird angenommen, dass die Elektronen, für die nach Anwendung aller Selektionskriterien Spuren rekonstruierbar sind, in den beiden betrachteten Zerfällen eine so ähnliche Kinematik aufweisen, dass eine mögliche Abhängigkeit von ϵ_{brems} von kinematischen Größen nicht berücksichtigt werden muss. Es sei ϵ_{rad} die Wahrscheinlichkeit, dass in einem Ereignis mit dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ nach Anwendung aller Selektionskriterien einer der beiden Spuren der Elektronkandidaten das Photon als Bremsstrahlung zugeordnet wird. Damit lassen sich C_1, C_2 and C_3 folgendermaßen darstellen:

$$C_1 = \epsilon_{brems}^2, \quad C_2 = \epsilon_{brems}\epsilon_{rad}, \quad C_3 = \epsilon_{brems}^2\epsilon_{rad}$$

Der Korrekturfaktor lässt sich als Funktion von $\epsilon_{brems}, \epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}$, ϵ_{rad} und α darstellen:

$$K(\epsilon_{brems}, \epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}, \epsilon_{rad}, \alpha) = \frac{(1-\alpha)\ \epsilon_{brems} + \alpha\ \epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}(\epsilon_{brems} + \epsilon_{rad} - \epsilon_{brems}\epsilon_{rad})}{\epsilon_{brems}} \tag{3.36}$$

Die Größe α kann aus den Formeln zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes bestimmt werden und ϵ_{brems} aus den bisher verwendeten MC Daten mit dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-$. Um die Wahrscheinlichkeit ϵ_{rad} und um $\epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}$ zu bestimmen, werden die simulierten Daten mit dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ verwendet.

Da für die Simulation von Ereignissen mit dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ keine Detektorsimulation verwendet wurde, kann zwar nicht die Größe ϵ'_{rec} bestimmt werden, aber das Verhältnis $\epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}$. Dabei wird angenommen, dass die Kinematik der Zerfallselektronen bei Zerfällen mit einem sehr niederenergetischen Photon der Kinematik der Elektronen im Zerfall $J/\psi \to e^+e^-$ entspricht. Es wird zunächst ϵ_{rec} in den Ereignissen mit dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ mit sehr niederenergetischen Photonen ($E < 1$ eV im e^+e^- CMS) bestimmt und anschließend ϵ'_{rec} für alle Ereignisse in diesem Zerfall mit Photonenenergien oberhalb einer Minimalenergie. Die geometrischen und kinematischen Einschränkungen bei der Rekonstruktion der J/ψ-Mesonen werden in der folgenden Art berücksichtigt:

- 18 mrad$< \theta <$200 mrad: Der Polarwinkel θ beider Elektronen wird entsprechend der geometrischen Akzeptanz des Vertexdetektors beschränkt.
- Die Bahnen der Elektronen müssen bei Extrapolation durch den Detektor an der Position des ECAL den sensitiven Bereich des inneren oder des mittleren Kalorimeters durchqueren.
- $E_t > 1,2$ GeV: Die transversale Energie E_t beider Elektronen muss der Anforderung der Triggervorstufe genügen.
- $M_{SLT} > 2$ GeV/c^2: Die gemäß dem vom SLT verwendeten Algorithmus berechnete invariante Masse für die Elektronen muss oberhalb der vom SLT verlangten Schwelle liegen.
- $E_{min} > 1$ GeV: Die minimale Energie der Elektronen muss oberhalb der im ECAL rekonstruierbaren Energie liegen.

Durch Variation dieser Anforderungen wird der Fehler auf $\epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}$ bestimmt. Es zeigt sich, dass $\epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}$ näherungsweise unabhängig von den geometrischen Beschränkungen ist, aber mit der Anforderung an E_t variiert.

Die Größe ϵ_{rad} wird in der folgenden Art bestimmt: Die eben genannten geometrischen und kinematischen Einschränkungen werden auf die simulierten Ereignisse angewandt und bei den danach verbleibenden Ereignissen geprüft, ob das Photon aus dem Zerfall J/$\psi \to e^+e^-\gamma$ die folgenden Anforderungen zur Zuordnung als Bremsstrahlung erfüllt:

- Die Bahn des Photons muss bei Extrapolation durch den Detektor an der Position des ECAL den sensitiven Bereich des inneren oder des mittleren Kalorimeters durchqueren.
- $E_\gamma >$1 GeV: Die minimale Energie des Photons muss oberhalb der im ECAL rekonstruierbaren Energie liegen.
- Der kleinste Abstand d zwischen den Elektronen und dem Photon an der Position des ECAL wird bestimmt. Der Abstand d muss kleiner sein als in der losen bzw. in der harten Bremsstrahlungsanforderung verlangt wird.

Durch Variation dieser Anforderungen wird der Fehler auf ϵ_{rad} bestimmt.

Aus den obigen Betrachtungen kann der Korrekturfaktor K bei Verwendung verschiedener Minimalenergien der Photonen im Zerfall J/$\psi \to e^+e^-\gamma$ bestimmt werden. Die Ergebnisse für ϵ_{brems}, K, α, $\epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}$ und ϵ_{rad} werden für verschiedene Minimalenergien und Bremsstrahlungsanforderungen in Tabelle 3.11 zusammengefasst. Der angegebene Fehler ist der dominante systematische Fehler, der aus der Variation der oben betrachteten Anforderungen

ϵ_{brems}	E_{min} [MeV] (im e^+e^- CMS)	α	$\epsilon'_{rec}/\epsilon_{rec}$	ϵ_{rad}	K
lose Bremsstrahlungsanforderung					
0,31±0,02	5	0,37	0,84±0,04	0,28±0,05	1,14±0,04
0,31±0,02	0,5	0,55	0,89±0,04	0,18±0,05	1,14±0,06
harte Bremsstrahlungsanforderung					
0,26±0,02	5	0,37	0,84±0,04	0,26±0,05	1,17±0,05
0,26±0,02	0,5	0,55	0,89±0,04	0,17±0,05	1,17±0,08

Tabelle 3.11: Die Parameter, die bei der Berücksichtigung des Zerfalls J/$\psi \to e^+e^-\gamma$ zur Bestimmung eines Korrekturfaktors für die Effizienz benötigt werden, sowie der Korrekturfaktor K sind in der Tabelle zusammengefasst.

bestimmt wurde. Auch bei Variation der Minimalenergie E_{min} des Photons ist keine Änderung des Korrekturfaktors festzustellen. Dieses deutet darauf hin, dass der Einfluss von höheren Ordnungen bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes für J/$\psi \to e^+e^-\gamma$ in dieser Betrachtung vernachlässigt werden kann. Die in den MC Daten bestimmte Effizienz wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes mit den hier erhaltenen Faktoren korrigiert.

3.5.3 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

In der hier vorgestellten Analyse wird ausschließlich der inklusive totale Wirkungsquerschnitt der J/ψ Produktion bestimmt. Die Effizienz der verwendeten Selektionskriterien ist so gering, dass die Anzahl der rekonstruierten J/ψ-Mesonen in den MC Daten für eine differentielle Betrachtung des Wirkungsquerschnittes nicht ausreicht. Die Produktion und Rekonstruktion von einer größeren Anzahl von simulierten Ereignissen war in einem angemessenen Zeitrahmen für diese Analyse nicht möglich. Für die zukünftigen Analysen wird erwartet, dass die bisher verwendeten Selektionskriterien, speziell die Elektronenidentifikation, verändert werden können, so dass die vorhandene Anzahl an Ereignissen auch für differentielle Analysen ausreichend ist.

Da der Wirkungsquerschnitt davon abhängig ist, an was für einem Target die J/ψ-Mesonen erzeugt wurden, ist es zum Vergleich mit anderen Messungen üblich, den Wirkungsquerschnitt pro Nukleon zu berechnen. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Atommasse A wurde in Gleichung 1.18 vorgestellt. Da der Exponent α sowohl von p_t als auch von x_f abhängt, muss bei der Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnittes pro Nukleon über p_t und x_f gemittelt werden. In vorangegangenen Veröffentlichungen anderer Experimente wurde als mittleres α entweder $\alpha = 0,90$ oder $\alpha = 0,92$ verwendet. Diese Wahl beruhte auf Ergebnissen von E772 [Ald91]. In einer neueren Messung von E866 wurde α mit einer größeren Akzeptanz in p_t und x_f bestimmt [Lei00], wobei die Akzeptanz in p_t der bei HERA-B vergleichbar ist. Der über p_t gemittelte Wert von α in dem Bereich $0 < x_f < 0,2$, in dem in der hier vorgestellten Analyse die J/ψ-Mesonen rekonstruiert werden konnten, wurde größer als in den vorherigen Ergebnissen bestimmt, $< \alpha >= 0,96$. Bei einer Mittelung von α über den gesamten Bereich von x_f wird $\alpha = 0,94$ erhalten. Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes pro Nukleon wird daher in dieser Analyse mit $\alpha = 0,94$ durchgeführt.

Der Wirkungsquerschnitt wird in folgender Art berechnet:

$$\sigma_{J/\psi} = \frac{N_{rek}}{Br(J/\psi \to e^+e^-) \cdot L \cdot \epsilon_{DAQ} \cdot \epsilon_{rek} \cdot \epsilon_{sel} \cdot K \cdot A^{0,94}} \tag{3.37}$$

N_{rek}: Anzahl der rekonstruierten J/ψ-Mesonen
ϵ_{DAQ}: Totzeitkorrektur und Korrektur für den Verlust der Ereignisse während der Datennahme
ϵ_{rek}: Korrektur für Verlust von Ereignissen während des Reprozessierens.
ϵ_{sel}: Effizienz der Selektionskriterien eingeschlossen der Effizienz der Triggeranforderungen und der geometrischen Akzeptanz
K: Korrekturfaktor zur Berücksichtigung des Zerfalls $J/\psi \to e^+e^-\gamma$
$Br(J/\psi \to e^+e^-)$: Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $J/\psi \to e^+e^-$
A: Atommasse (Kohlenstoff: $A = 12$)

Der Wirkungsquerschnitt wird unter Verwendung der in Tabelle 3.10 aufgeführten Kriterien berechnet. Damit systematische Beeinträchtigungen der Bestimmung durch veränderte Detektorbedingungen in den verschiedenen Datennahmeperioden sichtbar gemacht werden können, wird für die beiden betrachteten Datennahmeperioden auch jeweils separat ein Wirkungsquerschnitt berechnet.

Da die nachträglich bei der Rekonstruktion verwendete Kalibration eine andere ist als die, welche dem Trigger während der Datennahme zur Verfügung stand, werden die Anforderungen, in denen die rekonstruierte Energie eine Rolle spielt, verändert, um den Einfluss der Kalibration zu minimieren. Die Anforderung an E_t der Spuren wird von $E_t > 1$ GeV auf $E_t > 1,3$ GeV erhöht und die Anforderung an die von der zweiten Triggerstufe berechnete invariante Masse M_{SLT} von $M_{SLT} > 2$ GeV/c^2 auf $M_{SLT} > 2,2$ GeV/c^2 heraufgesetzt. Dabei wird M_{SLT} ohne Bremsstrahlungskorrektur berechnet.

Bei den bisherigen Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes in *fixed target* Experimenten ist der zugängliche Phasenraum meistens auf $x_f > 0$ eingeschränkt. Der Wirkungsquerschnitt wird daher oft als Ergebnis für $x_f > 0$ angegeben. Unter der Annahme einer um Null symmetrischen x_f-Verteilung entspricht das Zweifache dieses Wirkungsquerschnittes dem totalen Wirkungsquerschnitt. Eine asymmetrische Verteilung um Null kann durch den Einfluss des nuklearen Mediums entstehen, in dem die J/ψ-Mesonen erzeugt werden.

In der hier vorgestellten Analyse wird der totale inklusive Wirkungsquerschnitt unter der Annahme einer um Null symmetrischen Verteilung in x_f berechnet. Zum einen wird der Wirkungsquerschnitt dabei mit den bisher beschriebenen Selektionskriterien bestimmt, zum anderen mit der zusätzlichen Anforderung $x_f > 0$, um die Gültigkeit dieser Annahme zu prüfen. Bei einer Abweichung der Verteilung in x_f von einer symmetrischen Verteilung um Null würde in den auf diese beiden Arten erhaltenen Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt ein Unterschied sichtbar.

Es wird zusätzlich geprüft, ob die Begrenzung der Nähe der Bremsstrahlung zur Spur einen entscheidenden Einfluss auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnitt besitzt. Dafür werden alle oben genannten Kriterien sowohl mit der losen Bremsstrahlungsanforderung an die Spuren als auch mit der harten Bremsstrahlungsanforderung an die Spuren berechnet. Auch bei dieser Variation der Anforderungen sind keine Abweichungen außerhalb des statistischen Fehlers zu beobachten.

Die nach den oben beschriebenen Kriterien berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 3.12 zusammengefasst. Der dort angegebene Fehler ist allein der statistische Fehler, der sich aus dem in den Daten und dem in den MC Daten bestimmten statistischen Fehler zusammensetzt. Die mit verschiedenen Anforderungen berechneten Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt stimmen innerhalb des statistischen Fehlers gut überein. Die Unabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von den hier variierten Selektionskriterien zeigt eine gute Stabilität der Berechnung und spricht dafür, dass die Daten durch die Simulation beschrieben werden.

Systematischer Fehler

Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes sind Unsicherheiten enthalten, die zu dem so genannten systematischen Fehler führen. In Tabelle 3.13 werden die bekannten Quellen von Unsicherheiten mit einer Abschätzung für die Größe des daraus resultierenden systematischen Fehlers zusammengefasst. Dabei wird getrennt nach Unsicherheiten, die in die Bestimmung durch die verwendeten theoretischen Modelle oder experimentellen Ergebnisse eingehen und Unsicherheiten, die von dem hier vorgestellten Experiment und den gewählten Selektionskriterien abhängen. Die ersteren Unsicherheiten werden als *externe Unsicherheiten* in der Tabelle als Erstes aufgeführt. Danach werden als *interne Unsicherheiten* die Unsicherheiten aufgeführt, die in den verschiedenen Schritten der hier vorgestellten Analyse in die Bestimmung eingehen. Die einzelnen Abschätzungen für die Größe der genannten Unsicherheiten werden im Folgenden erläutert:

Externe Unsicherheiten

Verzweigungsverhältnis:
Der Fehler von 1,7% auf das Verzweigungsverhältnis wird als systematischer Fehler verwendet [PDG00].

Exponent α:
Der Exponent, der gemäß Gleichung 1.18 die nukleare Unterdrückung der J/ψ-Produktion beschreibt, variiert mit p_t und x_f des J/ψ-Mesons [Lei00]. Für die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes wurde ein mittleres α von $\alpha = 0,94$ verwendet. In vorherigen Veröffentlichungen wurde der Wert von $\alpha = 0,92$ aus der Messung von E772 verwendet. Die Differenz zwischen den Werten wurde von E866 durch die mit x_f stark variierende Akzeptanz in p_t bei E772 und unzureichende Korrekturen erklärt. Sie wird in dieser Analyse für die Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet, so dass für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ein systematischer Fehler von 5% bestimmt wird.

Luminosität (inelastischer Wirkungsquerschnitt):
Für die Bestimmung der Luminosität wird eine Messung des inelastischen Wirkungs-

J/ψ-Wirkungsquerschnitt				
Selektion	Datennahmeperiode	$N(J/\psi)_{Daten}$	$N(J/\psi)_{MC}$	$\sigma(J/\psi)$ [nb/Nukleon]
lose Bremsstrahlungsanforderung				
-1< x_f <1				
Selektion **A**	**Summe**	**355±28**	**94±10**	**403±52**
	Datennahmeperiode 2	140±18	89±9	384±62
	Datennahmeperiode 3	213±22	94±10	430±62
Selektion **B**	Summe	210±20	62±8	361±54
	Datennahmeperiode 2	97±13	56±7	422±78
	Datennahmeperiode 3	118±8	66±8	340±49
0< x_f <1				
Selektion **A**	Summe	239±33	61±8	417±79
	Datennahmeperiode 2	81±14	61±8	323±70
	Datennahmeperiode 3	157±18	61±8	490±85
Selektion **B**	Summe	145±17	42±6	370±71
	Datennahmeperiode 2	54±10	39±6	340±80
	Datennahmeperiode 3	89±12	44±7	383±80
harte Bremsstrahlungsanforderung				
-1< x_f <1				
Selektion **A**	Summe	245±19	63±8	403±56
	Datennahmeperiode 2	99±13	61±8	385±70
	Datennahmeperiode 3	147±14	61±8	443±70
Selektion **B**	Summe	149±15	42±6	367±68
	Datennahmeperiode 2	52±8	38±6	325±69
	Datennahmeperiode 3	94±10	43±7	402±76
0< x_f <1				
Selektion **A**	Summe	153±16	38±6	417±80
	Datennahmeperiode 2	48±8	38±6	297±71
	Datennahmeperiode 3	101±12	37±6	505±100
Selektion **B**	Summe	91±12	27±5	382±87
	Datennahmeperiode 2	31±6	25±5	293±83
	Datennahmeperiode 3	62±9	28±5	445±105
Selektion **A**: $E_t > 1$ GeV Selektion **B**: $E_t > 1,3$ GeV und $m_{SLT} > 2,2$ GeV/c^2				

Tabelle 3.12: Der für die J/ψ-Produktion bestimmte Wirkungsquerschnitt sowie die Anzahlen der in den Daten und der in den MC Daten rekonstruierten J/ψ-Mesonen, die zur Bestimmung verwendet wurden, sind angegeben. Die Angaben sind für die verschiedenen verwendeten Datennahmeperioden und Selektionskriterien separat aufgeführt. Der angegebene Fehler ist der statistische Fehler.

Quelle der Unsicherheit	Systematischer Fehler [%]
Externe Unsicherheiten	
Verzweigungsverhältnis $J/\psi \to e^+e^-$	1,7
Exponent α (nukleare Unterdrückung)	5
Luminosität (inelastischer Wirkungsquerschnitt)	3,1
Interne Unsicherheiten	
Luminosität (Methode)	3,5
Anzahl der selektierten Ereignisse (Verluste beim Datenaufzeichnen)	<0,5
Totzeit in der Datennahme	$\ll$1
Effizienz der Signalkanäle der Triggervorstufe	6
Simulation der Triggervorstufe	8
Simulation der zweiten Triggerstufe	8
MC-Datensätze mit verschiedenen Detektorkonfigurationen	2,2
Spurrekonstruktion	3
Untergrundabschätzung	6
Einfluss des Zerfalls $J/\psi \to e^+e^-\gamma$	4
Anforderung an Vertex	4
Weitere Unsicherheiten (Kalibration, x_f-Abhängigkeit, ECAL-Maskierung)	18
Quadratische Summe	25

Tabelle 3.13: Beiträge zum systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes

querschnittes für Kohlenstoff verwendet, deren Fehler $3,1\%$ beträgt. Diese Größe wird für den systematischen Fehler verwendet.

Interne Unsicherheiten

Luminosität (Methode):
In Abschnitt 3.5.1 wurde die Bestimmung der Luminosität dargestellt. Dabei weicht die für diese Analyse verwendete Luminosität um maximal 6% von den mit verschiedenen Methoden bestimmten Werten ab. Es wird angenommen, dass die Wahrscheinlichkeit für eine Abweichung bis zu diesen 6% gleichverteilt ist, so dass sich der systematische Fehler zu $\frac{2 \cdot 6\%}{\sqrt{12}} = 3,5\%$ berechnen lässt.

Anzahl der selektierten Ereignisse:
Die Unsicherheit in der Anzahl von verlorenen Ereignissen bei der Aufzeichnung der Daten wird auf die mittlere Differenz zwischen dem Ereignis mit der maximalen Ereignisnummer und der Anzahl der Ereignisse in einem Run eingeschätzt. Bei den für den Wirkungsquerschnitt verwendeten Runs liegt diese Differenz im Mittel bei 0,5%. Diese Größe wird als systematischer Fehler verwendet. [Gel00].

Totzeit in der Datennahme:
Der Fehler auf die Totzeit ist sehr viel kleiner als 1% [San00] und kann gegenüber den anderen Unsicherheiten der Bestimmung vernachlässigt werden.

Effizienz der Signalkanäle der Triggervorstufe:
Für die Größe der Unsicherheit der Effizienz der Triggervorstufe wird die Differenz der Effizienz, die für die Daten vom Frühjahr 2000 bestimmt wurde [Vil00a], und der Effizienz, die für die Daten vom Sommer 2000 bestimmt wurde [HER00b], verwendet. Damit wird die Größe von 6% für den systematischen Fehler erhalten.

Simulation der Triggervorstufe:
Der Fehler auf die aus der Simulation bestimmte Effizienz der Triggervorstufe wird auf 8% eingeschätzt [Fla00].

Simulation der zweiten Triggerstufe:
Die zweite Triggerstufe wird bei der Simulation mit exakt denselben Programmen dargestellt, die auch während der Datennahme verwendet wurden. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Effizienz werden zum einen durch mögliche Miskalibration des ECAL oder mögliches Misalignment des Detektors in den Daten, die in der Simulation nicht dargestellt wurden, bewirkt und zum anderen durch die nicht durch die Simulation beschriebene Spur- bzw. Treffermultiplizität der Ereignisse.

In einer Untersuchung wurde die Effizienz des SLT mit Daten vom Herbst 1999 geprüft, die ohne Verwendung von *l2sili* aufgezeichnet wurden. Ein Vergleich der in den Daten bestimmten Effizienz mit der in MC Daten bestimmten Effizienz zeigte eine sehr gute Übereinstimmung innerhalb eines statistischen Fehlers von 5% [Pet00]. Der Einfluss von Misalignment auf den SLT wurde mit Hilfe von MC Daten geprüft, in denen die VDS-Lagen zum Teil um 1 cm verschoben waren, ohne dass diese Verschiebung dem SLT Algorithmus bekannt war. Vom SLT wurden trotz der Verschiebung die meisten Spuren gefunden. Da für den VDS kein derartig großes Misalignment zu erwarten ist, wird der Effekt von Misalignment als vernachlässigbar eingeschätzt [Pet00]. Der statistische Fehler dieser Untersuchung wird als Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet.

In einer weiteren Untersuchung wurde das Verhalten des SLT bei erhöhter Spur- bzw. Treffermultiplizität im Detektor geprüft. Dazu wurde die Effizienz zum einen bei Ereignissen mit einem J/ψ-Zerfall mit poissonverteilt im Mittel 0,5 überlagerten inelastischen Wechselwirkungen bestimmt und zum anderen bei Ereignissen mit einem J/ψ-Zerfall mit poissonverteilt im Mittel zwei zusätzlich überlagerten inelastischen Wechselwirkungen. Die Spur- bzw. Treffermultiplizität im zweiten Fall entspricht der in den selektierten Ereignissen beobachteten Multiplizität. Bei einem statistischen Fehler von 4% wurde ein Unterschied von 6% in der Effizienz festgestellt. Diese 6% werden quadratisch zu dem Fehler, der bei der Untersuchung des Einflusses von Misalignment bestimmt wurde, addiert, so dass insgesamt für ϵ_{SLT} ein systematischer Fehler von 8% erhalten wird.

MC Datensätze mit verschiedenen Detektorkonfigurationen:
Die Verwendung von MC Datensätzen, in denen gering verschiedene Detektorkonfigurationen verwendet wurden, kann durch die Unterschiede der Datensätze zu einer

systematischen Unsicherheit beitragen. Da die gesamte Rekonstruktionseffizienz für die J/ψ-Mesonen so gering ist, dass durch den hohen statistischen Fehler eine Abweichung nicht erkannt werden kann, wird die unterschiedliche Effizienz der gleichzeitigen Rekonstruktion von Clustern im ECAL und Spursegmenten im VDS für die Zerfallselektronen des J/ψ-Mesons in den verschiedenen MC-Datensätzen (siehe Abschnitt 3.2) für die Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet. Die Effizienz, die in den beiden MC Datensätzen bestimmt wurde, die kleine Unterschiede in der Darstellung des Detektors zur nominellen Konfiguration des Detektors aufweisen, weicht um $\sim 5\%$ von der Effizienz ab, die in dem größten verwendeten MC Datensatz bestimmt wurde, in dem die nominelle Konfiguration des Detektors dargestellt ist. Diese Abweichung wird mit dem Anteil der beiden MC Datensätze an den gesamten MC Datensätzen multipliziert als Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet.

Spurrekonstruktion:
In Abschnitt 3.3.1 wurde gezeigt, dass die Begrenzung von Δy die Zuordnung von Clustern im mittleren ECAL in den MC Daten anders beeinflusst als in den Daten. Zur Berücksichtigung der daraus entstehenden Unsicherheit wird die Begrenzung bei der Zuordnung für Spuren im mittleren ECAL in den MC Daten verändert zu $|\Delta \mathrm{y}| < d_{max}(p)$ mit:

$$d_{max}(p) = 2,5\ \frac{\sigma_{\Delta \mathrm{y},MC\ Daten}(p)}{\sigma_{\Delta \mathrm{y},Daten}(p)}\ \mathrm{cm} \tag{3.38}$$

Dabei werden die aus den Daten von Run 15230 bestimmten Funktionen $\sigma_{\Delta \mathrm{y},Daten}(p)$ (siehe Abschnitt 3.3.1) verwendet. Die Anzahl der rekonstruierten J/ψ-Mesonen verringert sich in den MC Daten durch diese zusätzliche Einschränkung um 3%. Es werden für die anderen Runs keine signifikanten Unterschiede in den Funktionen $\sigma_{\Delta \mathrm{y},Daten}(p)$ festgestellt, daher wird der systematische Fehler des Wirkungsquerschnittes insgesamt auf 3% eingeschätzt.

Untergrundabschätzung:
Die mit der hier verwendeten Methode zur Abschätzung und Subtraktion des Untergrunds (siehe Abschnitt 3.4.1) bestimmte Anzahl von rekonstruierten J/ψ-Mesonen war bei der Betrachtung in Abschnitt 3.4.1 innerhalb des dort enthaltenen statistischen Fehlers von 6% gleich der Anzahl der J/ψ-Mesonen, die durch Subtraktion von gemischten Ereignissen bestimmt wurde. Die Größe dieses statistischen Fehlers wird als systematischer Fehler verwendet.

Einfluss des Zerfalls J/$\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$:
Für den Einfluss des Zerfalls J/$\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ wurde ein Korrekturfaktor berechnet. Der in Abschnitt 3.5.2 bestimmte systematische Fehler des Korrekturfaktors wird hier für den systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes verwendet.

Anforderung an Vertex:
In Abschnitt 3.4.1 wurde bereits gezeigt, dass die Verwendung von nicht-optimalem Alignment im VDS bei der Rekonstruktion von Vertizes zu Unterschieden in der Verteilung von χ^2_V führt. Der Korrekturfaktor zur Berücksichtigung dieses Unterschiedes

wurde bei der Effizienzbestimmung als Verhältnis der Effizienz der Begrenzung in χ^2_V in den Daten und in den MC Daten berechnet. Als Fehler auf diesen Korrekturfaktor wird die Differenz dieses Verhältnisses zu dem Verhältnis $\epsilon_{SIG,MC}/\epsilon_{SIG,Daten}$ verwendet, das in Abschnitt 3.4.1 bei der Beschreibung der Unterdrückung des Untergrundes anhand einer Vertexanpassung in den Daten und in den MC Daten bei $\chi^2_0 = 4$ bestimmt wurde.

Weitere Unsicherheiten (Kalibration, x_f-Abhängigkeit, ECAL-Maskierung): Der Wirkungsquerschnitt wird mit variierten Anforderungen an die ausgewählten J/ψ-Mesonen in E_t der zugehörigen Spuren oder x_f der J/ψ-Mesonen bestimmt, durch die der Einfluss der Kalibration bzw. der x_f-Verteilung sichtbar gemacht werden soll. Er wird zusätzlich auch unter Verwendung von ECAL-Masken bestimmt, in denen zufällig weitere Zellen als defekt markiert wurden. Möglicherweise unberücksichtigte zeitabhängige Einflüsse sollen durch die Trennung bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes in die zwei Datennahmeperioden sichtbar gemacht werden. In allen diesen Variationen wird keine Abweichung größer als der statistische Fehler festgestellt. Die Unsicherheit durch die Kalibration, die x_f-Abhängigkeit und durch die Verwendung der ECAL-Maskierung wird hier in der Größe des mittleren statistischen Fehlers bei 18% angenommen.

Die in der Tabelle aufgeführten Unsicherheiten sind zum großen Teil unabhängig voneinander, so dass die Korrelation vernachlässigbar ist, und die Fehler für die Bestimmung des gesamten Fehlers quadratisch addiert werden können.

Die hauptsächlichen Beiträge zum systematischen Fehler sind die Unsicherheiten in der Bestimmung der Effizienz des Triggers, sowie der Bestimmung der Effizienz der Rekonstruktion im ECAL. Sowohl die Ausfälle von Signalkanälen in der Triggervorstufe als auch die Ausfälle von Auslesekanälen im ECAL sind in der betrachteten Datennahmeperiode zeitabhängig, so dass Effizienzen für die verschiedenen Runs separat bestimmt werden mussten. Die Effekte, die den größten Einfluss auf den systematischen Fehler haben, werden im Folgenden aufgeführt und es wird aufgezeigt, wodurch sie in der zukünftigen Datennahme vermieden werden:

- Die ungenügende Dokumentation von den bei der Datennahme in der Triggervorstufe verwendeten Masken erschwert eine Reproduktion der defekten Bereiche in der Simulation. Eine automatische Dokumentation ist bereits in Arbeit.

- Die Effizienz der funktionierenden Signalkanäle der Triggervorstufe ist nicht unabhängig von den verwendeten Masken und auch zeitabhängig. Da keine großen Veränderungen des Detektors mehr vorgenommen werden, wird die Stabilität der Kanäle zunehmen und dieser Einfluss vernachlässigbar.

- Das Fehlverhalten von unzuverlässigen Signalkanälen der Triggervorstufe kann in der Simulation nicht reproduziert werden, so dass nur eine ausreichende Maskierung dieser Kanäle bereits während der Datennahme und in der Simulation diese Unsicherheit beseitigt. Die Identifikation von unzuverlässig funktionierenden Signalkanälen und damit auch die Maskierung dieser Kanäle wurde bereits während der Datennahme im Sommer 2000 erheblich verbessert.

- Während der Datennahme wurde eine andere Kalibration verwendet als bei der nachträglichen Rekonstruktion der Daten. Dadurch führt die Verwendung einer einzigen Kalibration des ECAL bei der Simulation des Triggers und bei der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse zu einer Unsicherheit in der bestimmten Effizienz. Da keine großen Veränderungen am Detektor während der zukünftigen Datennahme vorgenommen werden sollen, wird die Kalibration stabiler und damit während der Datennahme nicht sehr verschieden von der nachträglich verwendeten Kalibration sein.

Bei einer näherungsweise zeitunabhängigen Kalibration und der Verwendung und Dokumentation einer optimalen Maskierung von defekten Bereichen bei den Signalkanälen der Triggervorstufe und im ECAL können die oben genannten Unsicherheiten und damit der systematische Fehler erheblich verringert werden. Bei der zukünftigen Datennahme sind stabilere Bedingungen zu erwarten, so dass die dann diese Unsicherheiten nicht mehr wesentlich zum systematischen Fehler beitragen werden.

Vergleich mit anderen Messungen und theoretischen Modellen

Der Wirkungsquerschnitt soll mit dem bei HERA-B mit Daten von 1999 bestimmten Wirkungsquerschnitt sowie mit den Ergebnissen anderer Experimente und mit den Vorhersagen theoretischer Modelle verglichen werden. Zu diesem Zweck wird der in Tabelle 3.12 fett gedruckte, als Erstes genannte Wert von 403±52 nb/Nukleon verwendet, bei welchem der geringste statistische Fehler vorliegt. Der systematische Fehler wurde zu 25% bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt beträgt somit $\boldsymbol{\sigma_{J/\psi} = 403 \pm 52 \pm 101}$ **nb/Nukleon**.

Der Wirkungsquerschnitt wird zuerst mit dem mit den Daten von 1999 bei HERA-B bestimmten J/ψ-Wirkungsquerschnitt verglichen [OS99]. Jene Bestimmung wurde mit Datensätzen durchgeführt, bei deren Aufzeichnung als Targetmaterial zum einen ebenfalls Kohlenstoff und zum anderen Titan verwendet wurde. Der Wirkungsquerschnitt wurde mit $\alpha = 0,90$ zu $\sigma_{J/\psi} = 494 \pm 85 \pm 124$ nb/Nukleon berechnet, eine Extrapolation des Wirkungsquerschnittes für den in der hier vorgestellten Analyse verwendeten Wert von $\alpha = 0,94$ ergibt eine Verminderung um 11%, also $\sigma_{J/\psi} = 440 \pm 76 \pm 110$ nb/Nukleon. Dieser Wert ist konsistent mit dem in dieser Analyse bestimmten Wirkungsquerschnitt.

Der Wirkungsquerschnitt wird nun mit den Ergebnissen anderer Experimente sowie mit den Vorhersagen des CEM und der NRQCD (siehe Abschnitt 1.2.3) verglichen. In Abbildung 3.34 a) und b) sind die Ergebnisse von Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes bei *fixed target* Experimenten als Funktion der jeweils erreichten Schwerpunktsenergie dargestellt [BR96, Amu97]. In Abbildung 3.34 a) ist die mit dem Ansatz der NRQCD berechnete Funktion $\sigma_{J/\psi}(\sqrt{s})$ für $x_f > 0$ eingezeichnet, wobei die Funktion durch Anpassung des in dieser Betrachtung freien Parameters dieses Modells an die experimentellen Ergebnisse bestimmt wurde. In Abbildung 3.34 b) ist die Vorhersage für $\sigma_{J/\psi}(\sqrt{s})$ aus dem CEM eingezeichnet. Das Verhältnis der J/ψ-Produktion zu der Produktion anderer Charmoniumzustände wurde aus experimentellen Ergebnissen der Photoproduktion bestimmt, so dass die dargestellte

Funktion in absoluter Normierung festgelegt ist. In beiden Bildern ist der in dieser Analyse bestimmte Wirkungsquerschnitt eingezeichnet, wobei für den Fehler die quadratische Summe des statistischen und des systematischen Fehlers verwendet wurde. Für die Darstellung in a) wurde der hier bestimmte Wert halbiert, was unter der hier verwendeten Annahme einer um Null symmetrischen x_f-Verteilung dem Wirkungsquerschnitt für $x_f > 0$ entspricht. Die Messung fügt sich gut in die Reihe der existierenden Messungen ein, besitzt aber noch einen vergleichsweise hohen Fehler. Auch bei einem kleineren Fehler wäre aber in dieser Messung keine Unterscheidung der betrachteten Modelle, des COM und des CEM möglich.

a)

b)

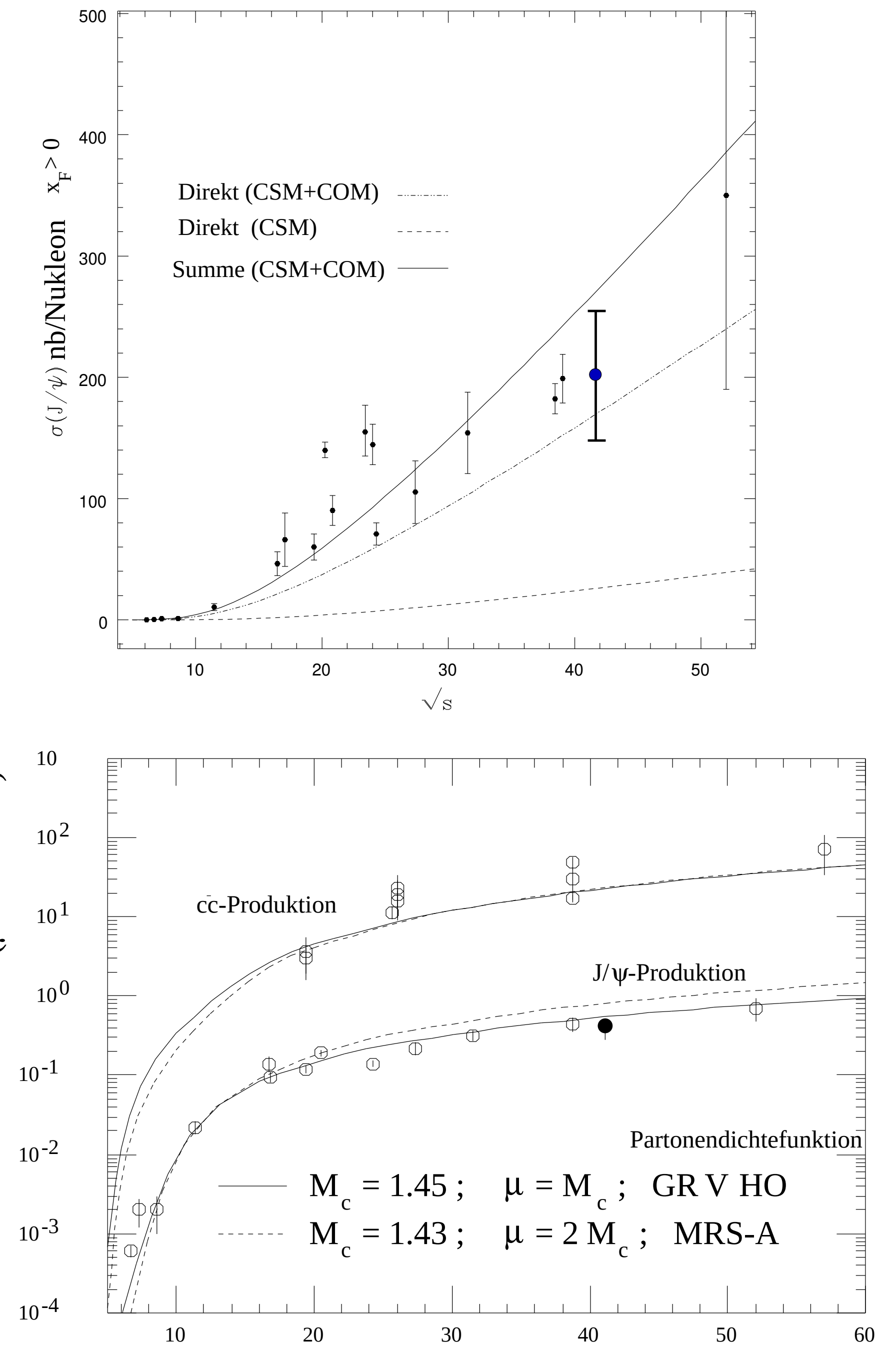


Abbildung 3.34: Die bisher verfügbaren Ergebnisse anderer Experimente für den totalen Wirkungsquerschnitt der J/ψ-Produktion sind als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt [BR96, Amu97]. In a) ist der Wirkungsquerschnitt für $x_f > 0$ dargestellt, in b) der totale Wirkungsquerschnitt. In beiden Bildern ist der in der hier vorgestellten Analyse bestimmte Wirkungsquerschnitt eingezeichnet. Die in a) eingezeichneten Funktionen geben den vom CSM vorhergesagten Verlauf des Wirkungsquerschnittes für die direkte und für die gesamte J/ψ-Produktion wieder und den Verlauf bei zusätzlicher Berücksichtigung der im COM berechneten Beiträge. Die in b) eingezeichneten Funktionen geben die Vorhersagen des CEM wieder. Die Normierung wurde aus der Anpassung an die Ergebnisse der $c\bar{c}$-Produktion bestimmt.

Kapitel 4

Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellte Rekonstruktion des J/ψ-Signals im Zerfall J/$\psi \to e^+e^-$ stellt einen ersten Schritt für zukünftige Analysen bei HERA-B zur Charmonium-Produktion dar. Zusätzlich kann die Rekonstruktion des J/ψ-Signals für die Bestimmung des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnittes anhand der Rekonstruktion von Zerfällen $b \to J/\psi$ genutzt werden.

Die hier dargestellte Untersuchung konnte erheblich dazu beitragen, die Schwierigkeiten in der Rekonstruktion des Signals sowie den Untergrund besser zu verstehen. Zusätzlich konnte durch sie gezeigt werden, dass die aus Simulationen bestimmten Erwartungen an die Rekonstruktionsmöglichkeiten mit den realen Daten übereinstimmen.

Neben den in dieser Analyse betrachteten Datensätzen stehen aus der Datennahme 2000 noch Datensätze von Mai bis September zur Verfügung. Dabei wurden zusätzlich die Triggervorstufe des Myonsystems sowie die erste Triggerstufe für die Selektion der Ereignisse genutzt. Während eines Großteils der Zeit war der Trigger auf die Selektion von J/ψ-Mesonen ausgerichtet. Zum Teil wurde eine Modifikation des Triggers verwendet, in der auf einzelne Leptonen getriggert wurde. Diese Daten sind zur Untersuchung der Charm-Produktion vorgesehen.

Da die weiteren Datensätze zum Zeitpunkt dieser Analyse noch nicht in einer angemessenen Form rekonstruiert waren, kann die insgesamt verfügbare Anzahl an J/ψ-Mesonen nur abgeschätzt werden. Aus ersten Analysen wird erwartet, dass in der hier vorgestellten Art ~ 3000 J/ψ-Mesonen rekonstruiert werden können, und im Zerfall J/$\psi \to \mu^+\mu^-$ ~ 4000 J/ψ-Mesonen. Eine erhebliche Vergrößerung der Anzahl der rekonstruierbaren J/ψ-Mesonen, welche im Elektronkanal zerfallen, wäre durch eine verbesserte Elektronenidentifikation möglich, welche nicht die rekonstruierte Bremsstrahlung benötigt. Eine Möglichkeit dafür liegt in der verbesserten Kalibration des Kalorimeters, welche in der hier vorgestellten Analyse noch nicht vollständig optimiert war, und einer verbesserten Impulsauflösung durch Rekonstruktion der Elektronen in den Spurkammern. Beides kann dazu beitragen, für die Spuren von Elektronen eine schmalere Verteilung in $\frac{E}{p}$ zu erreichen, so dass der hadronische Untergrund durch eine härtere Anforderung an $\frac{E}{p}$ besser unterdrückt werden kann. Die in den verfügbaren Datensätzen rekonstruierbare Anzahl an J/ψ-Mesonen hängt demnach stark von den tatsächlich möglichen Verbesserungen in der Rekonstruktion ab.

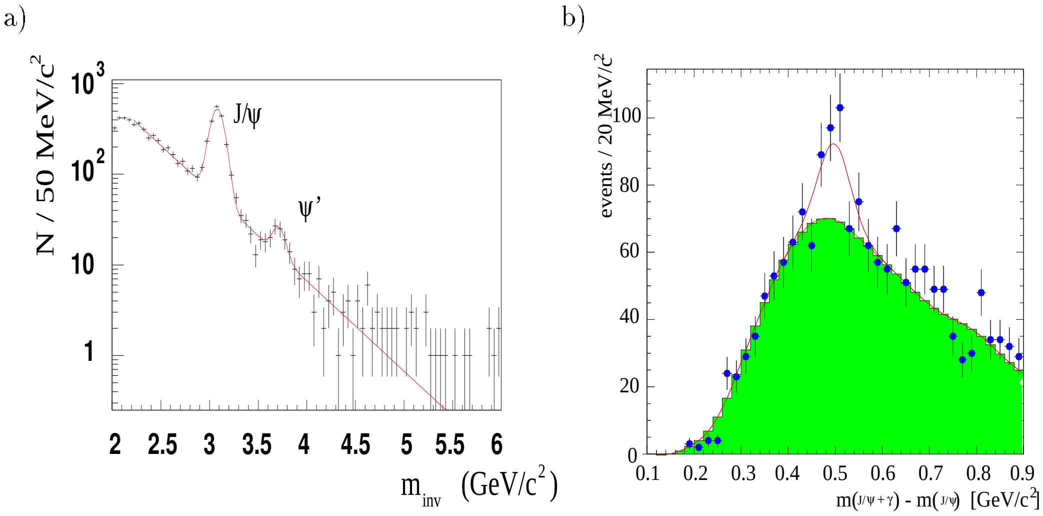


Abbildung 4.1: Die im Zerfall in $\mu^+\mu^-$ rekonstruierten Signale des J/ψ und ψ' sind in a) dargestellt. In b) ist das im Zerfall $\chi_c \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ rekonstruierte Signal des χ_c abgebildet [HER00a].

Die verfügbaren Datensätze der J/ψ-Datennahmen sollen genutzt werden, erste Analysen weiterer Charmonia durchzuführen und die Analysemöglichkeiten der zukünftigen Datennahmen aus den bisherigen Ergebnissen abzuschätzen. In den Daten vom Sommer 2000 konnten bereits die Signale von weiteren Charmonia, nämlich von ψ' und χ_c rekonstruiert werden. Sie sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

In den folgenden beiden Abschnitten 4.1 und 4.2 wird eine Extrapolation der bisherigen Ergebnisse auf zukünftige Messungen der Charmonium-Produktion sowie der $b\bar{b}$-Produktion skizziert. Dabei wird zunächst in Abschnitt 4.1.1 ein Ausblick auf die zukünftigen Messungen weiterer Charmonia bei HERA-B gegeben. Anschließend wird in Abschnitt 4.1.2 die mögliche Messung der Polarisation der Charmonia dargestellt und in Abschnitt 4.1.3 eine Abschätzung für die zukünftige Messung der nuklearen Unterdrückung der Charmonium-Produktion bei HERA-B dargestellt. Abschließend werden in Abschnitt 4.2.1 die Möglichkeiten der Messung der $b\bar{b}$-Produktion durch die Untersuchung der J/ψ-Vertizes und in Abschnitt 4.2.2 die mögliche Rekonstruktion von Υ-Resonanzen bei HERA-B dargestellt.

Die in der Datennahme 2001/2002 zu erwartende Statistik an Charmonia sowie rekonstruierbaren $b\bar{b}$-Paaren ist im Vergleich mit anderen Experimenten in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Dabei wurde ein $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitt von 12 nb/Nukleon und eine Datennahmezeit von $5 \cdot 10^6$ Sekunden bei einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz angenommen.

	mit FLT ϵ_{trig} hoch	ϵ_{trig} niedrig	Nur Trigger-vorstufe	Andere Experimente	
J/$\psi \to e^+e^-/\mu^+\mu^-$	$\sim 15,8 \cdot 10^6$	$\sim 3,3 \cdot 10^6$	~ 140000	$\sim 2,6 \cdot 10^6$	E866
$\psi(2S) \to e^+e^-/\mu^+\mu^-$	$\sim 4 \cdot 10^5$	$\sim 0,82 \cdot 10^5$	~ 3500	90000	E866
$\chi_c \to J/\psi\gamma \to \mu^+\mu^-\gamma$	$\sim 4,1 \cdot 10^5$	$\sim 0,70 \cdot 10^5$	~ 3300	1230	CDF
				66	E771
$b\bar{b} \to J/\psi X$	~ 5600	~ 1200	~ 50	20-30	E789
$b\bar{b} \to \mu^+\mu^- DX$	~ 1200	~ 200	~ 10	5	E771

Tabelle 4.1: Die für die Datennahme 2001/2002 erwartete Anzahl an Ereignissen mit verschiedenen rekonstruierbaren Charmonia sowie mit rekonstruierbaren Zerfällen eines $b\bar{b}$-Paares sind im Vergleich mit anderen Experimenten aufgeführt [HER00a].

4.1 Produktion von Charmonia

4.1.1 Produktion von $\psi', \chi_c, J/\psi$

Neben der Untersuchung der J/ψ-Resonanz ist auch die Untersuchung weiterer Charmonia bei HERA-B möglich. Mit Hilfe der Messung von den Verhältnissen der unterschiedlichen Charmonia in Abhängigkeit von p_t oder x_f können auch die unterschiedlichen Modelle zur Beschreibung der Produktion geprüft werden. In Abbildung 4.2 sind die Berechnungen des CSM sowie des COM für die Anteile von J/ψ-Mesonen aus Zerfällen des ψ' und χ_c als Funktion von p_t dargestellt [Lee00]. Im dargestellten Bereich mit hohem Transversalimpuls, in dem die Modelle gut berechenbar und klar unterscheidbar sind, ist aber nur eine geringe Anzahl an rekonstruierbaren J/ψ-Mesonen zu erwarten, was die Unterscheidung erschwert. Oberhalb von einem p_t von 2 GeV/c werden $\sim$20% der J/ψ-Mesonen produziert, oberhalb von einem p_t von 3 GeV/c $\sim$ 4%. Da die Akzeptanz für rekonstruierbare J/ψ-Mesonen in erster Näherung unabhängig von p_t ist (siehe Abschnitt 3.5.2), kann die erwartete Anzahl an J/ψ-Mesonen mit $p_t > 2$ GeV/c direkt als 20% der in Tabelle 4.1 angegebenen Anzahl an J/ψ-Mesonen berechnet werden.

4.1.2 Untersuchung der Polarisation von Charmonia

Die Untersuchung der Polarisation der produzierten Charmonia kann dazu beitragen, eine Unterscheidung zwischen den verschiedenen Vorhersagen der Modelle zu treffen. Die Vorhersage des CSM sowie von Berechnungen im Rahmen der NRQCD für den Polarisationsparameter α sind in Abbildung 4.3 als Funktion von p_t dargestellt [Lee00]. Im CEM wird erwartet, dass die Charmonia unpolarisiert produziert werden, d.h., dass $\alpha = 0$ gilt. Mit einer Messung von α bei hohen Transversalimpulsen ist demnach vor allem bei der Untersuchung der ψ'-Produktion eine Unterscheidung der Modelle möglich.

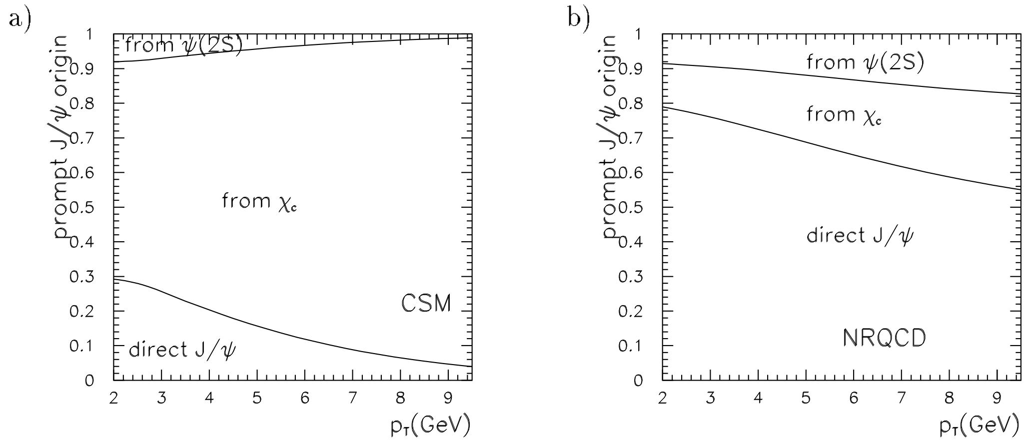


Abbildung 4.2: Die Anteile von J/ψ-Mesonen aus Zerfällen des ψ' und χ_c sind als Funktion des Transversalimpulses p_t aufgetragen. In a) wurde das CSM zur Berechnung verwendet, in b) der Formalismus der NRQCD [Lee00].

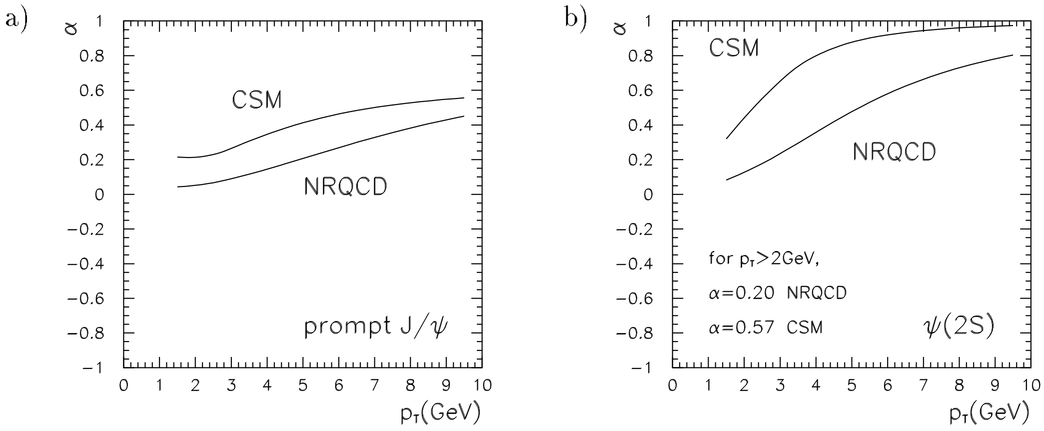


Abbildung 4.3: Die Vorhersagen für den Polarisationsparameter α sind im CSM und mit dem Formalismus der NRQCD berechnet als Funktion von p_t dargestellt, in a) für das J/ψ und in b) für das ψ' [Lee00].

4.1.3 Untersuchung der nuklearen Unterdrückung

Bei HERA-B können verschiedene Materialien für das Target ausgewählt werden, so dass ein Vergleich der Produktionsraten für Charmonia an unterschiedlichen Materialien geprüft werden kann. Gleichzeitig sind bei HERA-B Charmonia in einem kinematischen Bereich rekonstruierbar, der in anderen Experimenten noch nicht betrachtet werden konnte.

Ein weiteren Vorteil bietet der HERA-B-Detektor dabei dadurch, dass er es ermöglicht, den Großteil der produzierten Teilchen einer Wechselwirkung zu rekonstruieren. Damit kann die

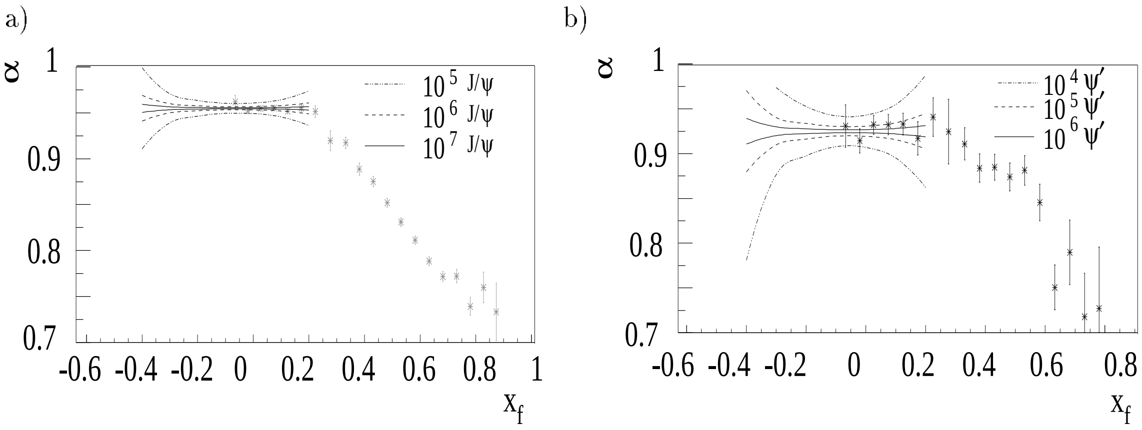


Abbildung 4.4: Die Messung von E866 des zur Beschreibung der nuklearen Unterdrückung verwendeten Parameters α ist in a) für die J/ψ-Produktion und in b) für die ψ'-Produktion in Abhängigkeit von x_f dargestellt. Die eingezeichneten Funktionen zeigen den in den Messungen bei HERA-B erreichbaren Fehler um einen fiktiv gemessenen Wert von α an, wobei verschiedene Anzahlen von a) J/ψ-Mesonen bzw. b) ψ'-Mesonen pro Targetmaterial für die Funktionen angenommen wurden [HER00b].

nukleare Unterdrückung auch in Abhängigkeit der gesamten transversen Energie gemessen werden, entsprechend den Messungen bei Kollisionen von schweren Ionen [Abr00]. In diesen Messungen wurden erste Hinweise auf die Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas gefunden. Eine Bestätigung dieser Interpretation kann nur durch ein detailliertes Verständnis der Produktionsmechanismen und nuklearen Unterdrückung von Charmonia gewonnen werden.

Die erreichbare Größe des statistischen Fehlers auf eine Messung des Parameters α ist in Abbildung 4.4 in Abhängigkeit von x_f im Vergleich mit den bisher existierenden Messungen von E866 dargestellt. Bei HERA-B ist zum ersten Mal die Messung von α bei negativen x_f möglich.

4.2 Messung der $b\bar{b}$-Produktion

Die Untersuchung der $b\bar{b}$-Produktion ist für ein verbessertes Verständnis der starken Wechselwirkung von entscheidender Bedeutung. Dabei besitzt HERA-B im Wesentlichen zwei Möglichkeiten, beizutragen. Zum einen kann die Produktion von $b\bar{b}$-Paaren mit verschiedenen Methoden untersucht werden und zum anderen kann die Produktion von Υ-Resonanzen, also Bottomonium-Zuständen, gemessen werden. In letzterem Fall sind die gleichen Modelle zu prüfen, welche bereits für die Charmonium-Produktion vorgestellt wurden.

4.2.1 Untersuchung der J/ψ-Vertizes

Die Produktion von $b\bar{b}$-Paaren ist bei HERA-B im Wesentlichen auf zwei Arten messbar. In beiden Fällen wird die verhältnismäßig lange Lebensdauer von B-Mesonen ausgenutzt. Die B-

Zerfälle können zum einen durch die Rekonstruktion ihres Zerfallsvertex identifizert werden, der zum Primärvertex versetzt ist. Dieses erfordert sowohl eine gute Auflösung der Vertizes als auch ein gutes Verständnis des Untergrundes. Durch die bei HERA-B auftretenden überlagerten Wechselwirkungen ist eine einfache Trennung der Teilchen von den Primärvertizes der Wechselwirkungen und Teilchen von möglichen Sekundärvertizes erschwert. Es ist jedoch auch möglich, die B-Zerfälle lediglich anhand von rekonstruierten Teilchenbahnen mit großem Abstand zum Primärvertex zu identifizieren. Damit der Untergrund angemessen reduziert werden kann, werden bei dieser Identifikation Leptonen mit hohem Transversalimpuls selektiert, die in inelastischen Wechselwirkungen nur selten vorkommen.

Die zuerst vorgestellte Methode zur Messung des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnittes kann bereits mit den im Jahr 2000 genommenen Datensätzen durchgeführt werden. Dazu wird die Vertexverteilung der rekonstruierten J/ψ-Mesonen verwendet. Die Anzahl N_B der erwarteten B-Zerfälle in einer Ereignisauswahl mit 4000 J/ψ-Mesonen berechnet sich dann folgendermaßen:

$$N_B = \frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{J/\psi}} Br(b \to J/\psi) \tag{4.1}$$

Bei der Annahme von $\sigma_{J/\psi} = 440$ nb/Nukleon und von $\sigma_{b\bar{b}} = 12$ nb/Nukleon sowie einem Verzweigungsverhältnis von $Br(b \to J/\psi) = 1,16 \pm 0,1\%$ erhält man daraus $N_B = 1,3$. Bei der Annahme von $\sigma_{b\bar{b}} = 40$ nb/Nukleon erhält man $N_B = 4,2$.

Die in ersten Analysen erhaltenen Vertexverteilungen sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Es ist jeweils die Verteilung des Abstandes des J/ψ-Vertex zum Primärvertex in z abgebildet. Dabei wurden nur Ereignisse mit einem einzigen rekonstruierten Primärvertex verwendet. In a) ist die Verteilung in Ereignissen mit J/ψ-Mesonen im Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ dargestellt [HER00a], in b) die Verteilung in den Ereignissen der rekonstruierten J/ψ-Mesonen der hier vorgestellten Analyse. In beiden Fällen sind große Ausläufer der Verteilungen zu erkennen, welche die Schwierigkeiten bei der Identifikation von Ereignissen mit B-Zerfällen verdeutlichen. Das für die Rekonstruktion der J/ψ-Mesonen im Zerfall in Myonen genutzte Alignment ist bereits deutlich besser als das in der ersten Iteration der Rekonstruktion der Ereignisse vom Mai 2000 mit J/ψ-Zerfällen in Elektronen verwendete Alignment, was sich im Unterschied der Breiten der Verteilungen zeigt. Die durch eine angepasste Gaußfunktion bestimmte Breite der Verteilung in a) liegt bei $\sigma = 630$ μm, die in b) bei $\sigma = 1,1$ mm. Mit optimiertem Alignment konnte in denselben Datensätzen bereits eine Breite von 500 μm erreicht werden. Für die Bestimmung des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnittes anhand dieser Vertexverteilungen ist es notwendig, den Untergrund besser unterdrücken zu können, so dass die bisher rekonstruierten Ausläufer der Verteilungen entfernt werden. wofür ein optimiertes Alignment und eventuell zusätzliche Auswahlkriterien der Ereignisse notwendig sind.

4.2.2 Produktion von Υ-Resonanzen

Die Rekonstruktion der Υ-Resonanzen im HERA-B-Detektor kann entsprechend der Rekonstruktion der J/ψ-Zerfälle in den Zerfällen $\Upsilon \to e^+e^-$ and $\Upsilon \to \mu^+\mu^-$ durchgeführt werden. Es soll im Folgenden abgeschätzt werden, welche Anzahl an $\Upsilon(1S)$-Mesonen in den bereits verfügbaren Datensätzen zu erwarten sind.

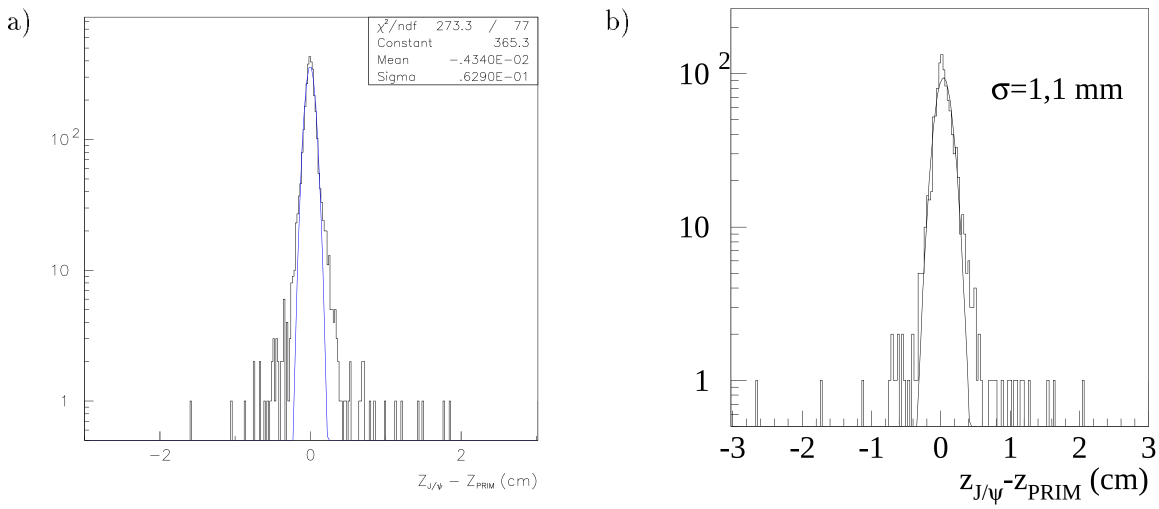


Abbildung 4.5: Die Verteilung des Abstandes in z der J/ψ-Vertizes vom jeweiligen Primärvertex ist in a) für die Ereignisse mit einem im Zerfall J/$\psi \to \mu^+\mu^-$ rekonstruierten J/ψ-Mesonen [HER00a] und in b) für die in der in dieser Arbeit rekonstruierten J/ψ-Mesonen dargestellt.

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion vom $\Upsilon(1S)$ multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis $Br(\Upsilon \to \mu^+\mu^-)$ wurde von E771 bei einer Strahlenergie von 800 GeV/c zu $\sigma_\Upsilon Br(\Upsilon \to \mu^+\mu^-) = 8,0 \pm 3,3$ pb/Nukleon bestimmt [Ale96]. Gleichzeitig wurde von E771 für die J/ψ-Produktion gemessen: $\sigma_{J/\psi} Br(J/\psi \to \mu^+\mu^-) = 21,8 \pm 1,4$ nb/Nukleon [Ale96]. Sofern der unterschiedlich starke Anstieg des $b\bar{b}$- und $c\bar{c}$-Wirkungsquerschnittes bei Veränderung von 800 GeV/c zu 920 GeV/c Strahlenergie zunächst vernachlässigt wird, und die gleiche Rekonstruktionseffizienz für J/ψ-Mesonen und Υ-Mesonen angenommen wird, lässt sich das Verhältnis der Anzahl von $\Upsilon(1S)$-Mesonen zu J/ψ-Mesonen folgendermaßen berechnen:

$$\frac{N_\Upsilon}{N_{J/\psi}} = \frac{\sigma_\Upsilon Br(\Upsilon \to \mu^+\mu^-)}{\sigma_{J/\psi} Br(J/\psi \to \mu^+\mu^-)} = 0,00037 \tag{4.2}$$

Da aus den theoretischen Modellen erwartet wird, dass der $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitt stärker mit der verfügbaren Strahlenergie ansteigt als der $c\bar{c}$-Wirkungsquerschnitt, ist das Verhältnis mit großer Wahrscheinlichkeit um bis zu einen Faktor 2 größer und die hier angegebene Zahl gibt eine untere Grenze an.

Nach der Abschätzung aus Gleichung 4.2 sind in den gesamten vom Jahr 2000 verfügbaren Datensätzen gegenüber den erwarteten rekonstruierbaren 7000 J/ψ-Mesonen 2-3 rekonstruierbare Υ-Mesonen zu erwarten. Da eventuell für die Unterdrückung des Untergrundes unter dem Signal des Υ die Bremsstrahlungsanforderung zur Elektronenidentifikation nicht benötigt wird, könnten mehr Υ-Mesonen rekonstruierbar sein. In den in dieser Analyse betrachteten Datensätzen wurde auch bei Aufhebung der Bremsstrahlungsanforderung und verschiedenen Anforderungen an die Spuren an einen zugeordneten Ring oder ein zugeordnetes Spursegment des OTR kein signifikantes Signal bei der Masse der $\Upsilon(1S)$-Resonanz beobachtbar. Für die Abschätzung von zumindest einer oberen Grenze für den $\Upsilon(1S)$-Wirkungsquerschnitt aus den verfügbaren Datensätzen ist eine systematische Analyse sowie eine Optimierung der Selektionskriterien für den Υ-Zerfall notwendig.

Zusammenfassung

Während der Datennahme im Jahr 2000 war der HERA-B Detektor noch nicht fertiggestellt. Die Datennahme hatte während dieser Zeit das Ziel, die bereits verwendbaren Komponenten des Detektors sowie das Trigger- und das Datennahmesystem zu prüfen und Daten zu selektieren, anhand derer erste Untersuchungen zur Produktion schwerer Quarks durchgeführt werden können.

In der vorgestellten Arbeit wurden mit Datensätzen aus dem Frühjahr 2000 die Rekonstruktion eines J/ψ-Signals anhand des Zerfalls J/$\psi \rightarrow e^+e^-$ sowie die Möglichkeiten der Untergrundunterdrückung untersucht. Das rekonstruierte Signal wurde verwendet, um den totalen Wirkungsquerschnitt der J/ψ-Produktion in Proton-Nukleon-Wechselwirkungen zu bestimmen.

Die verwendeten Datensätze wurden bei einer Rate von 5 MHz unter Verwendung des inneren Drahtes der zweiten Targetstation, einem Kohlenstofftarget, aufgezeichnet. Der Trigger nutzte zu diesem Zeitpunkt ausschließlich die Informationen des ECAL und des VDS zur Selektion der Ereignisse.

Es wurde gezeigt, dass auch ohne die vollständige Verfügbarkeit des Spurkammersystems im HERA-B Detektor bereits Spuren rekonstruiert werden können, indem die im Vertexdetektor rekonstruierten Spursegmente mit im ECAL rekonstruierten Clustern miteinander kombiniert werden. Um den Untergrund durch falsche Kombinationen zu entfernen, konnte eine Bestätigung der Spuren durch einen im RICH rekonstruierten Ring oder durch ein im OTR rekonstruiertes Spursegment in der Nähe der Teilchenbahn verlangt werden.

In der invarianten Masse von Spurpaaren konnte nur dann ein klares Signal bei der J/ψ-Masse rekonstruiert werden, wenn der Nachweis von Bremsstrahlung im ECAL verlangt wurde. Die Untergrundunterdrückung durch die Bestätigung der Spuren im RICH oder im OTR und Einschränkungen des Verhältnisses von der Energie zum Impuls war dafür nicht ausreichend. Der Untergrund bestand demnach zum großen Teil nicht aus Spuren, die aus zufällig einander zugeordneten Signalen des VDS und des ECAL gebildet wurden, sondern aus Spuren, die zu Hadronen gehören.

Das J/ψ-Signal, das mit der Anforderung an identifizierte Bremsstrahlung der beiden Zerfallselektronen rekonstruiert werden konnte, wurde zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der J/ψ-Produktion verwendet. Die Rekonstruktionseffizienz wurde mit Hilfe von MC Daten bestimmt, wobei die Effizienz für jeden Run einzeln betrachtet werden musste, da verschiedene Ausfälle von Bereichen im ECAL zum einen in den Signalkanälen der Triggervorstufe und zum anderen in den Auslesekanälen vorlagen. Die über die Runs gemittelte Effizienz der gesamten Selektionskriterien wurde zu 0,053% bestimmt. Die hauptsächlichen Faktoren, die zu dieser geringen Effizienz führen, sind die Triggereffizienz von 2,6% und die Effizienz der Bremsstrahlungsanforderung von 9,4%.

In den Daten wurden 355±28 J/ψ-Mesonen rekonstruiert. Mit diesen wurde ein totaler Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{J/\psi} = 403\pm52\pm101$ nb/Nukleon für die J/ψ-Produktion bestimmt. Die Größe des Wirkungsquerschnittes ist konsistent mit anderen Messungen bei einer vergleichbaren Schwerpunktsenergie, erlaubt aber keine Unterscheidung der verschiedenen theoretischen Modelle zur Beschreibung der J/ψ-Produktion. Der systematische Fehler wird dominiert durch Unsicherheiten in der Beschreibung des ECAL und des Triggers durch die zeitabhängigen Ausfälle von Signalkanälen. Durch die nach der hier betrachteten Datennahme verbesserte Stabilität des ECAL, die bereits in den letzten Monaten der Datennahme 2000 festgestellt werden konnte, kann diese Unsicherheit in der zukünftigen Datennahme vermieden werden.

Die rekonstruierbare Anzahl an J/ψ-Mesonen im Zerfall $J/\psi \to e^+e^-$ wurde durch die Elektronenidentifikation anhand von Bremsstrahlung, die eine sehr geringe Effizienz besitzt, stark eingeschränkt. Bei der zukünftigen Datennahme werden Verbesserungen dadurch erwartet, dass mit dem vollständigen Detektor auch andere Methoden zur Elektronenidentifikation verwendet werden können.

In den gesamten im Jahr 2000 aufgezeichneten Datensätzen sind ~3000 rekonstruierbare J/ψ-Mesonen im Zerfall $J/\psi \to e^+e^-$ und ~4000 rekonstruierbare J/ψ-Mesonen im Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ zu erwarten. Neben dem J/ψ konnten auch bereits andere Charmonia, nämlich das ψ' und das χ_c rekonstruiert werden. Für Untersuchungen der $b\bar{b}$-Produktion und der Produktion von Υ-Resonanzen ist die Statistik sehr begrenzt, es werden in den verfügbaren Daten nur wenige dafür interessante Ereignisse erwartet.

Alle Untersuchungen mit den Datensätzen aus dem Jahr 2000 sind dadurch beeinträchtigt, dass der systematische Fehler noch sehr hoch ist. Das ist darauf zurückzuführen, dass sich der Detektor noch im Aufbau befand, so dass sich sowohl die Detektorkonfiguration als auch die Triggerkonfiguration veränderte und noch kein gutes Verständnis der Effizienzen aller Detektorkomponenten gewonnen werden konnte.

In der Datennahme der Jahre 2002-2003 wird HERA-B mit einer stabilen Detektor- und Triggerkonfiguration Daten für weitere Untersuchungen der Charmonium-Zustände sowie von Υ-Resonanzen aufzeichnen und die Anzahl an Ereignissen für die Bestimmung des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnittes erhöhen. Die größere Anzahl an rekonstruierten Charmonia und Bottomonia und der verkleinerte systematische Fehler werden es dann erlauben, in den Untersuchungen die verschiedenen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Quarkonium-Produktion zu unterscheiden. Gleichzeitig können durch die Verwendung von verschiedenen Targetmaterialien die Modelle zur Beschreibung der nuklearen Unterdrückung der Produktion von Quarkonia geprüft werden.

HERA-B besitzt somit eine Vielzahl von Möglichkeiten, mit den Daten der Jahre 2002-2003 Untersuchungen durchzuführen, durch die das Verständnis der Mechanismen der Produktion von schweren Quarks und damit der starken Wechselwirkung verbessert werden kann.

Anhang A

Glossar

A.1 Abkürzungen

CEM:	**C**olor **E**vaporation **M**odel, 'Farbentweichungsmodell'	(Abschnitt 1.2.3)
COM:	**C**olor **O**ctet **M**odel, Farboktettmodell	(Abschnitt 1.2.3)
CMS:	**C**enter of **M**ass **S**ystem, Schwerpunktssystem	(Abschnitt 1.2.1)
CSM:	**C**olor **S**inglet **M**odel, Farbsinglettmodell	(Abschnitt 1.2.3)
ECAL:	**E**lectromagnetic **Cal**orimeter, Elektromagnetisches Kalorimeter	(Abschnitt 2.7)
FLT:	**F**irst **L**evel **T**rigger, Erste Triggerstufe	(Abschnitt 2.8)
FLTe:	**F**irst **L**evel **T**rigger **e**mulator	(Abschnitt 3.1.2)
OTR:	**O**uter **Tr**acker, Äußere Spurkammern	(Abschnitt 2.5)
QCD (pQCD/NRQCD):	(**p**erturbative/**N**on-**R**elativistic) **Q**uantum-**C**hromo**d**ynamics, (perturbative/nichtrelativistische)	(Abschnitt 1.2.3)
	Quantenchromodynamik	(Abschnitt 1.1.2)
RICH:	**R**ing **I**maging **Ch**erenkov detector, Ringabbildender Čerenkov-Detektor	(Abschnitt 2.6)
SLT:	**S**econd **L**evel **T**rigger, Zweite Triggerstufe	(Abschnitt 2.8)
VDS:	**V**ertex **D**etector **S**ystem, Vertexdetektor	(Abschnitt 2.3)

A.2 Variablen

s	Quadrat der Schwerpunktsenergie	(Abschnitt 1.2.1)
$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$	Transversalimpuls	(Abschnitt 1.2.1)
$x_f \simeq \frac{2p_{z,CMS}}{\sqrt{s}}$	Feynman-Variable	(Abschnitt 1.2.1)
$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$	Rapidität	(Abschnitt 1.2.1)
$E_t = E\frac{\sqrt{\mathrm{x}^2+\mathrm{y}^2}}{\sqrt{\mathrm{x}^2+\mathrm{y}^2+\mathrm{z}^2}}$	Transversale Energie	(Abschnitt 2.8)

Literaturverzeichnis

[Aba96] S. Abachi *et al.*, *J/ψ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Nucl. Phys. **A 370**, 239 (1996).

[Abe92] F. Abe *et al.*, *Inclusive J/ψ, $\psi(2S)$, and b-Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s}$=1.8 TeV*, Phys. Rev. Lett. **69**, 3704 (1992).

[Abe97a] F. Abe *et al.*, *J/ψ and $\psi(2S)$ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$=1.8 TeV*, Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997).

[Abe97b] F. Abe *et al.*, *Production of J/ψ Mesons from χ_c Meson Decays in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}$=1.8 TeV*, Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997).

[Abr00] M. C. Abreu *et al.*, *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**, 28 (2000).

[Adl99a] C. Adloff *et al.*, *Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, International Europhysics Conference on High Energy Physics Tampere, Finnland HEP99, DESY-99-026 (1999).

[Adl99b] C. Adloff *et al.*, *Inelastic Photoproduction of J/ψ and $\psi(2S)$ at HERA*, International Europhysics Conference on High Energy Physics Tampere, Finnland HEP99 (1999).

[Aff00] T. Affolder *et al.*, *Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, hep-ex/0004027 (2000).

[Alb91] C. Albajar et al., *J/ψ and ψ' production at the CERN p anti-p collider*, Phys. Lett. **B 256**, 112 (1991).

[Alb94] H. Albrecht, *HERA-B Technical Design Report*, DESY/PRC 95/01, 1994.

[Ald91] D. Alde *et al.*, *Nuclear Dependence of J/ψ Production by 800 GeV/c Protons near $x_F = 0$*, Phys. Rev. **D 52**, 4251 (1991).

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

[Ale97] T. Alexopoulos *et al.*, *A measurement of the $b\bar{b}$ cross section in 800 GeV/c proton-silicon interactions*, Phys. Rev. **D 55**, 3927 (1997).

[Amu97] J. Amundson *et al.*, *Quantitative tests of color evaporation: Charmonium production*, Phys. Lett. **B 390**, 323 (1997).

[Ant78] Y. M. Antipov, *The A-Dependence of J/ψ-Particle inclusive Distributions*, Phys. Lett. **B 76**, 235 (1978).

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

[Ant93] L. Antoniazzi *et al.*, *Production of J/ψ via ψ' and χ decay in 300 GeV/c proton- and $\pi^{\pm}$-nucleon interactions*, Phys. Rev. Lett. **70**, 383 (1993).

[Ant94] L. Antoniazzi *et al.*, *Production of χ charmonium via 300-GeV/c pion and proton interactions on a lithium target*, Phys. Rev. **D 49**, 543 (1994).

[Arm96] T. A. Armstrong *et al.*, *Observation of the radiative decay $J/\psi \to e^+e^-\gamma$*, Phys. Rev. **D 54**, 7067 (1996).

[Aub74] J. J. Aubert *et al.*, *Experimental Observation of a Heavy Particle*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).

[Aug74] J. E. Augustin *et al.*, *Discovery of a Narrow Resonance in e+e- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).

[Bad83] J. Badier *et al.*, *Experimental J/ψ Hadronic Production from 150 to 280 GeV/c*, Z. Phys.**C 20**, 101 (1983).

[Bai96] M. Bailey (for the CDF Collaboration), *Charmonium and Bottonium Production in $p\bar{p}$ Collisions at CDF*, FERMILAB-Conf-96/235-E (1996).

[Bar00] M. Bargiotti *et al.*, *Measurement of the mean interaction rate at HERA-B using ECAL energy spectrum*, HERA-B note **00-134** (2000).

[BBL95] G. Bodwin, E. Braaten und G. Lepage, *Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium*, Phys. Rev. **D 51**, 1125 (1995).

[BFY96] E. Braaten, S. Fleming und T. C. Yuan, *Production of heavy quarkonium in high-energy colliders*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, 197 (1996).

[BK97] M. Beneke und M. Krämer, *Direct J/ψ and ψ' polarization and cross sections at the Fermilab Tevatron*, Phys. Rev. **D 55**, 5269 (1997).

[BKL99] E. Braaten, B. Kniehl und J. Lee, *Polarization of Prompt J/ψ at the Tevatron*, hep-ph/9911436 (1999).

[Bor99] C. Borgmeier, *J/ψ search*, Presentation at Physics Commissioning Meeting (April 7th 1999).

[BR81] R. Baier und R. Rückl, *Hadronic production of J/ψ and Υ: Transverse momentum distributions*, Phys. Lett. **B 102**, 365 (1981).

[BR83] R. Baier und R. Rückl, *Hadronic Collisions: A Quarkonium Factory*, Z. Phys.**C 19**, 251 (1983).

[BR96] M. Beneke und I. Rothstein, *Hadroproduction of quarkonium in fixed-target experiments*, Phys. Rev. **D 54**, 2005 (1996).

[Brä00] M. Bräuer, pers. Mitteilung (2000).

[Bre99] J. Breitweg *et al.*, *Inelastic J/ψ Photoproduction at HERA*, International Conference on High Energy Physics, Osaka ICHEP2000 (1999).

[Buc01] M. Buchler, pers. Mitteilung (2001).

[Car79] A. Carroll *et al.*, *Total cross-sections of pi+-, K+-, p and anti-p on protons and deuterons between 200 GeV/c and 370 GeV/c*, Phys. Lett. **B 80**, 319 (1979).

[Cha80] C. Chang, *Hadronic production of J/ψ associated with a gluon*, Nucl. Phys. **B 172**, 425 (1980).

[CL86] W. Caswell und G. Lepage, *Effective Lagrangians for bound state problems in QED, QCD, and other field theories*, Phys. Lett. **B 167**, 437 (1986).

[Cor82] M. J. Corden *et al.*, *A Measurement of the A-Dependence of the J/ψ Cross Section by comparing Data on Hydrogen and Tungsten Targets at 39.5 GeV/c*, Phys. Lett. **B 110**, 415 (1982).

[Cro99] R. Cropp, *Recent results on $J/\psi, \psi(2S)$ and Υ production at CDF*, hep-ex/9910003 (1999).

[DES00] D. Dujmic, R. Eckmann und R. Schwitters, *Performance of the HERA-B RICH*, HERA-B note **00-020** (2000).

[Dre00] M. Dressel, pers. Mitteilung (2000).

[EGH96] O. Eboli, E. Gregores und F. Halzen, *(No) Color in QCD: Charmonium, Charm and Rapidity Gaps*, (1996).

[Ehr00a] K. Ehret, pers. Mitteilung (2000).

[Ehr00b] K. Ehret et al., *Coasting beam*, HERA-B note **00-014** (2000).

[ESW96] R. Ellis, W. Stirling und B. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press, 1996.

[Fab97] N. Fabiano, *Top Mesons*, hep-ph/9704261 (1997).

[FGML73] H. Fritzsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, *Advantages of the color octet gluon picture*, Phys. Lett. **B 47**, 365 (1973).

[Fla00] J. Flammer, pers. Mitteilung (2000).

[Fla01] J. Flammer, *EcalSIM - The Ecal Pretrigger Simulation*, HERA-B note **01-008** (2001).

[Fri77] H. Fritzsch, *Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics*, Phys. Lett. **B 67**, 217 (1977).

[Fri98] S. Frixione *et al.*, *Heavy Quark Production*, CERN-TH/97-16, hep-ph/9702287, veröffentlicht in 'Heavy Flavours' Edt. A. J. Buras und M. Lindner, Advanced Series on Directions in High Energy Physics, (World Scientific Publishing Co.) (1998).

[FRL00] S. Fleming, I. Rothstein und A. K. Leibovich, *Power Counting and Effective Field Theory for Charmonium*, FERMILAB-Pub-00/321-T, hep-ph/0012062 (2000).

[Gel00] A. Gellrich, pers. Mitteilung (2000).

[Gla61] S. L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).

[GOR78] M. Gluck, J. Owens und E. Reya, *Gluon Contribution to Hadronic J/psi Production*, Phys. Rev. **D 17**, 2324 (1978).

[Gri99] A. Gribushin *et al.*, *Production of J/ψ mesons in pBe collisions at 530 and 800 GeV/c*, FERMILAB-Pub-99-283-E (1999).

[GT87] R. Gastmans und W. Troost, *Production of heavy quarkonia from gluons*, Nucl. Phys. **B 291**, 731 (1987).

[Gub80] B. Guberina *et al.*, *Rare decays of the Z^0*, Nucl. Phys. **B 174**, 317 (1980).

[GW73] D. J. Gross und F. Wiczek, *Asymptotically free gauge theories. I.*, Phys. Rev. **D 8**, 3633 (1973).

[Hal77] F. Halzen, *CVC for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors*, Phys. Lett. **B 69**, 105 (1977).

[HER00a] HERA-B Collaboration, *HERA-B Physics in 2001/2002*, 2000.

[HER00b] HERA-B Collaboration, *HERA-B, Report on Status and Prospects*, DESY/PRC 00/04, 2000.

[Hum87] B. Humpert, *Narrow heavy resonance production by gluons*, Phys. Lett. **B 184**, 105 (1987).

[Igo00] O. Igonkina *et al.*, *Online π^0 calibration of ECAL*, HERA-B note **00-005** (2000).

[Igo01] O. Igonkina, pers. Mitteilung (2001).

[Iiz66] J. Iizuka, *Systematics and phenomenology of meson family*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **37-38**, 21 (1966).

[IKL99] J. Ivarsson, P. Kreuzer und T. Lohse, *PYTHIA and FRITIOF: Event Generators for HERA-B*, HERA-B note **99-067** (1999).

[Jan95] D. Jansen *et al.*, *Measurement of the bottom-quark production cross secction in 800 GeV/c proton-gold collisions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3118 (1995).

[JF85] F. J. J. Fleischer, *Radiative Z and W+- decays: precise predictions from the standard model*, Z. Phys.**C 26**, 629 (1985).

[Kat88] S. Katsanevas *et al.*, *Nuclear-Target Effects in J/ψ Production in 125-GeV/c Antiproton and π^- Interactions*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2121 (1988).

[Kim01a] H. Kim, pers. Mitteilung (2001).

[Kim01b] H. Kim, HERA-B Rich newsgroup, RICH conf. call (7. März 2001).

[KM99] I. Kisel und S. Masciocchi, *A Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detector*, HERA-B note **99-242** (1999).

[Kni00a] B. Kniehl, pers. Mitteilung (2000).

[Kni00b] C. Knierim, *Messung und Analyse von Ratenfluktuationen am HERA-B Target*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (Februar 2000).

[Knö99] T. Knöpfle, *Vertex Detector System*, VDS Plenary Talk, 14th October, 1999.

[Kor96] V. Koreshev *et al.*, *Production of Charmonium States in pi -Be Collisions at 515 GeV/c*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4294 (1996).

[Lee00] J. Lee, *J/ψ Polarisation at Hera-B*, Physics meeting, 7th December, 2000.

[Lei00] M. Leitch *et al.*, *Measurement of Differences Between J/ψ and ψ' Suppression in p-A Collisions*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3256 (2000).

[Loh94] T. Lohse *et al.*, *HERA-B: Proposal*, 1994.

[Loh01] T. Lohse, pers. Mitteilung (2001).

[Mas00] S. Masciocchi, *Vertex Detector System*, VDS Plenary Talk, March 2nd, 2000.

[MDI00] C. Mariotti, M. G. Ducati und G. Ingelman, *Hard and Soft QCD in Charmonium Production*, (2000).

[MNR93] M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, *Fixed target hadroproduction of heavy quarks*, Nucl. Phys. **B 405**, 507 (1993).

[Nas98] P. Nason, *Heavy Flavour Production*, hep-ph/9811468 **IFUM 638/FT** (1998).

[Nör99] M. Nörenberg, *Objektorientierte Simulation der Trigger Decision Unit des First Level Triggers von HERA-B*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1999).

[Oku63] S. Okubo, *ϕ-meson and unitarity symmetry model*, Phys. Lett. **5**, 165 (1963).

[OS99] T. Oest und D. Samtleben, *Reconstruction of J/ψ in 1999 data*, HERA-B note **00-023** (1999).

[PDG00] PDG, Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C **15** (2000).

[Per98] R. Pernack, *Untersuchung von Gasmischungen mit Blick auf die im Spurkammersystem des HERA-B-Detektors errechbare Effizienz und Auflösung*, Diplomarbeit, Universität Rostock (1998).

[Pet00] B. A. Petersen, pers. Mitteilung (2000).

[Pi92] H. Pi, *An event generator for interactions between hadrons and nuclei - Fritiof Version 7*, Computer Physics Communication **71**, 173 (1992).

[RD00] R.Eckmann und D.Dujmic, *Software for stand-alone RICH reconstruction*, HERA-B note **00-002** (2000).

[Sal68] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, veröffentlicht in 'Elementary Particle Theorie', Edt. N.Svartholm (Almquist and Wiksell, 1968) (1968).

[San96] A. Sansoni *et al.*, *Quarkonia production at CDF*, Nucl. Phys. **A 610**, 373 (1996).

[San00] F. Sanchez, pers. Mitteilung (2000).

[Sch94] G. A. Schuler, *Quarkonium production and decays*, hep-ph/9403387 **CERN-TH-7170-94** (1994).

[Sch95] M. H. Schub *et al.*, *Measurement of J/ψ and ψ' production in 800 GeV/c proton-gold collisions*, Phys. Rev. **D 52**, 1307 (1995).

[Sch98] R. Schwitters, *A New Approach to Pattern Recognition in Ring-Imaging Cerenkov Detectors*, HERA-B note **98-088** (1998).

[Sch00] M. Schmelling, pers. Mitteilung (2000).

[SE00] F. Sanchez und K. Ehret, pers. Mitteilung (2000).

[Sjö95] T. Sjöstrand, Computer Physics Communication **82**, 74 (1995).

[Som00] A. Somov, *HERA-B Rate calibration and luminosity determination using ECAL Energy Sum*, HERA-B note **00-076** (2000).

[Spi96] S. Spiridonov, *Magnet measurement analysis*, HERA-B note **96-141** (1996).

[Spr00] S. Spratte, *Bestimmung der Wechselwirkungsrate des HERA-B Targets und Untersuchung des Coasting Beams am HERA Protonenring*, Dissertation, Universität Dortmund (Juni 2000).

[SV00] A. Somov und Y. Vassiliev, *Interaction Rate calibration of the HERA-B detector*, HERA-B note **00-75** (2000).

[tar] *http://www-hera-b.desy.de/subgroup/detector/target.*

[Tho96] J. Thom, *Vorbereitung eines Experimentes zur Messung der $B_s^0\bar{B}_s^0$-Mischung bei HERA-B*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1996).

[Vä95] M. Vänttinen. *et al.*, *Hadroproduction and polarization of charmonium*, Phys. Rev. **D 51**, 3332 (1995).

[Č37] P. A. Čerenkov, *englische Übersetzung des russ. Originals von 1934*, Phys. Rev. **52**, 378 (1937).

[Vil97] M. Villa, *Progress report on the ECAL reconstruction software*, HERA-B note **97-005** (1997).

[Vil00a] M. Villa, pers. Mitteilung (2000).

[Vil00b] M. Villa, *Electron tracks analysis*, Physics meeting, 4th October, 2000.

[Vog99] R. Vogt, *J/ψ production and suppression*, Phys. Rep. **310**, 197 (1999).

[Wei67] W. Weinberg, *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).

[Zoc00] A. Zoccoli (for the HERA-B Collaboration), *The electromagnetic calorimeter of the HERA-B experiment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 446**, 246 (2000).

[Zwe64] G. Zweig, *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking*, CERN 9419/TH.412 (1964).

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Die Arbeit in einer Kollaboration lebt von der Zusammenarbeit mit den Leuten der Kollaboration und ich möchte an dieser Stelle allen jenen meinen Dank aussprechen, die entscheidend den Fortschritt und das Gelingen der Arbeit gefördert haben.

Bei Herrn Professor Dr. Walter Schmidt-Parzefall möchte ich mich für die Aufgabenstellung der Arbeit, seine Unterstützung und die Erstellung eines Gutachtens herzlich bedanken. Ein großes Dankeschön gilt Herrn Professor Dr. Thomas Lohse für seine stets zuverlässige Hilfsbereitschaft und unermüdliche Unterstützung bei der Fertigstellung der Arbeit sowie ebenfalls für die Erstellung eines Gutachtens.

Für das Lesen und ihre Auseinandersetzung mit meiner schriftlichen Ausarbeitung der Arbeit bin ich Dr. Andreas Schwarz und Dr. Dirk Krücker sehr dankbar, durch deren Anregungen das Werk wesentlich geformt wurde.

Herzlichster Dank gilt Olya Igonkina, die mir immer als unerschöpfliche Informationsquelle und als Diskussionspartner zur Verfügung und nicht nur durch das Teilen des Büros auch am nähesten stand. Des weiteren möchte ich mich bei den im Folgenden genannten Freunden und Kollegen sehr herzlich für die vielfältigen Anregungen durch ungezählte Diskussionen nicht nur über Physik und für die Schokolade bedanken, mit welchen sie wesentlich zu einer guten und motivierenden Arbeitsatmosphäre beigetragen haben: Christoph Borgmeier, Martin Bräuer, Maarten Bruinsma, Denis Dujmic, Viktor Egorytchev, Klaus Ehret, Joachim Flammer, Holger Fleckenstein, Andreas Gellrich, Oliver Grimm, Wouter Hulsbergen, Jenny Ivarsson, Thomas Kuhn-Sander, Mike Medinis, Maaijke Mevius, Michael Nörenberg, Thorsten Oest, Brian Aagard Petersen, Jörg Rieling, Federico Sanchez, Michael Schmelling, Stefan Steinbeck, Youri Vassiliev, Mauro Villa, Gregor Wagner und Antonio Zoccoli.

Es ist mir sehr wichtig, allerherzlichst meinem Mann Hartmut dafür zu danken, dass er mit seinem unbegrenzten Interesse an meiner Arbeit und seinen oft verblüffenden Ideen dazu stets für neue Inspiration und Motivation sorgte, was für das Gelingen der Arbeit von großer Bedeutung war. Für seine liebevolle Unterstützung möchte ich ihm meinen allerriesigherzlichstgrößten Dank ausprechen!